THERMIQUE, ÉNERGIES RENOUVELABLES ET TERRITOIRES

NOLWENN LE PIERRES
CHRISTOPHE MENEZO

ACTES

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2025

3 – 6 JUIN 2025
CHAMBÉRY

ORGANISÉ PAR

LOCIE (UMR 5271 - UNIVERSITÉ SAVOIE MONT-BLANC)

AVEC LE SOUTIEN DE L'INSTITUT LITEN DU CEA
À L'INSTITUT NATIONAL DE L'ÉNERGIE SOLAIRE (INES)

Partie I

Préface

Parrainages

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2025, organisé par le LOCIE (UMR5271, CNRS-Université Savoie Mont-Blanc) avec le soutien de l'institut LITEN du CEA à l'Institut National de l'Énergie Solaire (INES) a bénéficié du parrainage et du soutien financier des institutions et des organismes suivants :

Laboratoire procédés énergie bâtiment (UMR 5271)
Université Savoie Mont Blanc, bât. Helios
60 av. du lac Léman, Savoie Technolac 73376 Le Bourget du Lac
https://www.univ-smb.fr/locie/

Université Savoie Mont Blanc
27 rue Marcoz
73000 Chambéry
https://www.univ-smb.fr/

Polytech Annecy-Chambéry
5 chemin Bellevue
74940 Annecy

https://www.univ-smb.fr/polytech/

CEA Liten
17 Avenue des Martyrs
38000 Grenoble

https://liten.cea.fr/cea-tech/liten

Ce congrès a bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme d'Investissements d'Avenir portant la référence (ANR-18-EURE-0016 – Solar Academy).

Cette manifestation est financée par la Région Auvergne Rhône Alpes.

Graduate school Solar Academy
Université Savoie Mont Blanc, bât. Helios
60 av. du lac Léman, Savoie Technolac 73370 Le Bourget du Lac
https://www.univ-smb.fr/solaracademy/

Région Auvergne-Rhône-Alpes
101 cours Charlemagne
CS 20033
69269 Lyon Cedex 02
https://www.auvergnerhonealpes.fr/

Il a également reçu le soutien d'exposants-sponsors industriels :

THEMACS Ingénierie
2 bis rue Alfred Nobel
77420 Champs-sur-Marne, France
themacs-engineering.com
Contact: Jean-Pierre MONCHAU
☎ 06 29 82 44 34
✉ monchau@themacs.fr

LaVision GmbH
Anna-Vandenhoeck-Ring 19
37081 Göttingen, Germany
https://www.lavision.de/fr/
Contact: Cédric DEGOUET
✉ infofrance@lavision.com

COMSOL France
26 rue Gustave Eiffel
38000 Grenoble, France
www.comsol.com
Contact: Frédéric BERNARD
☎ 04 76 46 49 01
✉ frederic.bernard@comsol.fr

DEWESoft
14 rue René Cassin
91300 Massy
dewesoft.com
Contact: Fabien JEANDENANS
✉ fabien.jeandenans@dewesoft.com

Alt-R&D
CoAction
46-48 rue Ferdinand Buisson
33130 BEGLES
https://www.alt-rd.com/
Contact: Emmanuel RUFFIO
✉ emmanuel.ruffio@alt-rd.com

Comité d'organisation

Équipe locale

Le 33ème Congrès Français de Thermique est organisé par le Laboratoire procédés énergie bâtiment, LOCIE, avec le soutien de l'institut LITEN du CEA à l'Institut National de l'Énergie Solaire (INES). Le LOCIE, unité mixte de recherche, a pour tutelles l'Université Savoie Mont Blanc et le CNRS.

Le congrès s'est tenu à Chambéry du 3 au 6 juin juin 2025 sur le thème **Thermique, Énergies renouvelables et Territoires**.

Présidence : Nolwenn LE PIERRÈS et Christophe MÉNÉZO

Secrétariat scientifique : Simon ROUCHIER et Julien RAMOUSSE

Comité d'organisation local : Hervé BOILEAU, Catherine BUHÉ, Gilles FRAISSE, Florine GIRAUD, Nolwenn LE PIERRÈS, Antoine LECONTE, Guillaume LE GALL, Anna LUSHNIKOVA, Christophe MÉNÉZO, Mickaël PAILHA, Hai Trieu PHAN, Van-Kha PHAM, Julien RAMOUSSE, Simon ROUCHIER, Christian RUYER-QUIL, Benoît STUTZ, Martin THEBAULT, Monika WOLOSZYN, Etienne WURTZ

Comité Scientifique de la SFT

Jean-Luc BATTAGLIA	I2M, Bordeaux
Philippe BAUCOUR	FEMTO, Belfort
Stéphane CHEVALIER	I2M, Bordeaux
Bernard DESMET	ENSIAME, Valenciennes
Marie-Christine DULUC	CNAM, Paris
Najib LARAQI	LTIE, Ville d'Avray
Jian LIN	Icube, Strasbourg
Johann MEULEMANS	Saint Gobain, Paris
Joana RANDRIANALISOA	ITheMM, Reims
Romuald RULLIERE	CETHIL, Lyon
Didier SAURY	Pprime, Poitiers
Jérôme BELLETTRE	LTEN, Nantes
Fabien DELALEUX	CERTES, Sénart
David DONJAT	ONERA, Toulouse
Christophe JOURNEAU	CEA, Cadarache
Marjolaine LEGAY	Ariane Group
Damien MERESSE	LAMIH, Valenciennes
Thomas PIERRE	IRDL, Lorient
Christophe RODIET	ITheMM, Reims
Patrick SALAGNAC	LASIE, La Rochelle
Sylvain SERRA	LATEP, Pau

Liste des relecteurs

Le comité d'organisation adresse de très vifs remerciements aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.

Aouali Abderezak
Vincent Ayel
Jean-Luc Bailleul
Francoise Bataille
Jean-Luc Battaglia
Philippe Baucour
Nicolas Baudin
Jean-Pierre Bedecarrats
Jérôme Bellettre
André Bergeron
Pascal Le Bideau
Nicolas Blet
Jean Luc Bodnar
Dimitri Bonnet
Daniel Bougeard
Pascal Boulet
Pascale Bouvier
Charles Brissot
Cyril Caliot
Guillaume Castanet
Cathy Castelain
Didier Chamagne
Stéphane Chevalier
Romain Collignon
Steven Le Corre
José Lara Cruz
Louis Decoster
Jules Delacroix
Fabien Delaleux
Didier Delaunay
Sébastien Denis
Philippe Desevaux
Bernard Desmet
Ayihaou Armand Djossou
David Donjat
Marie-Christine Duluc
Jean Pierre Dumas
Olivier Farges
Matthieu Fenot
Stéphane Fohanno
Bertrand Garnier
Jonathan Gaspar
Edouard Geslain
Stéphane Gibout
Rémi Gilblas
Florine Giraud
Michel Gradeck
Philippe Haberschill
Jean-Luc Harion
Christophe Journeau
Abdelhamid Kheiri
Matthieu Labat
Mohammed Lachi
François Lanzetta
Thierry De Larochelambert
Damien Lecointe
Thierry Lemenand
Denis Lemonnier
Renan Leon
Laurent Libessart
Franck Lucas
Anna Lushnikova
Alexandre Marie
Johann Meulemans
Pierre Millan
Ahmed Ould El Moctar
Christophe Ménézo
Kokouvi Edem N'Tsoukpoe
Xavier Nicolas
Hai Trieu Phan
Thomas Pierre
Thomas Pierre
Nolwenn Le Pierrès
Hugues Pretrel
Hervé Pron
Julien Ramousse
Jaona Randrianalisoa
Jean-Michel Reneaume
Philippe Reulet
Fabrice Rigollet
François Rioual
Christophe Rodiet
Auline Rodler
Simon Rouchier
Yassine Rouizi
Jean-Louis Roujean
Stéphane Roux
Jean-Claude Roy
Romuald Rulliere
Serge Russeil
Christian Ruyer-Quil
Patrick Salagnac
Didier Saury
Jean-Paul Serin
Sylvain Serra
Jérôme Soto
Pascal Stouffs
Benoit Stutz
Lounès Tadrist
Konstantinos Termentzidis
Martin Thebault
Karim Touati
Nathalie Trannoy
Marielle Varenne-Pellegrini
Gerard Vignoles

Le mot du comité d'organisation

La Société Française de Thermique a pour objectif le développement et le rayonnement des sciences thermiques et énergétiques et de leurs applications concrètes. Cette année 2025, le 33ème Congrès Français de Thermique se déroule du 3 au 6 juin 2025 à Chambéry sur le thème **Thermique, Energies renouvelables et Territoires**.

En 2023, l'Union Européenne a fixé comme objectif en matière d'énergie d'atteindre une part de 42,5 % d'énergies renouvelables d'ici 2030, pour viser la neutralité carbone d'ici 2050. En France, la loi d'accélération de la production d'énergies renouvelables de mars 2023 invite les collectivités territoriales à identifier les zones à fort potentiel d'énergies renouvelables sur leur territoire, soulignant ainsi la nécessité d'évaluer leur potentiel au niveau local. Les différents territoires possèdent diverses ressources énergétiques renouvelables dont les gisements sont propres aux spécifiés de chacun : éolien, géothermique, hydrothermique, biomasse ou solaire. Pour cette édition du congrès de la SFT, nous souhaitons mettre en avant la thermique non seulement en tant que vecteur de génération d'énergie, mais jouant également un rôle déterminant sur la performance des systèmes énergétiques, leur vieillissement et la valorisation des énergies renouvelables à l'échelle des territoires.

Pour faire face en enjeux des dérèglements climatiques, des instabilités géopolitiques et des disparités sociétales ces territoires aux spécificités si différentes doivent pouvoir s'appuyer sur des systèmes énergétiques résilients capable de s'adapter à l'évolution des besoins et d'assurer une sécurisation et une souveraineté énergétique. Dans ce contexte de mutation énergétique les énergies renouvelables ont un rôle majeur à jouer en réponse aux besoins locaux et la thermique est indéniablement une thématique centrale à chaque étapes de leurs transformations : production (de chaleur, de vapeur, combustion, photoconversion,...), stockage, distribution et utilisation pour les bâtiments, l'industrie et l'agriculture, l'efficacité en régissant les conditions opérantes, le pilotage et l'intégration des systèmes de cogénération ou de trigénération, le transport d'énergies au sein de réseaux de 5ème génération... Ce congrès est l'occasion de réunir autour de ces enjeux et des problématiques qu'ils induisent la communauté des thermiciens et des énergéticiens issus aussi bien du monde académique que de la sphère industrielle.

Le thème du congrès Thermique, Energies renouvelables et Territoires sera tout particulièrement abordé dans les sept conférences plénières qui permettront de poser un état des lieux de nos connaissances, et d'apporter des pistes de réflexion sur les actions à mener :

- M. Daniel Mugnier (Directeur Délégué de PLANAIR et Chairman IEA PVPS TCP à l'Agence Internationale de l'Energie) interviendra sur le Solaire PV : agilité technologique face à la transition énergétique.
- M. Damien Bouvier (Maître de conférences en droit européen au Centre de Recherche en Droit Antoine Favre) et Mme Catherine Banet (Professeure de droit spécialisée en droit de l'énergie à l'Université d'Oslo) présenteront Droit, planification et système énergétique : exemple de la géothermie.
- M. Jean François Fourmigué (Chercheur au LITEN, CEA) abordera l'Efficacité énergétique pour l'industrie et les territoires.

- M. Fabrice Malla (responsable aux Services industriels de Genève (SIG)) interviendra sur l'hydrothermie en présentant GeniLac : Fraîcheur et efficacité énergétique au cœur du canton de Genève.
- M. Philippe Papillon (docteur-ingénieur indépendant) présentera les enjeux et avancées technologiques du solaire thermique.
- Mme Florence Magnin (Chargée de recherche CNRS à EDYTEM) interviendra sur les impacts des changements climatiques, en particulier l'évolution du permafrost et son implication pour les sociétés alpines.
- Mme Marjorie Musy (Directrice de recherche au Cerema) présentera les avancées et enjeux de la modélisation microclimatique pour la thermique des quartiers.

Des ateliers ont également été programmés en lien avec les Groupes Thématiques de la SFT pour promouvoir des échanges autour de thèmes transversaux comme par exemple :

- Simulation et modélisation thermique pour les EnR
- Thermique et agroalimentaire.
- Thermique et milieux poreux.
- Thermique et IA.

Lors de ce congrès, 108 communications ont été acceptées pour publication dans les actes du congrès, ainsi que 78 communications présentées sous forme d'affiche uniquement, soit un total de 186 posters dans tous les domaines de la thermique. Le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique a classé 6 communications pour le prix Biot-Fourier qui seront proposées pour publication dans la revue Entropie : thermodynamique-énergie-environnement-économie (ISTE).

Enfin, le comité d'organisation du congrès tient à remercier très sincèrement le Conseil d'Administration et le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique, ainsi que nos prédécesseurs dans l'organisation de ce congrès annuel, pour nous avoir conseillés et aidés dans l'organisation de ce 33e congrès.

L'ensemble du comité local d'organisation est très heureux de vous accueillir à Chambéry et vous souhaite, à toutes et à tous, un excellent congrès 2025 !

Nolwenn LE PIERRES, Christophe MENEZO
et l'ensemble du comité d'organisation local

Prix Biot-Fourier

Six contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier. Les auteurs présenteront leurs travaux à l'occasion de deux sessions orales.

Le Prix Biot-Fourier sera attribué en fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales.

Quantification de l'impact de la résistance thermique de contact entre fibres sur la conduction dans les matériaux d'isolation fibreux

Clémence Gaunand[1,2,3⋆], Yannick De Wilde[1], Valentina Krachmalnicoff[1], Adrien François[2], Veneta Grigorova-Moutiers[2], Karl Joulain[3]

⋆ ✉: clemence.gaunand@espci.fr

[1] Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 1 rue Jussieu, 75238 Paris Cedex 05 (France)

[2] Saint-Gobain Research Paris, 41 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers Cedex (France)

[3] Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, 11 Boulevard Marie et Pierre Curie, 86073 Poitiers Cedex 9 (France)

Mots clés : Matériaux d'isolation fibreux ; Conduction ; Résistance thermique de contact ; Thermographie infrarouge ; Simulation numérique ; Conductivité solide

(Cf. page 313)

Modélisation du déclenchement de l'ébullition nucléée en convection forcée en régimes permanent et transitoire

Héloïse Hénaff[1,2⋆], Jean-Marc Labit[2], Cassiano Tecchio[2], Marie-Christine Duluc

⋆ ✉: heloise.henaff@cea.fr

[1] Conservatoire National des Arts et Métiers, LAFSET, 75003, Paris, France

[2] CEA, STMF, 91191, Gif-sur-Yvette, France

Mots clés : Transitoire de puissance ; Déclenchement de l'ébullition nucléée ; Convection forcée

(Cf. page 823)

Influence du rayonnement sur un écoulement de convection naturelle turbulent en cavité différentiellement chauffée

Vincent Daurenjou[1⋆], Florian Moreau[1], Didier Saury[1]

⋆ ✉: vincent.daurenjou@ensma.fr

[1] Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers Téléport 2, 1 Avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

Mots clés : Convection naturelle ; Rayonnement ; Turbulence

(Cf. page 347)

Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission

Jordan Letessier[1,2⋆], Jérémie Maire[1,2], Stéphane Chevalier[1,2]

⋆ ✉: jordan.letessier@u-bordeaux.fr

[1] Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France

[2] Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, Hesam Universite, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

Mots clés : Thermographie; Spectroscopie; Coefficient de thermotransmittance; Imagerie photothermique hétérodyne; Transmission; Infrarouge; Modélisation; Microfluidique

(Cf. page 321)

Étude expérimentale du comportement des feux de nappe et du risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans une chambre à échelle réduite du château de Chambord

Ziyuan Chen[1,⋆], Brady Manescau[1], Khaled Chetehouna[1], Ilyas Sellami[1], Ludovic Lamoot[1]

⋆ ✉: ziyuan.chen@insa-cvl.fr

[1] INSA Centre-Val de Loire, Université en orléans, PRISME UR 4229, 88, boulevard Lahitolle, 18000 Bourges, France

Mots clés : Feu de nappe; Comportement du feu; Sécurité incendie; Confinement; Bâtiments historiques; combustion oscillatoire basse fréquence

(Cf. page 371)

Utilizing Local Climate Zone Data for Land Use Representation in Weather Research and Forecasting (WRF) Models

Hamza Nisar[1,2,⋆], Christophe Ménézo[1], Mattheos Santamouris[2]

⋆ ✉: hamza.nisar@univ-smb.fr

[1] Laboratoire LOCIE UMR 5271, Université Savoie Mont Blanc – CNRS (France)

[2] School Built Environment, University New South Wales (Sydney

Mots clés : Urban Heat Island, Solar PV, WRF model

(Cf. page 625)

Table des matières

I Préface iii

Parrainages v

Comité d'organisation ix

Liste des relecteurs xi

Le mot du comité d'organisation xiii

Prix Biot-Fourier xv

Quantification de l'impact de la résistance thermique de contact entre fibres sur la conduction dans les matériaux d'isolation fibreux . . . xv

Modélisation du déclenchement de l'ébullition nucléée en convection forcée en régimes permanent et transitoire . . . xv

Influence du rayonnement sur un écoulement de convection naturelle turbulent en cavité différentiellement chauffée . . . xvi

Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission . . . xvi

Étude expérimentale du comportement des feux de nappe et du risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans une chambre à échelle réduite du château de Chambord . . . xvii

Utilizing Local Climate Zone Data for Land Use Representation in Weather Research and Forecasting (WRF) Models . . . xvii

Table des matières xvii

II Textes complets 1

1 Energétique 3

Towards low energy, low tech and low cost DHW production for buidlings . . . 5

Optimal design of geothermal rain water tank for passive cooling buildings . . . 13

Performance d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente selon différentes lois de commande des soupapes . . . 21

Impact des choix structurels des Systèmes Energétiques Renouvelables Intelligents (SERI) sur le bilan et l'efficacité des transitions énergie-climat locales . . . 29

Impact de l'évaporation de l'eau sur la caractérisation des propriétés intrinsèques d'un substrat capillaire . . . 37
Flexibilité des systèmes multi-énergétiques : État de l'art, définition et leviers . . . 45
Optimisation du refroidissement par évaporation directe basée sur des matériaux organiques dans un climat méditerranéen . . . 53
Green Hydrogen as an Energy Vector for Mobility and Residential buildings needs in Urban Areas . . . 61
Multi-Objective Optimization of Photovoltaic (PV) Integration in Residential Buildings . . . 69
Disponibilité industrielle des AHT pour la production de vapeur surchauffée par valorisation de chaleur fatale . . . 77
Experimental analysis of the refrigerant two-phase flow in an absorption chiller based on GAX cycle . . . 85
Stockage thermique durable pour le Sahel : étude des propriétés de stockage à température ambiante des huiles de Lannea pour la technologie solaire à concentration 93
Caractérisation énergétique d'une cuisine solaire pour un restaurant . . . 101
Modèle 1D-1D de condenseur avec le code CATHARE-3 pour la simulation à l'échelle système de cycles de Rankine . . . 109
Outil d'aide à la décision pour la valorisation de la chaleur fatale industrielle : Vers une industrie plus éco-efficace et résiliente . . . 117
Etude numérique de l'influence de l'assistance par compresseur dans le cycle Absorption Heat Transformer pour valoriser des sources de chaleur fatales à basse température 125
Optimisation par Algorithme Génétique de la Performance Énergétique et du Confort Thermique d'un Système de Climatisation par Eau de Mer (SWAC) . . . 133
Méthodologie de classification des bâtiments à l'échelle du quartier au regard de leur potentiel de flexibilité énergétique . . . 141
Simulation d'une installation solaire aérovoltaïque sur un bâtiment non résidentiel existant via TRNSYS . . . 149
Analyse exergo-économique de cycles thermodynamiques pour la réfrigération de moyenne puissance . . . 157
Méthodologie de comparaison des pilotages conventionnel et par apprentissage profond en sous-station de réseaux de chaleur urbains . . . 165
Stockage thermique pour le couplage entre récupération de chaleur fatale et production d'hydrogène dans un électrolyseur à oxyde solide : étude énergétique et technico-économique . . . 173
Analyse numérique de la performance des panneaux photovoltaïques flottant et impact thermiques et énergétiques des facteurs environnementaux . . . 181
Analyse de cycle de vie d'un puits canadien : évaluation environnementale des systèmes pour réduire l'empreinte carbone des bâtiments . . . 189
Les stockages distribués pour diminuer la température d'opération des réseaux de chaleur existants . . . 197
Simulation numérique du Stirling GPU3 avec gestion améliorée des sauts de section . . . 205
Etude expérimentale et numérique d'un capteur solaire à tubes sous vide avec stockage intégrant un échangeur . . . 213

Optimisation multiobjectif de la cuisson d'un produit céréalier . . . 221
Analyse topologique des réseaux de chaleur nationaux . . . 229
Développement de schémas RC comme outil de cartographie pour les besoins en chaud et en froid à l'échelle du bâtiment . . . 237
Sobriété énergétique et optimisation intégrée des stratégies de rénovation et de gestion des bâtiments de bureaux en France : impacts énergétiques, économiques et environnementaux . . . 245
Étude numérique de l'intensification des échanges thermiques dans un stockage de chaleur latent par l'usage combiné de graphite naturel expansé compressé, ailettes et mélangeurs statiques . . . 253
Modélisation d'une chaudière de récupération avec changement de phase et calcul du coefficient d'échange . . . 261

2 Hautes Températures - hauts flux 269

Conception, mise en œuvre et caractérisation d'un simulateur solaire à haute densité de flux d'une puissance de 45 kWel . . . 271
Développement d'un dispositif expérimental pour la mesure de l'émissivité normale spectrale d'une céramique de CeO2 en conditions de thermochimie solaire . . . 279
Simulation numérique du soudage par point : caractérisation et modélisation des résistances de contact . . . 287
Modèle spectral EDQNM pour les écoulements turbulents fortement anisothermes en convection forcée . . . 295

3 Micro et Nanothermique 303

Modèle théorique et analyse physique de la résistance thermique d'une interface liquide-vapeur . . . 305
Quantification de l'impact de la résistance thermique de contact ente fibres sur la conduction dans les matériaux d'isolation fibreux . . . 313
Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission . . . 321

4 Modes de Transfert 329

Conception d'un spreader thermique à haute isolation électrique et immunité CEM . . . 331
Influence du profil d'injection sur les transferts thermiques dus à l'impact d'un jet liquide à haut nombre de Prandtl . . . 339
Etude expérimentale de l'influence du rayonnement sur la dynamique d'un écoulement turbulent de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée . . . 347
Caractérisation des performances thermo-hydrauliques de fluides caloporteurs en régimes de convection forcée et mixte dans un écoulement interne . . . 355
Etude expérimental de l'ébullition se produisant dans un film d'eau tombant sur une plaque verticale plane rainurée à des pressions proches du proche du point triple . . . 363
Étude expérimentale du comportement des feux de nappe et du risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans une chambre à échelle réduite du château de Chambord . . . 371

Influence de la circulation à grande échelle sur le transfert de chaleur en convection turbulente rugueuse . . . 379

Modélisation du couplage conducto-convecto-radiatif à l'échelle continue en vue de l'optimisation topologique d'absorbeurs solaires volumiques . . . 387

Simulation par la méthode de Monte Carlo en espace de chemins du couplage conducto-radiatif : Application à la Gyroïde . . . 395

Étude expérimentale du refroidissement par impact de jet d'huile : influence de la courbure de surface . . . 403

Étude numérique et expérimentale de l'évaporation de multi-gouttes sessiles : Influence de l'effet d'écran sur la dynamique d'évaporation . . . 411

5 Modélisation et Simulation Numérique 421

Contribution of multiphysics CFD simulation to the reduction of pollutant emissions from domestic heating appliances: application to a pellet stove . . . 423

Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Analyse des performances de combustion et impact de la vapeur d'eau sur les émissions polluantes . . . 431

Optimisation des Aéroréfrigérants dans les Usines de GNL : Amélioration des Performances par Aspersion Directe d'Eau . . . 439

Étude numérique de l'intensification des échanges dans un absorbeur de capteur solaire . 447

Simulation numérique 3D et optimisation de l'intensification des échanges thermofluidiques d'un microcanal d'échangeur thermique par micro-structuration des surfaces d'échange . . . 455

Fine characterisation of the solar resource variability in intricate urban environments by means of higher-order modal decomposition . . . 463

Modélisation nodale d'un transformateurs de traction électriques ferroviaire . . . 471

Modélisation FEM multi-échelle du transfert thermique lors du processus AFP in-situ sur des composites thermoplastiques . . . 479

Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans une centrale photovoltaïque flottante : utilisation de la méthode des frontières immergées . . . 487

6 Métrologie et Techniques Inverses 495

Caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau composite thermoplastique . . . 497

Optimizing climate data integration for thermal properties characterization in building walls: A comparative investigation of fitting techniques and inversion algorithms using thermal quadrupoles . . . 505

A novel parametric spectral technique to solve inverse heat problems for the estimation of wall thermophysical properties . . . 513

Caractérisation de matériaux à changement de phase solide-liquide par bilan entropique . 521

Utilisation de modèles analytiques pour les procédés de thermoablation . . . 527

Estimation of the heat flux imposed by a diode-laser on a paste . . . 535

Estimation of infrared detector bandwidths and effect on the Pulsed Periodic Photothermal Radiometry performance . . . 543

Pour une estimation simultanée des conductivités de matériaux orthotropes par thermographie . . . 551

Caractérisation thermo-physique d'un matériau à changement de phase avec surfusion incluant l'évaluation du flux dissipé lors de la phase de recalescence . . . 559

Mesure thermo-rhéologique des écoulements polymères : avancées scientifiques et application aux procédés d'injection . . . 567

Estimation tridimensionnelle de densité de flux de chaleur par méthode séquentielle de spécification de fonction avec régularisation . . . 575

Identification de la conductivité thermique d'un composite à matrice thermodurcissable en cours de réticulation . . . 583

Experiment-based Reduced Order Model by MIM applied to empty beehives for temperature prediction . . . 591

Identification de la thermo-dépendance de la conductivité de matériaux isolants par modèles réduits modaux . . . 599

7 Thermique Atmosphérique et Adaptation au Changement Climatique 607

Résilience thermique dans les écoles – Revue bibliographique des solutions d'adaptation aux vagues de chaleur . . . 609

Résilience aux vagues de chaleur d'un système de rafraîchissement adiabatique indirect destiné aux bâtiments tertiaires . . . 617

Utilizing Local Climate Zone Data for Land Use Representation in Weather Research and Forecasting (WRF) Models . . . 625

Inter-comparaison d'outils de simulation du microclimat urbain et confrontation à de la mesure . . . 633

Impact de la nature des matériaux utilisés dans l'enveloppe des bâtiments, sur la consommation énergétique et le confort thermique en climat chaud et sec . . . 641

Impact des variations saisonnières et du microclimat local sur le confort thermique et la qualité de l'air intérieur : Cas d'un bâtiment résidentiel à Nantes, France . . . 649

Developing a model for Urban Environment based on transient RANS approach . . . 657

8 Thermique appliquée 665

Experimental and numerical analysis of shower drain water heat recovery heat exchangers fouling . . . 667

Recyclage par Reformage de Composites à Matrice Polyester . . . 675

Performances hygrothermiques d'un composite en plâtre et fibres de Furcraea Foetida (choca vert) . . . 683

Influence des transferts d'humidité sur la transmittance thermique de murs en ossature bois 691

Experimental study to assess the effect of coatings radiative properties on the temperature of a Dadant hive . . . 699

Dispositif de mesure de couches parasites par dissipation thermique et mesure de résistance thermique . . . 707

Essais dynamiques pour caractériser le comportement thermique des murs - Application au béton de terre . . . 715

Valorisation des déchets d'éléments d'ameublement (DEA) dans l'isolation thermique des bâtiments : Caractérisation thermophysique et analyse de cycle de vie 723

Caractérisation et simulation du comportement thermique d'éco matériau composite à base de terre de barre et fibre de coco. 731

Optimisation du dimensionnement d'un condenseur à ailettes creuses interconnectées en polymère 739

Experimental and numerical study of constrained melting of metallic phase change material (PCM) 747

Contrôle des conditions de mise en forme d'une pièce composite à matrice thermodurcissable de très forte épaisseur 755

Etude numérique de dimensionnement et d'optimisation d'un caloduc spatial innovant . . . 763

Optimisation de la conception des parois du bâtiment pour la réduction des consommations énergétique 771

Modèle saisonnier de pont thermique 779

Développement et caractérisation thermophysique de bio composite d'isolation à base de fibres de coir et gaines foliaires de cocotiers. 787

9 Thermographie **795**

Investigation par radiométrie photothermique à balayage de la porosité des pièces fabriquées par fusion par faisceau d'électrons 797

Développement d'une méthode de mesure de résistance thermique de contact entre 2 cylindres à partir d'excitations et de réponses de température en face avant 805

10 Transferts en Milieux Hétérogènes **813**

Analysis of heat and mass transport in a complex PDMS-based porous medium 815

Modélisation du déclenchement de l'ébullition nucléée en convection forcée en régimes permanent et transitoire 823

Impact of internal flow on particle deposition in a locally heated sessile droplet 831

Élaboration et caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau à gradient de propriétés céramique/métal 839

Performance d'extinction incendie d'un brouillard d'eau additivée aux alcools primaires linéaires : une analyse statistique 847

De la microstructure à la conductivité thermique dans des céramiques UO2, par une technique mathématique originale 855

Simulation des transferts thermiques par la méthode des cellules coupées 863

Analyse comparée de méthodes de résolution du couplage conduction-rayonnement dans des matériaux hétérogènes semi-transparents 871

III Annexes **879**

Liste des auteurs **881**

Partie II

Textes complets

Thème 1

Energétique

Towards low energy, low tech and low cost DHW production for buidlings . . . 5
Optimal design of geothermal rain water tank for passive cooling buildings . . . 13
Performance d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente selon différentes lois de commande des soupapes . . . 21
Impact des choix structurels des Systèmes Energétiques Renouvelables Intelligents (SERI) sur le bilan et l'efficacité des transitions énergie-climat locales . . . 29
Impact de l'évaporation de l'eau sur la caractérisation des propriétés intrinsèques d'un substrat capillaire . . . 37
Flexibilité des systèmes multi-énergétiques : État de l'art, définition et leviers . . . 45
Optimisation du refroidissement par évaporation directe basée sur des matériaux organiques dans un climat méditerranéen . . . 53
Green Hydrogen as an Energy Vector for Mobility and Residential buildings needs in Urban Areas . 61
Multi-Objective Optimization of Photovoltaic (PV) Integration in Residential Buildings . . . 69
Disponibilité industrielle des AHT pour la production de vapeur surchauffée par valorisation de chaleur fatale . . . 77
Experimental analysis of the refrigerant two-phase flow in an absorption chiller based on GAX cycle 85
Stockage thermique durable pour le Sahel : étude des propriétés de stockage à température ambiante des huiles de Lannea pour la technologie solaire à concentration . . . 93
Caractérisation énergétique d'une cuisine solaire pour un restaurant . . . 101
Modèle 1D-1D de condenseur avec le code CATHARE-3 pour la simulation à l'échelle système de cycles de Rankine . . . 109
Outil d'aide à la décision pour la valorisation de la chaleur fatale industrielle : Vers une industrie plus éco-efficace et résiliente . . . 117
Etude numérique de l'influence de l'assistance par compresseur dans le cycle Absorption Heat Transformer pour valoriser des sources de chaleur fatales à basse température . . . 125
Optimisation par Algorithme Génétique de la Performance Énergétique et du Confort Thermique d'un Système de Climatisation par Eau de Mer (SWAC) . . . 133
Méthodologie de classification des bâtiments à l'échelle du quartier au regard de leur potentiel de flexibilité énergétique . . . 141
Simulation d'une installation solaire aérovoltaïque sur un bâtiment non résidentiel existant via TRNSYS . . . 149
Analyse exergo-économique de cycles thermodynamiques pour la réfrigération de moyenne puissance . . . 157

Méthodologie de comparaison des pilotages conventionnel et par apprentissage profond en sous-station de réseaux de chaleur urbains . . . 165

Stockage thermique pour le couplage entre récupération de chaleur fatale et production d'hydrogène dans un électrolyseur à oxyde solide : étude énergétique et technico-économique 173

Analyse numérique de la performance des panneaux photovoltaïques flottant et impact thermiques et énergétiques des facteurs environnementaux . . . 181

Analyse de cycle de vie d'un puits canadien : évaluation environnementale des systèmes pour réduire l'empreinte carbone des bâtiments . . . 189

Les stockages distribués pour diminuer la température d'opération des réseaux de chaleur existants 197

Simulation numérique du Stirling GPU3 avec gestion améliorée des sauts de section . . . 205

Etude expérimentale et numérique d'un capteur solaire à tubes sous vide avec stockage intégrant un échangeur . . . 213

Optimisation multiobjectif de la cuisson d'un produit céréalier . . . 221

Analyse topologique des réseaux de chaleur nationaux . . . 229

Développement de schémas RC comme outil de cartographie pour les besoins en chaud et en froid à l'échelle du bâtiment . . . 237

Sobriété énergétique et optimisation intégrée des stratégies de rénovation et de gestion des bâtiments de bureaux en France : impacts énergétiques, économiques et environnementaux . 245

Étude numérique de l'intensification des échanges thermiques dans un stockage de chaleur latent par l'usage combiné de graphite naturel expansé compressé, ailettes et mélangeurs statiques 253

Modélisation d'une chaudière de récupération avec changement de phase et calcul du coefficient d'échange . . . 261

Vers une production d'eau chaude sanitaire à faible consommation d'énergie, à faible technicité et à faible coût pour les bâtiments

Towards low energy, low tech and low cost domestic hot water production for buildings

Jean-Baptiste BOUVENOT[1,2*], Cyprien BEAUDET[1]
1**:** ICube laboratory, University of Strasbourg, France
2**:** INSA Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire, 67000 STRASBOURG
*(auteur correspondant : jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr)

Résumé - Avec l'amélioration de l'enveloppe des bâtiments et le recours à la récupération de chaleur sur l'air extrait, il s'avère que la production d'eau chaude sanitaire ECS devient un poste important dans le bilan énergétique des bâtiments. Cette étude vise à analyser l'intérêt que peut avoir la récupération de chaleur sur les eaux grises dans les bâtiments pour réduire les consommations liées à l'ECS. L'étude montre qu'un couplage de ce type de système avec une production thermodynamique et de petits panneaux solaires photovoltaïques peut réduire drastiquement ces consommations même en considérant l'impact de l'encrassement de l'échangeur et être compétitif avec des installations solaires thermiques souvent plus coûteuses et parfois difficiles à déployer notamment en rénovation et en milieu urbain.

Abstract - With improvements to the building envelope and the use of heat recovery from extracted air, DHW production is becoming a major item in the energy balance of buildings. The aim of this study is to analyze the potential benefits of grey water heat recovery in buildings to reduce DHW consumption. The study shows that combining this type of system with thermodynamic production and small photovoltaic solar panels can drastically reduce consumption, even taking into account the impact of heat exchanger fouling, and be competitive with solar thermal systems that are more expensive and sometimes difficult to install, particularly in renovation projects and urban environments.

Nomenclature

C_{dyn}	dynamic coefficient,-
COP	coefficient of performance, -
c_p	specific heat capacity, J.kg^{-1}.K^{-1}
E	electrical energy, J or kWh
E_{hx}	heat exchanger efficiency,-
k_f	fouling coefficient, kJ.K^{-1}.m^{-2}.d^{-2}
NTU	number of transfer units, -
Q	heat, J or kWh
q_v	volume flow rate, m^3.h^{-1}
R_f	fouling thermal resistance, m².K.kW^{-1}
$R_{f\infty}$	asymptotic fouling thermal resistance, m².K.kW^{-1}
US	thermal conductance, W.K^{-1}
T	temperature, °C or K

Index and exponent	
0	nominal/initial
∞	stabilization phase
amb	ambient
C	*cold*
dhw	domestic hot water
el	electrical
f	fouling
grid	from grid
H	hot
hp	heat pump
hx	heat exchanger
loss	losses
p	peak
syst	system
th	thermal
Greek symbols	
η_{ex}	exergetic efficiency, -
ρ	water density, kg.m^{-3}

1. Introduction

Domestic hot water (DHW) is a major source of energy consumption in residential buildings (second behind heating), accounting for 16% in France [1, 2] in 2021 (15% in Europe in 2021 [3], 18% in the United States in 2023 [4]). This rate has risen steadily, doubling over the last 50 years in France [1,2], due to improvements in the thermal performance of buildings (increasingly stringent regulations (RT 2012 and RE2020)) and higher levels of comfort, particularly with more frequent showers. This rate will be even higher for high-performance buildings (new or renovated), reaching around 30% [5]. The energy consumed for DHW dedicated to showers in France will represent around 49 TWh in 2021 [1], of which 24 TWh [1] will be produced using electrical energy, mainly Joule-effect systems (around 11 million units) which operate mainly at night during off-peak hours. According to ADEME [6], the electrical energy consumed by the entire electrical water heater (Joule effect) EWH park represents 5.5% of national electricity consumption. This basic electricity consumption is mainly covered by nuclear power plants. This represents the electricity production of around 2 nuclear reactors (out of 57 in France in 2024). Among DHW consumption, shower consumption accounts for around 2/3 of the total. It also happens to be the easiest source of heat to recover ('lightly charged' grey water compared with 'heavily charged' grey water, i.e. oily water). In addition to the gains in terms of energy efficiency and greenhouse gas (GHG) emissions, recovering some of this energy offers the opportunity to free up electrical capacity in view of the growing use of electric mobility, which will require large quantities of energy during this same night-time period to recharge. Often, we work to improve DHW production (thermodynamic water heaters TWH, heat pumps, solar thermal panels, biomass, etc.) without bothering to recover the heat lost during the evacuation of grey water that is still hot. However, this is what is commonly done in a double flow ventilation system, for example. Furthermore, in energy terms, only 20% of the total heat produced is used (heat that is used/lost by convection with the skin and by evaporation between the shower head and the drain (see Fig.1)). 80% of the heat produced will be evacuated through the drain (powers of the order of 10 kW) with drain temperature between 33 and 37°C on average vs. DHW water at 40°C. Solar thermal panels can be installed in efficient buildings, often in new-build, with coverage rates ranging from 40 to 80% depending on the climatic zone (in France [7]), but they are often expensive and difficult to install in refurbishment or urban environments (collective housing). We can see on figure 1 a first example to compare a classical DHW production by electrical heater EWH (Joule effect) and a DHW production made by a drain shower water heat exchanger couple to an over insulated thermodynamic water heater TWH and photovoltaic (PV) panels. We see that we can in theory reduce DHW consumption by a factor 14 (between 10 and 15) while maintaining the same level of comfort (same volume of DHW at 40°C).

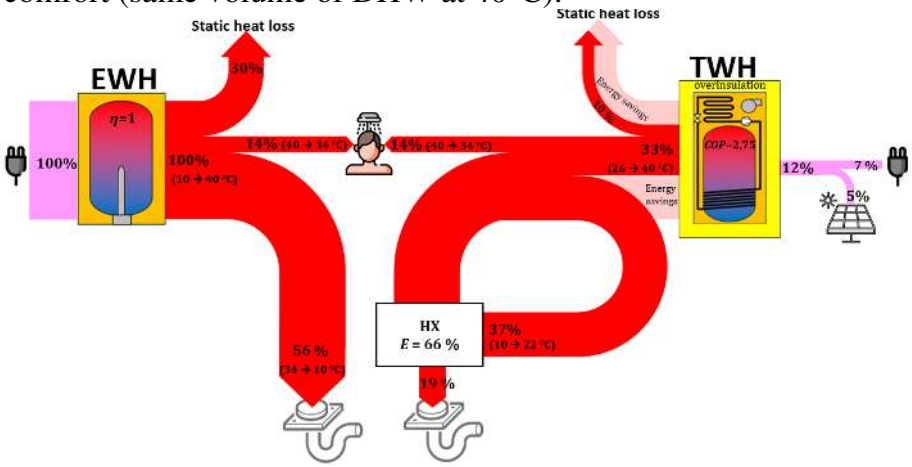


Figure 1: *Example of Sankey diagram about energy balance between classical EWH and TWH over insulated and coupled with drain water heat recovery heat exchanger and PV*

The first aim is to show that it is possible to significantly improve the performance of DHW production by using systems that are already widely used (thermodynamic water heater TWH) or low-tech systems (gravity plates drain water heat exchangers). Another aim of this study is to make an energy comparison between different DHW production strategies that include a drain water heat recovery strategy: electrical water heater + heat recovery unit + thermal over-insulation, thermodynamic water heater + heat recovery + thermal over-insulation unit and thermodynamic production using drain water as the cold source. These systems will also be coupled to photovoltaic panels to make comparison with thermal solar panels. This study will also take into account the development of biofilm in these exchangers, as well as dynamic effects (thermal inertia of the drain water heat exchanger).

2. Methodology

Previous works have modelled dynamic fouling by biofilm development and dynamic effects (exchanger inertia, successive withdrawals) [8-10]. A model has been developed in TRNSYS to simulate the energy performance of DHW production systems over a year, taking into account : DHW draw-off profiles, cold water temperature profile, a stratified DHW storage tanks, flow temperature control by thermostatic mixing valve and a heat pump model (see fig. 2).

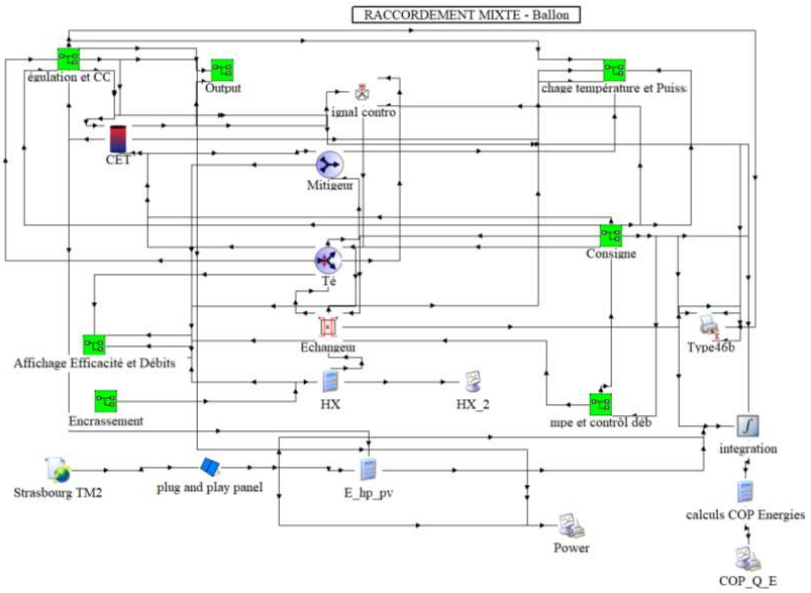


Figure 2: *TRNSYS interface*

2.1. Draw-off profile

A typical DHW withdrawal profile taken from standard NF EN 13203-2 with two showers a day, one in the morning and one in the evening, is considered. According to the standard, this profile represents a typical consumption profile for a French family. This profile results in a DHW energy need of 1671 kWh/year for each scenario.

2.2. Cold water temperature

Cold water temperatures were measured in Strasbourg in 2021 [9] to derive a sinusoidal pattern marked by an amplitude of 10 K and an average value of 15°C, which is higher than the regulatory value of 12.8°C. These temperatures are characteristic of an urban environment, where they will be higher than in rural areas in particular. This parameter is important here, as the system's performance (notably power and energy recovery) will vary significantly with the season, with a much greater quantity of heat recovered in winter (by a factor of around 2).

2.3. DHW tank

The DHW storage tank (electrical or thermodynamic) is modeled using TRNSYS Type n° 158 (stratified vertical liquid storage without exchanger with auxiliary heating). The tank is divided into temperature nodes (15 here) of constant volume (150 l of total volume) and are assumed to be isothermal and to interact thermally with neighboring nodes via several mechanisms: fluid conduction between nodes and fluid movement (either forced movement of inlet flows, natural de-stratification or mixing due to temperature inversions in the tank). The electrical resistance of the electrical water heater and the heat pump of the thermodynamic water heater are modeled as source terms on the 5 nodes at the bottom of the tank. For the electrical resistance, we consider a power of 2000 W and for the heat pump, the compressor power is assumed to be fixed at 300 W, so the source term will be equal to 300.*COP*(t). The tank has 2 ports: the injection port for cold or preheated water (node n°15) and a withdrawal port to supply the mixing valve (node n°1).

2.4. Heat Pump

The thermodynamic water heater is modeled using the performance map of a commercial device (refrigerant : R410a) supplied by the manufacturer. A linear regression was performed to simply characterize the instantaneous *COP* as a function of the difference between the temperatures of the hot and cold sources (water at the bottom of the tank and ambient air) (see Eq. 1 and Fig.2):

$$COP = a(T_H - T_C) + b \tag{1}$$

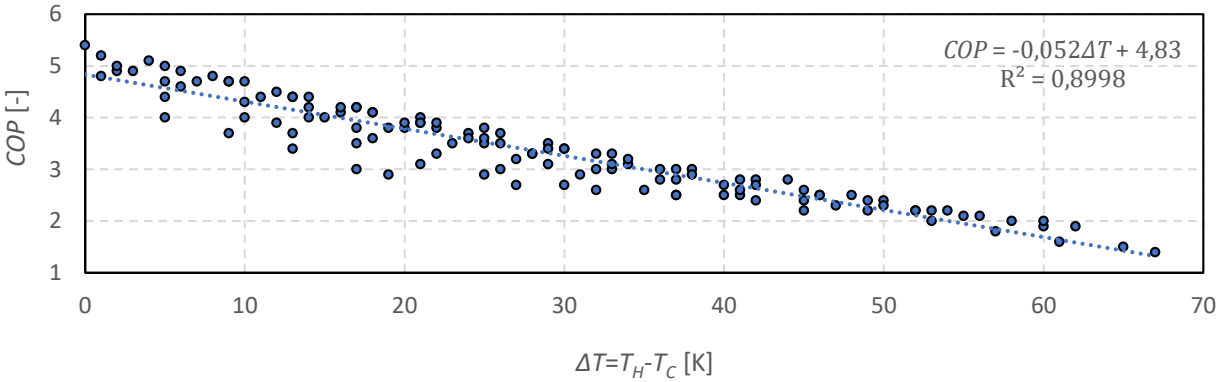


Figure 3: *TWH heat pump COP modeling*

This model takes into account the impact of heat recovery, which will heat up the hot source and therefore reduce the *COP*. The tank is modeled with 15 horizontal nodes, and the condenser is assumed to be located on the first 1/3 of the tank. The hot source temperature T_H is therefore calculated on the average of these first 5 nodes (n° 11 to 15). For the purposes of this study, we assume an air temperature (cold source T_C) of 10°C (ambient air in a cellar or garage). For the last scenario tested, we consider a heat pump that heats DHW instantaneously from the temperature of the preheated water leaving the grey water heat recovery unit (34°C) to 40°C (T_H here), the cold source always being the ambient air at T_C. We use the following equation, assuming an exergy efficiency of 0.35:

$$COP = \eta_{ex} \frac{T_H}{T_H - T_C} \quad \text{with} \quad \eta_{ex} = 0{,}35 \ \text{and} \ T \ \text{in} \ K \tag{2}$$

2.5. Control strategy

The control strategy of the DHW systems consists of an ideal thermostatic mixing valve on the draw-off side, which continuously adjusts the hot water mass flow rate from the storage tank according to the temperature of the cold water preheated by the recovery heat exchanger to obtain 40 °C at the shower head. The water tank temperature set point is set to 55°C at the top of the DHW tank. The ambient air temperature around the storage tank is assumed to be 10°C all year round (garage or cellar). A 20°C variant will be proposed. The electric resistance of the electrical water heater is switched on during off-peak hours between 11pm and 7am. The heat pump is programmed to produce when the solar PV panels are most likely to produce around 1pm (between 11am and 5pm). This regulation is deliberately simple, in keeping with the "low tech" philosophy of this system, which is based on widespread, cheap commercial systems. Finally, the default insulation thickness is 3 cm (current values), and a variant with thermal over-insulation will be considered with 10 cm of insulation to reduce heat losses which can have a significant influence in the DHW system energy balance.

2.6. Shower drain water heat recovery exchanger

The heat exchanger is simply modeled using the *NTU* method (see Eq. 3 and 4), considering a thermal conductance US_f integrating a fouling resistance R_f obeying Nebot's model [11] (see Eq. 5 and 6). The parameterization of this model was carried out thanks to the identification made on in situ experimental data in previous works [9]. Here, we assume that the system is cleaned once a month. A grey water temperature of 34°C (at drain level) is assumed, again based on experimental data [9]. The shower flow rate is fixed at 8 l.min^{-1}. Finally, dynamic phenomena (exchanger inertia, successive showers) are taken into account by means of a C_{dyn} parameter, determined using experimental data and set at 0.97. We define the fouling thermal resistance R_f such as:

$$NTU = \frac{US_f}{\rho c_p q_v} \quad \text{with } q_v = 8\,\text{l.min}^{-1} \tag{3}$$

$$E_{HX} = C_{dyn}\frac{NTU}{1+NTU} \tag{4}$$

$$R_f = \frac{1}{US_f} - \frac{1}{US_0} \quad \text{with } US_0 = \rho c q_v \frac{E_{HX_0}}{1-E_{HX_0}} = 1365\ \text{W.K}^{-1} \tag{5}$$

$$\text{With } \begin{cases} \frac{dR_f}{dt} = k_f\left(R_{f\infty} - R_f\right)R_f \text{ (Nebot model)} \\ R_f(0) = R_{f0} \neq 0 \end{cases} \tag{6}$$

A specific model for calculating fouling has been created in TRNSYS to feed the heat exchanger efficiency calculation. The TRNYSY 91b type was then used to model the heat exchanger (see Fig. 2).

2.7. Photovoltaic panel

A PV solar panel is considered for the scenario in which a thermodynamic water heater is operated during the day, in order to make maximum use of solar energy for self-consumption by the heat pump. We assume a "plug and play" solar panel (which are now widespread) of 400 W_p (2 m²) corresponding to commercial products and to the nominal power of the compressor (300 W). A 60° inclination is assumed to maximize production in winter. This panel is modeled by TRNSYS type 103. The model can apply the MPPT (maximum power point tracking) mode. The parameters of the model are given on table 1 and are derived from an available device on the market (Sunology®). Two weather stations are used: Strasbourg and Nice (2020 TM2 meteorological data files).

Module short-circuit current at reference conditions	10,97	A
Module current at max power point and reference conditions	10,36	A
Module open-circuit voltage at reference conditions	46,4	V
Module voltage at max power point and reference conditions	38,6	V
Temperature coefficient of I_{sc} (reference conditions)	0,004388	A/K
Temperature coefficient of V_{oc} (reference conditions)	-0,1253	V/K
Number of cells wired in series	108	-
Module temperature at NOCT	43,2	°C
Module area	1,96	m²
Reference cell temperature	25	°C
Reference insolation	1000	W.m^{-2}

Table 1: *PV panel type 103 parameters in TRNSYS from Sunology® company*

3. Results

We simulated different configurations under common assumptions (T_{amb}=10°C) using the Strasbourg meteo file. The different configurations tested are as follows:

- electrical water heater during off-peak hours (EWH)
- electrical water heater with thermal over-insulation (EWH+TI)
- electrical water heater with drain water recovery heat exchanger (EWH+HX)
- electrical water heater with thermal over-insulation and drain water recovery heat exchanger (EWH+TI+HX)
- thermodynamic water heater during off-peak hours (TWH)
- thermodynamic water heater with thermal over-insulation (TWH+TI)
- thermodynamic water heater with drain water recovery heat exchanger (TWH+HX)
- thermodynamic water heater with thermal over-insulation and drain water recovery heat exchanger (TWH + TI + HX)
- thermodynamic water heater during solar hours with thermal over-insulation and drain water recovery heat exchanger and PV panel (TWH + TI + HX + PV)

We also tested systems for instantaneous DHW heating coupled to drain water recovery HX via an electric resistance (Elec instant. + HX) or via a *air/drain water* heat pump (HP instant. + HX), thus avoiding static losses. In this case, heat recovery limits the electrical power demand to around 4 kW for the resistance or 1 kW for the heat pump, making these systems compatible with standard domestic electrical installations. We also define the DHW heat requirements Q_{dhw}, the tank static heat losses Q_{loss}, the drain water heat recovery Q_{hx} and the total heat produced by the electrical resistance or the heat pump in the tank Q_{th}. In each case, the following conservation heat balance can be applied to verify the calculations:

$$Q_{dhw} + Q_{loss} = Q_{hx} + Q_{th} \quad (7)$$

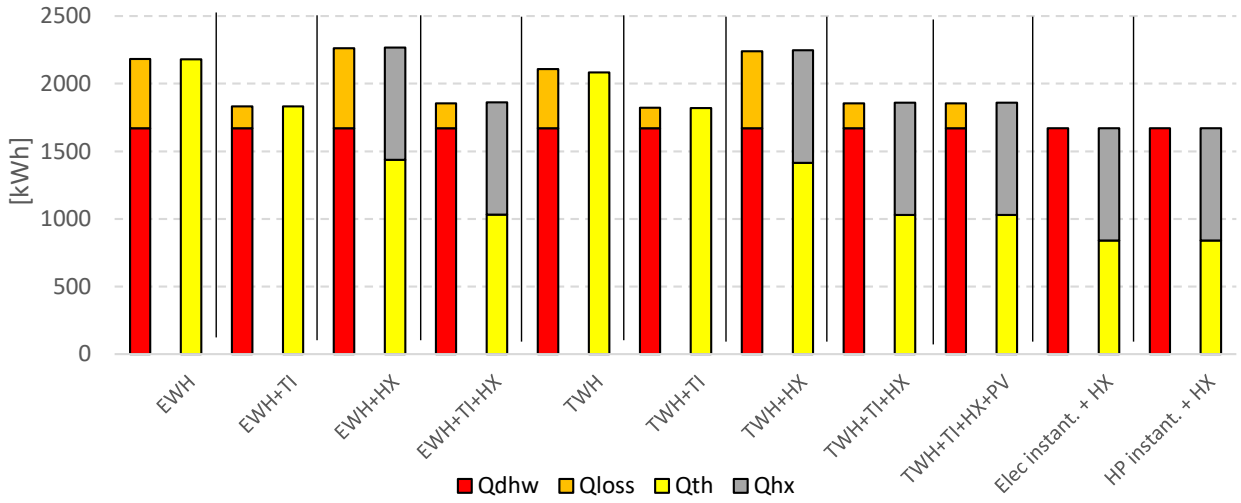


Figure 4: *Thermal balance of each configuration*

We can see on figure 4 the benefits of each configuration, and in particular the significant reduction in the amount of heat Q_{th} required to produce the same amount of DHW. On this criterion alone, configurations using a thermodynamic water heater combined with thermal over-insulation and heat recovery, as well as instantaneous production, offer a saving by a factor 2 to 3 on the amount of heat to be produced. We now define the energy performance indicators that will enable us to compare the systems from a global point of view, by defining water heater coefficient of performance *COP* (equal to 1 for electrical resistance and >1 for heat pumps) and the system performance coefficient COP_{syst} based on the amount of electrical energy from the grid E_{grid} required to produce the same amount of DHW (1671 kWh/year) (see Eq. 8 and 9).

$$COP_{syst} = \frac{Q_{dhw}}{E_{grid}} \tag{8}$$

$$COP = \frac{Q_{th}}{E_{el}} \tag{9}$$

For the last case, the photovoltaic production consumed by the TWH is subtracted from the system's overall consumption.

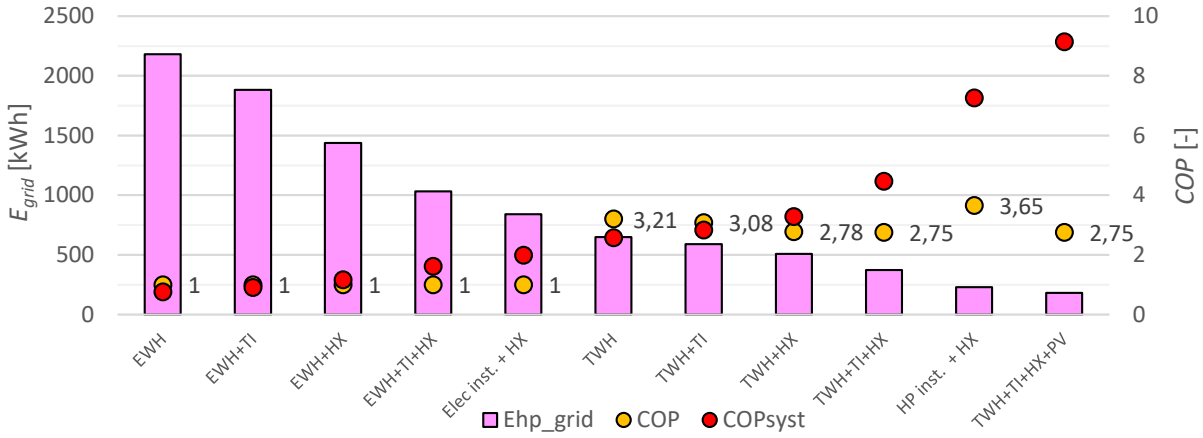


Figure 5: *Electrical consumption from grid and COP calculations*

Configurations are ranked in figure 5 in order of performance on 2 indicators: the electrical energy drawn from the grid to produce the same quantity of DHW, and the system's overall *COP*, which gives the quantity of DHW that can be produced with 1 kWh of electricity input to the system. The system's overall *COP* therefore varies from 0.77 for the reference case to around 9 for the best case, representing a 12-fold reduction in electricity consumption. These results show the significant role that static losses can play in such systems, as well as the significant impact that over-insulation, heat recovery and the use of a heat pump can have on the energy efficiency of DHW production.

4. Discussions

We have therefore studied different DHW production strategies, starting from a reference case based on a EWH (Joule effect). These different strategies are based on mass-market, relatively affordable systems (thermodynamic water heater TWH, gravity drain water heat recovery systems and insulating shells or panels) enabling “low-tech” DHW production and applicable to all types of building. The overall extra cost of such an installation (TWH+HX+PV) is around €3,000, compared with a solar installation costing at least €6,000 to €8,000 (between €1,000 and €2,000/m^2 thermal solar collector at a rate of 2 to 4 m^2 depending on the climatic zone) [12]. The coverage rate obtained by the best configuration (TWH+PV) allows very high coverage rates (89% in Strasbourg if T_{amb}=10°C, 91% if T_{amb}=20°C and 94% for Nice case), which are much higher than a solar thermal installation (between 50 and 80% according to ADEME [12]). Heat recovery, even taking fouling into account, drastically

reduces electricity consumption, even though it significantly increases static losses by around 15 to 20%, due to the fact that the water in the storage tank is on average hotter. Preheating the cold water from city network and over-insulating also degrades the heat pump's *COP*, as shown in figure 5 (by around 15%), an impact that has already been studied in previous work [10]. However, the overall gain remains significant thanks to the reduction in static losses and heat recovery, enabling the heat pump to run for shorter periods. Finally, we can see that a single 400 W_p solar PV panel with very simple regulation can cover around half the heat pump's needs, doubling the *COP* of the overall system. Finally, we can compare these results with another approach proposed by the Solaronics company (PAC facteur 7 ®), which offers a heat pump that recovers grey water, this time used as a cold source to produce DHW up to 55°C. Considering grey water at 31°C, they report a *COP* of 7.34, equivalent to our configuration: instantaneous HP (air/water) + heat recovery unit, demonstrating the relevance of this simpler-to-implement combination for residential buildings.

5. Conclusion

In conclusion, we have proposed an original study which has shown that a combination of common energy systems (thermodynamic water heater, gravity heat exchanger and little “plug and play” PV panels) can achieve very high performance in DHW production in buildings. This combination is particularly cost-effective when compared with solar thermal systems, which are often more expensive and more difficult to install, especially in urban environments or during renovation work. Regardless of the climatic zone, these systems can easily achieve coverage rates of around 90%, and reduce electricity consumption by a factor of around 10 compared with a conventional electrical water heater. Figure 1 used the best configuration results to represent the Sankey diagram between the reference case (EWH) and the best case (TWH+TI+HX+PV). Payback times are relatively short, about 5 to 8 years based on the assumptions made. These systems could significantly reduce the energy consumption of buildings, and potentially free up centralized production capacity for electric mobility.

References

[1] « 2018-climat-air-energie_chiffres-cles-010354.pdf ». Consulté le: 7 février 2023 https://librairie.ademe.fr/cadic/1731/2018-climat-air-energie_chiffres-cles-010354.pdf

[2] « Énergie dans les bâtiments », Ministères Écologie Énergie Territoires ». Consulté le 3 avril 2023 https://www.ecologie.gouv.fr/energie-dans-batiments

[3] Deutz, K. R. (2018). *Optimisation du cycle de fonctionnement d'un chauffe-eau thermodynamique résidentiel* (Doctoral dissertation, Université de Lyon).

[4] https://www.energy.gov/energysaver/water-heating

[5] Enertech, *Etude sur la performance énergétique de copropriétés rénovées, Décembre 2023.*

[6] ADEME and ENERTECH, *Suivi des performances réelles des chauffe-eaux à accumulation à effet joule en résidentiel, Rapport final, Juillet 2018*

[7] OLIVÈS, Régis et MANCAUX, Jean-Marie. Etude énergétique et environnementale des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en France: lequel du chauffe-eau thermodynamique ou du chauffe-eau solaire est le plus soutenable?. In : *Congrès SFT* (2024).

[8] Bouvenot, J. B., Latour, B., & Arrayet, F. , Analyse théorique et expérimentale d’un système de récupération gravitaire de chaleur sur eaux grises. In *Congrès français de thermique*. (2020).

[9] JB. Bouvenot, C. Beaudet, In situ experimental and theoretical studies of the performance and the fouling impact of shower greywater heat recovery systems, *Energy and Buildings*, Vol. 331, (2025) https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2025.115341.

[10] Bouvenot, J. B., & Beaudet, C. (2024). Etude d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises couplé à un chauffe eau thermodynamique. In *SFT congress, Strasbourg, France, juin 2024*.

[11] Nebot, E., *et al.* Model for fouling deposition on power plant steam condensers cooled with seawater: Effect of water velocity and tube material. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, (2007), vol. 50, p. 3351-3358.

[12] ADEME, Tout comprendre du solaire thermique, Rapport, 2024 https://librairie.ademe.fr/ged/9529/guide-tout-comprendre-solaire-thermique.pdf

Étude paramétrique de récupérateurs d'eaux pluviales enterrés géothermiques

Parametric study of underground geothermal rainwater tanks

Lucas STRIEGEL[1,2*], **Jean-Baptiste BOUVENOT**[1,2], **Edouard WALTHER**[1,2], **Hossein NOWAMOOZ**[3]

[1] Laboratoire ICube, Université de Strasbourg, CNRS, INSA Strasborurg, UMR7357
300 Boulevard Sébastien Brant - CS 10413- F-67412 Illkirch
[2] Institut National des Sciences Appliquées de Strasbourg
24 Boulevard de la Victoire - 67000 Strasbourg
[3] Institut National des Sciences Appliquées de Rennes
220 Avenue des Buttes de Coesmes - 35700 Rennes
*(auteur correspondant : lucas.striegel@insa-strasbourg.fr)

Résumé - La généralisation des réglementations sur la gestion des eaux pluviales à la parcelle induit un essor de l'installation de récupérateurs d'eaux pluviales. En parallèle, le changement climatique accroît les phénomènes caniculaires. Ces systèmes enterrés peuvent alors être hybridés en sondes géothermiques pour la production de froid passif, améliorant la résilience dans les bâtiments. Ce travail vise alors à établir des règles de dimensionnement (volume, niveau d'eau minimum, forme, ...) pour de tels systèmes. Ces règles ont été établies grâce à un modèle Python et validées grâce à des données expérimentales in-situ.

Abstract - The widespread introduction of on-site rainwater management regulations is leading to an increase in the installation of rainwater harvesting systems. At the same time, climate change is increasing heatwaves. These underground systems can then be hybridised to become geothermal probes and provide passive cooling to improve the resilience of buildings. The aim of this work is to establish sizing rules (volume, minimum water level, shape, etc.) for such systems. These rules were established using a Python model and validated using in-situ experimental data.

1. Introduction

1.1. Contexte de l'étude

Les vagues de chaleur, de plus en plus intenses et fréquentes [1], imposent au secteur du bâtiment une augmentation de sa résilience en matière de confort estival. Santamouris [2] associe l'augmentation des vagues de chaleur et des îlots de chaleur urbains à l'augmentation de la consommation électrique des bâtiments en raison de l'utilisation croissante de systèmes de refroidissement. La réduction de la capacité d'approvisionnement en électricité en raison des pertes d'efficacité au niveau de la production et de l'augmentation des pertes au niveau de la distribution et des sous-stations participent également à la hausse de la consommation.

Pour ces raisons, l'AFPG [3] et l'ADEME [4] encouragent au développement de solutions de géothermie basse et très basse énergie, en particulier les solutions passives de rafraîchissement, moins consommatrices d'énergie et émettrices de CO_2.

En parallèle, les évènements pluvieux intenses et les sécheresses de plus en plus fréquentes [5], soulignent l'importance de la gestion des eaux pluviales. Celle-ci se traduit notamment par des réglementations de plus en plus fortes sur la gestion des eaux au niveau de la parcelle. Les récupérateurs d'eaux pluviales sont alors une des solutions mise en œuvre de plus en plus couramment.

La valorisation énergétique de ces systèmes de stockage d'eau de pluie a fait l'objet de diverses études. Upshaw et al. [6] modélisent notamment l'apport du déphasage de production d'un groupe froid réalisé par stockage journalier sur un réservoir d'eaux pluviales aérien. Des pompes à chaleurs, pour la production de chaud, sur récupérateur d'eaux pluviales enterrés ont également été testées par plusieurs auteurs, tant en modélisation [7] [8] qu'en études expérimentales [9].

Des systèmes passifs ont également été étudiés sous diverses formes. Sodha [10] fait l'étude de principe d'un réservoir d'eau enterré refroidi par évaporation en surface. L'eau stockée n'est pas de l'eau pluviale. Chourapulakkal et al. [11] font l'étude expérimentale d'un système de type puits canadien aéraulique noyé dans une cuve de récupération d'eau de pluie enterrée tandis que Kalz et al. [12] étudient le rafraîchissement d'un bâtiment par dalles actives alimentées par une boucle d'eau refroidie par un récupérateur d'eaux pluviales enterré.

Les verrous scientifiques concernent notamment l'établissement de modèles de ces systèmes dont le niveau est variable pour ensuite investiguer leur dimensionnement optimal. Cet article présente donc rapidement le concept de récupérateurs d'eaux pluviales enterrés géothermiques, le modèle établi et validé par acquisition de données in-situ pour ensuite se concentrer sur l'étude de divers paramètres de dimensionnement du stockage (profondeur, volume, ...) pour déterminer leur influence sur la production énergétique.

1.2. Concept de récupérateurs d'eaux pluviales enterrés géothermiques

Le système proposé s'appuie sur des cuves de récupération d'eaux pluviales enterrées ($\sim$ 10 m^3) utilisées pour le stockage inter-saisonnier d'eaux de pluie mais également pour la gestion de l'eau à la parcelle, une réglementation de plus en plus courante en France. L'idée est d'hybrider le stockage d'eau en un stockage thermique par l'ajout d'un échangeur eau-eau hélicoïdal. L'énergie stockée dans l'eau et le sol environnant est ensuite utilisée dans le bâtiment via un échangeur air-eau en amont du système de ventilation. L'eau est utilisée dans les toilettes ou pour le jardinage. Ce concept sera appelé Rainergy dans la suite de cet article.

2. Méthodologie et modèle

2.1. Construction d'un modèle

Une première étape a consisté à l'établissement d'un modèle numérique du système. Dans une première version [13], un modèle de stockage à température homogène mais volume variable a été couplé à un modèle de sol en différences finies (transferts conductifs uniquement). Ce modèle a par la suite été amélioré en prenant en compte la stratification 1D en température dans la cuve [14].

2.2. Validation du modèle

Le modèle a par la suite été validé par comparaison à des données expérimentales obtenues sur deux prototypes in-situ, à Haguenau et Eschbourg [15], présentées dans [14]. Deux

périodes de validation ont été choisies (été 2022 et année glissante 2023-2024). Les RMSE (racine moyenne des écarts quadratiques entre les données expérimentales et mesurées sur la période) sur les températures d'eaux stockées ou d'air soufflé dans le bâtiment sont inférieures à 1°C. Les écarts sur la production sont de l'ordre de 5%.

2.3. Hypothèses des études paramétriques

Lors des études paramétriques, les données utilisées correspondent en tous points aux caractéristiques de la cuve de Haguenau (sauf pour le paramètre investigué), pour la même implantation (propriété de sol identique). Les périodes testées correspondent aux périodes de validations du modèles. Les données météo du site ont donc été utilisées. Pour un gain de place, les résultats seront présentés sous forme de tableaux uniquement pour la période 2023-2024.

Pour chaque étude, on analysera les valeurs de l'énergie de rafraîchissement produit. Les températures maximum au fond et à la surface de la cuve seront également données.

3. Études paramétriques pour le dimensionnement

3.1. Impact du niveau d'eau

Les performances de Rainergy dépendent du volume d'eau stockée - un plus gros volume d'eau pourra contenir plus d'énergie. Pour vérifier et caractériser cette hypothèse, des simulations ont été entreprises en fixant plusieurs niveaux constants dans la cuve, voir Tableau 1.

Niveau d'eau [m]	0,6	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2	2,2
Volume [m^3]	2,94	3,68	4,91	6,14	7,36	8,59	9,81	10,80
Taux de remplissage [-]	0,26	0,33	0,43	0,54	0,65	0,76	0,87	0,96

Tableau 1 : *Paramètres du niveau d'eau fixé.*

Un niveau minimum de 0,6 m, qui correspond à l'immersion de l'échangeur, a été fixé pour deux raisons : le modèle ne supporte pas une configuration d'un échangeur semi-immergé (en l'état actuel) et un tel niveau minimum existe en pratique pour conserver la pompe immergée. Les résultats sont présentés dans le Tableau 2 ci-après.

Niveau d'eau [m]	0,6	0,75	1	1,25	1,5	1,75	2	2,2
Période : septembre 2023 - septembre 2024								
E_{prod} [kWh]	354	370	3952	410	424	434	443	449
$Tsurf_{max}$ [°C]	23,9	23,6	23,8	23,9	23,8	23,9	24,0	24,2
$Tfond_{max}$ [°C]	22,4	22,3	22,0	21,8	21,6	21,4	21,3	21,3

Tableau 2 : *Variation de l'énergie produite et de la température de l'eau de la cuve en fonction de la hauteur d'eau.*

De façon globale, l'énergie produite diminue avec le niveau d'eau, tandis que la température maximale au fond de la cuve augmente. On définit l'énergie normalisée $E_{normalisée}$ qui représente la variation de 0 à 1 de l'énergie maximale qu'il est possible de produire (lorsque la cuve est pleine). Le niveau d'eau normalisé $Heau_{normalisée}$ représente la variation entre 0 et 1 du niveau d'eau (0 étant le niveau minimal et 1 une cuve remplie). Ainsi, pour une hauteur d'eau donnée Heau comprise entre la hauteur d'eau maximale et minimale, il est possible d'en déduire la production attendue, comprise entre la production maximale et minimale. Cette production

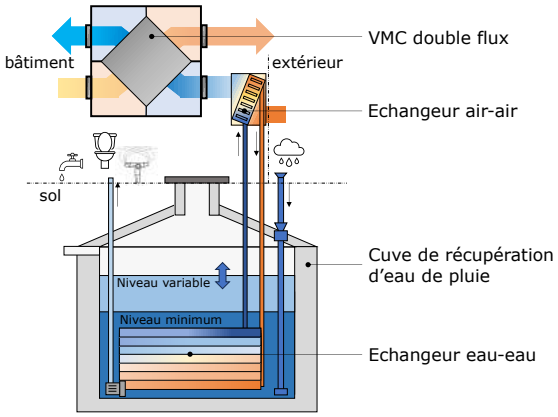


Figure 1 : *Schéma de principe du système Rainergy.*

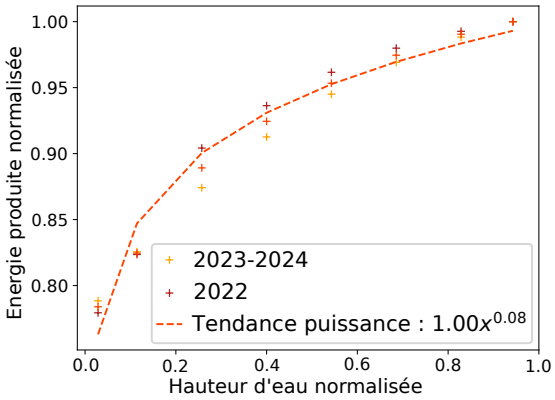


Figure 2 : *Variation de la production normalisée en fonction de la hauteur d'eau normalisée.*

dépend entre autres des conditions climatiques, il n'est donc pas possible d'en donner une valeur numérique.

Les deux périodes ont été analysées et une courbe de tendance de type puissance a été ajustée sur les valeurs moyennes, voir Figure 2.

Corrélation : **Puissance**	A	b
$E_{normalisée} = A \cdot Heau^{b}_{normalisée}$	0,998	0,075
Erreur [%]	1,4%	

Tableau 3 : *Paramètres du modèle puissance pour l'ajustement par rapport à la hauteur d'eau dans la cuve et son erreur associée.*

Ainsi, en période de sécheresse ou de non disponibilité d'eau, si Rainergy présente un niveau proche de son minimum, la production diminue d'environ 20%. Cependant, il faut noter qu'à partir d'une hauteur normalisée de 0,5 environ, la production est assurée à 95%. Cette hauteur correspond environ à 60% du volume de stockage.

3.2. Impact de la profondeur de la cuve

Rainergy est un système géothermique de surface, cependant il est nécessaire de s'interroger sur sa profondeur adéquate d'enfouissement. Plus la cuve est enfouie, moins elle sera soumise aux variations climatiques de surface, ce qui en principe devrait augmenter son potentiel d'énergie produite. Cependant, plus la cuve est profonde, plus il est nécessaire de mobiliser des moyens lors de son installation, ce qui augmente le coût initial. Les profondeurs testées vont varier entre 0,5 et 3 m, tous les 50 cm. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.

Profondeur de cuve [m]	0.5	1	1.5	2	2.5	3
Période : septembre 2023 - septembre 2024						
E_{prod} [kWh]	558	584	613	635	657	673
$Tsurf_{max}$ [°C]	22.1	21.6	21.2	20.8	20.6	20.6
$Tfond_{max}$ [°C]	20.9	20.7	20.5	20.3	20.2	20.1

Tableau 4 : *Variation de l'énergie produite et de la température de l'eau de la cuve en fonction de la profondeur de la cuve.*

Les gains de production sont bien marqués entre un enfouissement proche de la surface et une cuve plus profonde. Le gain d'un enfouissement supplémentaire de 2,5 m est d'environ 20 à 25%. On peut tracer l'évolution de l'augmentation de l'énergie produite en fonction de la profondeur en considérant une énergie normalisée par le minimum : $E_{normalisée} = \frac{E}{E_{min}}$.

Une corrélation linéaire de la forme $E_{normalisée} = A \cdot prof + b$ peut être déduite de cette évolution (Figure 3). Les valeurs de production sont moyennées pour s'affranchir de la variabilité météorologique. Une interception est définie en (0,1) pour permettre de calculer les gains potentiels en partant de la surface. Le gain estimé par mètre supplémentaire d'enfouissement est de près de 10% de l'énergie qui serait obtenue avec un enfouissement à l'affleurement de la surface du sol.

Corrélation : **Linéaire**	A	b
$E_{normalisée} = A \cdot prof + b$	0,098	1
Erreur [%]	R^2	
0,6%	0,992	

Tableau 5 : *Paramètres du modèle linéaire pour l'ajustement par rapport à la profondeur d'enfouissement et son erreur associée.*

3.3. Impact du volume de la cuve

Le volume maximum de stockage de la cuve est une composante importante à la fois pour le volet de gestion des eaux pluviales mais également pour le volet énergétique.

D'après les résultats précédents, nous avons conclu que pour exploiter au mieux les capacités géothermiques de Rainergy, il est intéressant d'avoir une cuve la plus pleine possible. Cependant, une cuve remplie aux 2/3 permet tout de même de conserver des performances élevées. Il est ainsi intéressant de s'interroger sur le volume de cuve qu'il est possible de surdimensionner, mais dans une proportion "raisonnable". Les volumes testés sont issus d'un catalogue constructeur et présentés Tableau 6. Les résultats sont présentés dans le Tableau 7.

Volume total [m^3]	4,87	5,97	7,23	7,85	9,33	11,29
Rayon [m]	1	1	1	1,25	1,25	1,25
Hauteur totale [m]	2,25	2,6	3	2,3	2,6	3
Hauteur de stockage [m]	1,55	1,9	2,3	1,6	1,9	2,3

Tableau 6 : *Différents volumes testés correspondant à une sélection de modèles dans le catalogue de PLUVIEAU.*

Volume total [m^3]	4,87	5,97	7,23	7,85	9,33	11,29
Année 2021						
E_{prod} [kWh]	459	483	519	492	513	553
$Tsurf_{max}$ [°C]	22,3	22,2	21,9	22,1	22,1	21,8
$Tfond_{max}$ [°C]	21,0	20,7	20,4	20,3	20,1	19,8

Tableau 7 : *Variation de l'énergie produite et de la température de l'eau de la cuve en fonction des différents volumes totaux.*

L'énergie produite n'augmente pas de façon linéaire avec le volume total. Cependant, comme nous l'avons montré précédemment, la production augmente avec la profondeur de la cuve.

Ainsi, les cuves de plus faible hauteur sont ”désavantagées” par une profondeur moindre en plus de l'être en terme de volume. Pour s'affranchir de la différence de profondeur, la production des cuves a été ramenée à une profondeur de 3,3 m, grâce à la corrélation établie en *3.2 Impact de la profondeur de la cuve*.

De plus, une cuve de plus faible volume se déchargera plus rapidement lors des soutirages (en terme de remplissage relatif). Cette observation doit rentrer en compte dans le dimensionnement de la cuve, mais l'objet de cette partie est d'analyser uniquement le gain énergétique dû à un volume total plutôt qu'à un remplissage relatif (cf. *3.1 Impact du niveau d'eau*). En utilisant la corrélation trouvée précédemment, on ajuste la production par rapport au niveau de remplissage moyen en l'augmentant pour atteindre un niveau de production équivalent à un remplissage de 100 %.

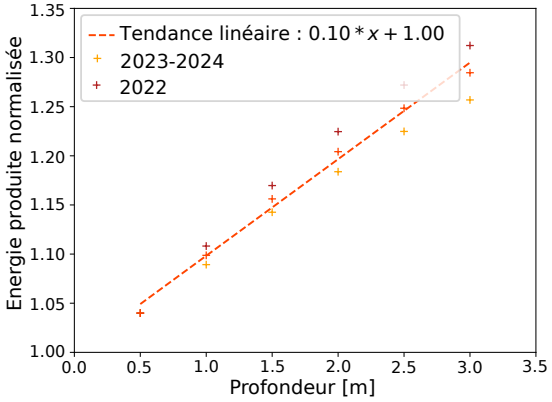


Figure 3 : *Variation de la production normalisée en fonction de la profondeur.*

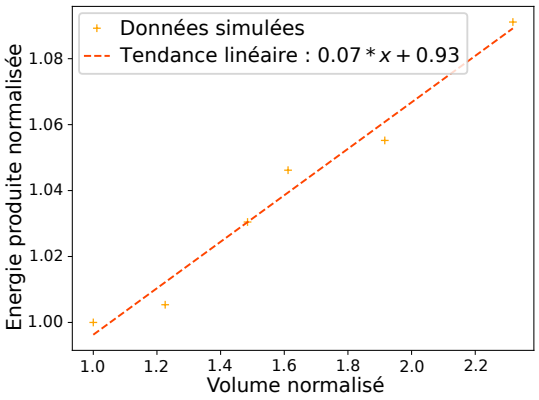


Figure 4 : *Variation de la production normalisée en fonction du volume normalisé.*

Après ces ajustements, le gain de production peut être réellement affecté au volume maximal stockable dans la cuve. On définit alors la production normalisée et le volume normalisé (par le minimum) pour observer le gain énergétique en fonction de l'augmentation du volume. Sur la Figure 4, on peut notamment observer qu'un doublement de volume permet une augmentation de la production de 7%, d'après la corrélation établie dans le Tableau 8.

Corrélation : **Linéaire**	A	b
$E_{normalisée} = A \cdot V_{normalisée} + b$	0,070	0,926
Erreur [%]	R^2	
0,4%	0,975	

Tableau 8 : *Paramètres du modèle linéaire pour l'ajustement par rapport au volume et son erreur associée.*

Ainsi, le dimensionnement de la cuve va surtout consister à chercher à avoir la hauteur d'eau la plus importante, pendant le maximum de temps.

3.4. Impact de la géométrie de la cuve

L'influence de la géométrie de la cuve est également importante en plus de sa profondeur et de sa capacité. La profondeur joue un rôle non négligeable, mais il peut donc être légitime de s'interroger si une forme de cuve doit être privilégiée par rapport à une autre : plutôt un petit rayon pour une grande hauteur ou l'inverse ?

Pour volume constant, différentes hauteurs de stockage d'eau sont associées à un rayon de cuve. La profondeur varie pour assurer un enfouissement de cuve identique pour tous les prototypes. Cet enfouissement a été calculé pour le modèle de cuve installée à Haguenau et vaut $haut_{tot} + prof_{cuve} = 3,30\ m$.

Sept formes de cuve ont été analysées (voir Table 9) pour des hauteurs de stockage d'eau variant de 1,5 à 3 mètres. Les formes de cuve ont été caractérisées par le facteur de forme $F_{forme} = \frac{V}{S_{ech}}$ qui est le rapport du volume de la cuve sur la surface d'échange avec le sol.

Facteur forme [-]	0,78	0,73	0,68	0,63	0,60	0,58	0,55
Hauteur stockage [m]	1,5	1,75	2,0	2,25	2,5	2,75	3,0
Rayon [m]	1,55	1,45	1,35	1,25	1,2	1,15	1,1
Profondeur [m]	0,85	0,7	0,5	0,35	0,15	0,05	0,05

Tableau 9 : *Différentes formes de cuves testées.*

Les résultats des simulations sont données dans le Tableau 10.

Facteur forme [-]	0,78	0,73	0,68	0,63	0,60	0,58	0,55
Période : septembre 2023 - septembre 2024							
E_{prod} [kWh]	541	542	552	549	536	538	550

Tableau 10 : *Variation de l'énergie produite en fonction du facteur de forme.*

Les résultats sur l'ensemble des cuves sont très proches. On ne constate pas vraiment de différence sur l'énergie produite. La stratification est légèrement plus importante pour les modèles avec un faible facteur de forme : ces modèles sont les plus étroits et donc la hauteur de la surface d'eau y est plus élevée, plus proche de la surface du sol et de ses variations. Cependant, comme l'échangeur se situe au fond de la cuve, soit à la même profondeur pour les sept cuves, les températures d'eau au fond sont relativement identiques ce qui uniformise la production.

4. Discussion

Les différentes études nous permettent de classer dans l'ordre les paramètres investigués en terme d'influence : profondeur, taux de remplissage, volume total et forme de cuve. Les deux premiers paramètres influencent la production de 15 à 25%. On peut notamment en conclure que la cuve devrait être la plus profonde possible et légèrement surdimensionnée par rapport aux différents soutirages envisagés (toilettes, jardin, machine à laver, ...) pour permettre son bon remplissage et ainsi maximiser sa production. Une étude technico-économique devrait notamment être menée pour déterminer le bon compromis coût d'investissement-production.

Le volet dimensionnement des cuves de récupération d'eaux pluviales (pour un usage exclusif de stockage et réutilisation des eaux pluviales) ne semble pas avoir dégagé de consensus clair dans la littérature scientifique ([16] ou [17]) ou sur des sites spécialisés plus "grand public" (https ://www.graf.info, https ://www.gammvert.fr). Cet article n'a pas vocation à explorer en détail ce dimensionnement, cependant on pourra tout de même noter ici les éléments importants :

— La surface et le type de toiture qui donnent un coefficient de captage,
— La localisation de la cuve pour estimer les apports en précipitation,
— Les usages de l'eau de pluie et le nombre de personnes.
— Le nombre de jours de réserve souhaités. Ce paramètre semble important également pour Rainergy.

Ce travail n'est qu'une des premières étapes du développement de ce système vers son déploiement opérationnel à grande échelle. D'autres études devront être entreprises, notamment sur le dimensionnement des échangeurs ou sur l'optimisation de la régulation du système.

5. Conclusion

Cet article a présenté un nouveau système hybride de stockage et de valorisation énergétique des eaux pluviales. Un modèle du système, validé grâce à des données in-situ, a permis d'étudier une partie des paramètres géométriques de la cuve. La profondeur d'enfouissement et le taux de remplissage sont deux paramètres cruciaux pour la production énergétique. Le volume total ou la forme de la cuve sont respectivement peu influents ou négligeables.

Les perspectives envisagées à court terme sont l'étude du système Rainergy à une échelle supérieure (tertiaire ou habitat collectif) ainsi qu'un couplage à des échangeurs adiabatiques qui permettrait de valoriser la partie latente du stockage en plus de la partie sensible.

Références

[1] V. Masson-Delmonte et al, Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, *Cambridge University Press*, 2021.

[2] M. Santamouris, Recent progress on urban overheating and heat island research. Integrated assessment of the energy, environmental, vulnerability and health impact. Synergies with the global climate change, *Energy and Buildings* ; 207 (2020).

[3] AFPG, La géothermie en France - Etude de filière 2023, *Association Française des Professionnels de la Géothermie*, 2023.

[4] F. Branchu et al, Géothermie de surface, une énergie performante et durable pour les territoires, *ADEME et BRGM*, 2020.

[5] K. Calvin, IPCC, 2023 : Climate Change 2023 : Synthesis Report, *IPCC*, 2023

[6] C. Upshaw et al, Modeling electric load and water consumption impacts from an integrated thermal energy and rainwater storage system for residential buildings in Texas, *Applied Energy*, 186 (2017) 492-508.

[7] M. Marigo et al, Analysis of the thermal performance of a water storage cell with helical shaped pipe for ground source heat pumps, *Proc. Building Simulation 2021 : 17th Conference of IBPSA* (Bruges, sept. 2021).

[8] H. Eu et al, Field experiment on performance of water source heat pump using underground rainwater tank as heat source, *Journal of Building Engineering*, 84 (2024).

[9] H. Eu et al, Analysis of temperature behavior and prediction model for underground permeable blocks rainwater tank source heat pump system through long-term operation, *Journal of Building Engineering*, 99 (2025).

[10] M.S. Sodah et al, Use of evaporatively cooled underground water storage for convective cooling of buildings : An analytical study, *Energy Conversion and Management*, 35 (1994) 683-688.

[11] A. Choorapulakkal et N. Masa, A Proposed 'Water Tube Heat Exchanger' Space Cooling System Performance Analysis, *Civil Engineering and Architecture*, 2 (2014) 166-169.

[12] D. Kalz, Novel heating and cooling concept employing rainwater cisterns and thermo-active building systems for a residential building, *Applied Energy*, 87 (2010) 650-660.

[13] L. Striegel, Experimental and numerical study of geothermal rainwater tanks for buildings passive cooling, *Proc. Building Simulation 2023 : 18th Conference of IBPSA* (Shanghai, 4-6 sept. 2023).

[14] L. Striegel, Etudes numérique et expérimentale de récupérateurs d'eaux pluviales enterrés géothermiques pour le rafraîchissement passif des bâtiments, *Université de Strasbourg* (à venir).

[15] L. Striegel, Experimental study of a geothermal rainwater tank concept, *Energy and Buildings* (accepté, en révision).

[16] C. Matos et al, Rainwater storage tank sizing : Case study of a commercial building, *International Journal of Sustainable Built Environment*, 2 (2013) 109-118.

[17] C. Okoye et Solyalı O. et Akıntuğ B., Optimal sizing of storage tanks in domestic rainwater harvesting systems : A linear programming approach, *Resources, Conservation and Recycling*, 104 (2015) 131-140.

Performance d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente selon différentes lois de commande des soupapes

Performance of an Ericsson engine with iso-volumes of compression and expansion according to different valve control laws

Pascal STOUFFS[1*]

[1]Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés,
Universite de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, 64000 Pau, France
[*](auteur correspondant : pascal.stouffs@univ-pau.fr)

Résumé - Deux lois de commande sont étudiées pour les soupapes d'un moteur Ericsson dont les volumes des cylindres de compression et de détente sont identiques. Ces deux lois permettent d'assurer l'égalité des débits massiques refoulé par le compresseur et aspiré par le cylindre de détente. La première implique d'équiper le moteur de 3 soupapes commandées et conduit à de bonnes performances, la seconde ne demande que d'équiper le cylindre de détente de soupapes commandées, mais les performances sont moins bonnes.

Abstract - Two control laws are studied for the valves of an Ericsson engine with identical compression and expansion cylinder volumes. These two laws ensure that the mass flows delivered by the compressor and drawn in by the expansion cylinder are equal. The first requires the engine to be fitted with 3 controlled valves and gives good performance, while the second only requires the expansion cylinder to be fitted with controlled valves, but gives poorer performance.

1. Introduction

Un moteur Ericsson est une machine thermique volumétrique à apport de chaleur externe, équipée de cylindres de compression et de détente distincts et à fluide de travail monophasique gazeux [1]. Par ailleurs, les machines à piston liquide sont particulièrement intéressantes car elles assurent une étanchéité parfaite entre le piston et le cylindre, tout en réduisant drastiquement les forces de frottement [2]. Enfin, les machines à piston libre présentent l'avantage de la compacité et de la légèreté [3-4].

Une nouvelle configuration de moteur associant les avantages des moteurs Ericsson, des machines à piston liquide et des moteurs à piston libre a été présentée précédemment [5-6]. Dans cette configuration, le piston liquide libre permet la production d'air comprimé et l'énergie mécanique utile est produite par une machine de détente externe (Figure 1).

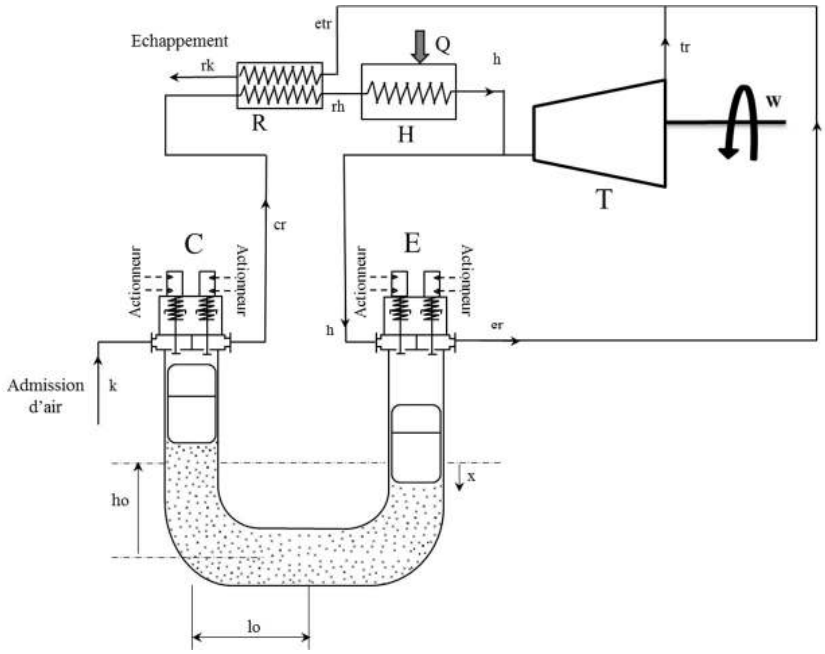


Figure 1 : *Moteur Ericsson à piston liquide libre à machine de détente externe*

Une autre configuration peut être imaginée, dans laquelle l'énergie mécanique est extraite directement dans le système, par exemple par un alternateur linéaire porté par un flotteur sur le piston liquide (Figure 2).

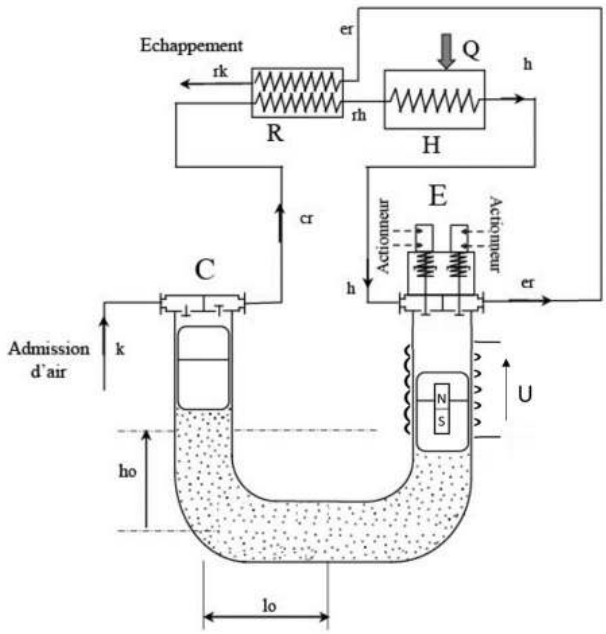


Figure 2 : *Schéma de principe d'un moteur Ericsson à piston liquide libre à alternateur linéaire*

Cette disposition est un cas particulier du moteur Ericsson à piston libre à double effet, le piston libre étant ici liquide. Que le piston libre à double effet soit solide ou liquide, il s'agit de faire en sorte que le débit massique refoulé par le cylindre de compression soit égal à celui aspiré par le cylindre de détente. Pour ce faire, deux solutions s'offrent au concepteur : soit retarder la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de compression au-delà du point mort bas, ou celle de la soupape de refoulement au-delà du point mort haut pour réduire le débit massique, soit retarder la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente pour

absorber l'intégralité du débit fourni par le cylindre de compression. Cette étude présente les performances de ces 2 configurations.

2. Hypothèses et adimensionnement

La démarche adoptée est semblable à celle développée précédemment par Max Ndamé [7-8]. Les hypothèses générales du modèle sont les suivantes :

- La compression et la détente du fluide de travail sont des transformations thermodynamiques considérées isentropiques.
- Le fluide de travail, l'air, est un gaz parfait dont la chaleur massique est supposée constante.
- Les frottements visqueux au sein du fluide de travail sont négligés dans tous les calculs. Les pertes de charge au travers des soupapes sont négligées. Les écoulements dans les échangeurs sont supposés isobares.

Pour chaque état *i* du fluide de travail dans le moteur, on définit les grandeurs adimensionnelles suivantes :

- la pression adimensionnelle $\beta_i = p_i/p_k$; par abus, $B = p_h/p_k$
- la température adimensionnelle $\vartheta_i = T_i/T_k$; par abus, $\Theta = T_h/T_k$
- le volume adimensionnel $\varphi_i = V_i/V_C$; par abus, $\Phi = V_E/V_C = 1$
- la masse (ou le débit) de fluide adimensionnel(le)

  $\delta_i = m_i r T_k /(p_k V_C) = \dot{m}_i\, r\, T_k /(n\, p_k V_C) = \beta_i\, \varphi_i/\theta_i$
- le travail (ou la puissance) indiqué(e) adimensionnel(le)

  $$\Pi_i = W_i/(p_k V_C) = \dot{W}_i/(n\, p_k V_C) = \oint p_i\, dV_i/(p_k V_C) = \oint \beta_i\, d\varphi_i \;\; i = E \; ou \; C$$
- la puissance nette adimensionnelle $\Pi_{net} = \Pi_E - \Pi_C$
- la chaleur adimensionnelle échangée dans le réchauffeur $\Pi_{th} = Q_{th}/(p_k V_C)$
- le rendement thermique ou indiqué $\eta_{th} = (\Pi_E - \Pi_C)/\Pi_{th} = \Pi_{net}/\Pi_{th}$
- les volumes morts relatifs $\mu_C = V_{C,min}/V_C$; $\mu_E = V_{E,min}/V_E$

3. Retard à la fermeture d'une soupape du cylindre de compression

Afin d'assurer l'égalité des débits massiques entre les deux cylindres, on peut retarder la fermeture d'une des deux soupapes du cylindre de compression, ce qui revient à artificiellement réduire la cylindrée effective de ce cylindre. La figure 3 présente les diagrammes indicateurs adimensionnels de chacun des deux cylindres, dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission. Le cylindre de compression aspire l'air d'admission pendant la course du piston liquide vers son point mort bas, et en refoule une partie au début de sa course vers le point mort haut. Un effet semblable peut être obtenu en retardant la fermeture de la soupape de refoulement après le passage du point mort haut, le cylindre ré-aspirant ainsi une partie de l'air comprimé refoulé. Les développements présentés ici sont menés dans l'hypothèse d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission. On note α_C ce retard défini comme $\alpha_C = \frac{V_{C1}-V_{C2\prime}}{V_C}$. Les différents états du cycle sont donnés dans le tableau 1, avec $k = \frac{\gamma-1}{\gamma}$.

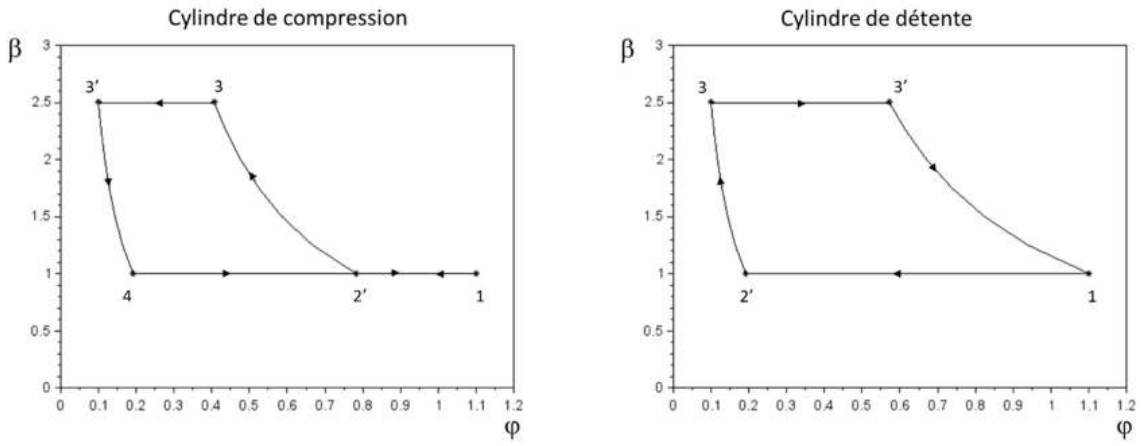


Figure 3 : *Diagrammes indicateurs dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de compression (B =2,5 ; Θ = 2 ; $\mu_C = \mu_E = 0{,}1$)*

	Cylindre de compression			*Cylindre de détente*		
	φ	β	ϑ	φ	β	ϑ
1	$1+\mu_C$	1	1	$1+\mu_E$	1	$\Theta\, B^{-k}$
2'	$1+\ \mu_C-\alpha_C$	1	1	$\mu_E\, B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	$\Theta\, B^{-k}$
3	$(1+\ \mu_C-\alpha_C)\, B^{\frac{-1}{\gamma}}$	B	B^k	μ_E	B	Θ
3'	μ_C	B	B^k	$(1+\ \mu_E)\, B^{\frac{-1}{\gamma}}$	B	Θ
4	$\mu_C\, B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	1			

Tableau 1 : *Etats de l'air aux différents points du cycle*

L'égalité des débits massiques refoulé par le cylindre de compression et aspiré par le cylindre de détente donne la valeur du retard relatif à la fermeture de la soupape d'aspiration du compresseur :

$$\alpha_C = 1-\mu_c\left(B^{\frac{1}{\gamma}}-1\right)-\frac{B^k}{\Theta}\left(1-\mu_E\left(B^{\frac{1}{\gamma}}-1\right)\right) \tag{1}$$

Le débit adimensionnel vaut :

$$\delta_C = 1-\alpha_C-\mu_c\left(B^{\frac{1}{\gamma}}-1\right)=\delta_E=\frac{B^k}{\Theta}\left(1-\mu_E\left(B^{\frac{1}{\gamma}}-1\right)\right)=\delta \tag{2}$$

Le travail indiqué se calcule plus facilement à partir de la différence d'enthalpie que par intégration du diagramme indicateur, mais les deux approches donnent le même résultat [9, Annexe C] :

$$\Pi_C=\frac{\delta_C}{k}\,(B^k-1)\ ;\ \Pi_E=\frac{\delta_E}{k}\,\Theta\,(1-B^{-k})\ ;\ \Pi_{net}=\frac{\delta}{k}\left(\frac{\Theta}{B^k}-1\right)(B^k-1) \tag{3}$$

En notant ε_R l'efficacité du récupérateur R, définie comme $\varepsilon_R=\frac{\vartheta_{rh}-\vartheta_{C3}}{\vartheta_{E1}-\vartheta_{C3}}$, on calcule aisément la puissance thermique adimensionnelle fournie par le réchauffeur H :

$$\Pi_{th}=\frac{\delta}{k}\left[\Theta\left(1-\frac{\varepsilon_R}{B^k}\right)-\ B^k(1-\varepsilon_R)\right] \tag{4}$$

Le rendement thermique est le rapport entre la puissance indiquée nette adimensionnelle et la puissance thermique adimensionnelle. Son expression correspond à celle bien connue du rendement d'un cycle de Joule à récupération [9] :

$$\eta_{th} = \frac{\left(\frac{\Theta}{B^k}-1\right)(B^k-1)}{\Theta\left(1-\frac{\varepsilon_R}{B^k}\right)-B^k(1-\varepsilon_R)} \tag{5}$$

4. Retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente

Dans cette configuration, le cylindre de compression est équipé de clapets automatiques classiques, tandis que la soupape d'admission du cylindre de détente est ouverte plus longuement, pour absorber la totalité du débit produit par le cylindre de compression. Cela conduit à une détente incomplète du fluide de travail dans le cylindre de détente. Les diagrammes indicateurs des deux cylindres sont représentés en figure 4.

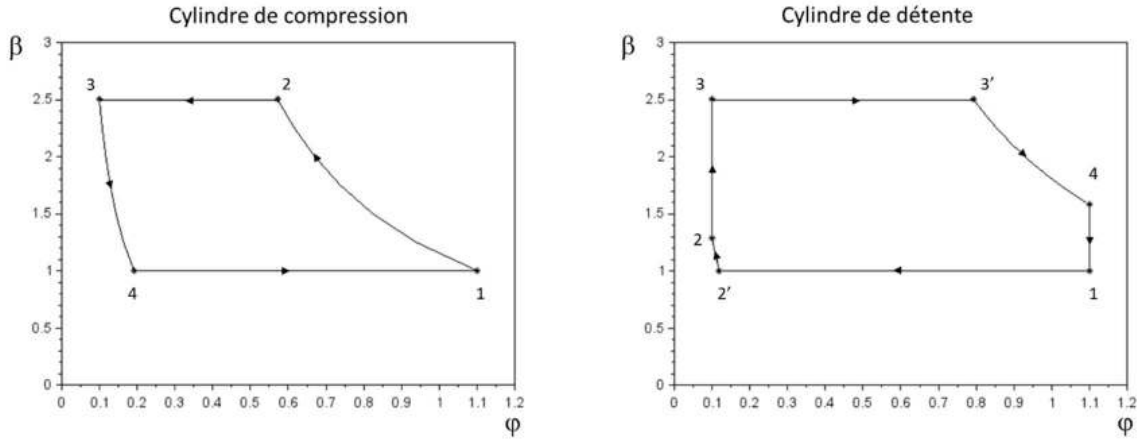


Figure 4 : *Diagrammes indicateurs dans le cas d'un retard à la fermeture de la soupape d'admission du cylindre de détente (B =2,5 ; Θ = 2 ; $\mu_C = \mu_E = 0{,}1$; α_e = 0,98)*

On définit les retards à la fermeture des deux soupapes du cylindre de détente comme suit : $\alpha_a = \frac{V_{E3\prime}-V_{E3}}{V_E}$ et $\alpha_e = \frac{V_{E1}-V_{E2\prime}}{V_E}$. En posant $w_a = \frac{\alpha_a+\mu_E}{1+\mu_E}$ et $w_e = \frac{1+\mu_E-\alpha_e}{\mu_E}$, on obtient les différents états du fluide dans les cylindres (tableau 2).

	Cylindre de compression			*Cylindre de détente*	
	φ	β	ϑ	φ	β
1	$1+\mu_C$	1	1	$1+\mu_E$	1
2'				$1+\mu_E-\alpha_E$	1
2	$(1+\mu_C)\,B^{\frac{-1}{\gamma}}$	B	B^k	μ_E	${w_e}^{\gamma}$
3	μ_C	B	B^k	μ_E	B
3'				$(\alpha_a+\mu_E)$	B
4	$\mu_C\,B^{\frac{1}{\gamma}}$	1	1	$1+\mu_E$	${w_a}^{\gamma}\,B$

Tableau 2 : *Etats de l'air aux différents points du cycle*

Les valeurs du débit adimensionnel et du travail indiqué de compression s'obtiennent par les relations précédentes Eq.(2) et Eq.(3), en posant $\alpha_C = 0$.

Le calcul des températures dans le cylindre de détente est cette fois beaucoup plus délicat. Pour les deux transformations isentropiques 3'– 4 et 2'– 2, on a :

$$\vartheta_4 = \vartheta_{3'} \, w_a^{\gamma-1} \tag{6}$$

$$\vartheta_2 = \vartheta_{2'} \, w_e^{\gamma-1} \tag{7}$$

La température dans le cylindre de détente est constante pendant la phase de refoulement 1 – 2' :

$$\vartheta_{2'} = \vartheta_1 \tag{8}$$

Le bilan d'énergie pour la phase d'aspiration 3 – 3' s'écrit :

$$-p_{E3'} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} - \dot{m} \, c_p \, T_h$$

Compte tenu des hypothèses retenues, cette équation peut se réécrire [9] :

$$V_{E3'} - V_{E3} = \left(\frac{V_{E3'}}{T_{E3'}} - \frac{V_{E3}}{T_{E3}}\right) T_h$$

Cette relation conduit à l'expression :

$$\alpha_a = \left(\frac{\alpha_a + \mu_e}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e}{\vartheta_3}\right) \Theta \tag{9}$$

La transformation 4 – 1 de détente brusque à l'ouverture de la soupape de refoulement est isentropique, ce qui conduit à la relation :

$$\vartheta_4 = \vartheta_1 \; w_a^{\gamma-1} \, B^k \tag{10}$$

L'équation de l'énergie appliquée à la transformation 2 – 3 s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} = \dot{m} \, c_p \, T_h$$

Cette relation peut se réécrire comme suit :

$$m \, \mathrm{d}T + T \, \mathrm{d}m = \gamma \, T_h \, \mathrm{d}m$$

Cette équation différentielle peut s'intégrer par séparation de variables, ce qui conduit à :

$$\frac{m_3}{m_2} = \frac{\gamma \, T_h - T_2}{\gamma \, T_h - T_3}$$

Avec $m = \frac{p \, V}{r \, T}$ et en reprenant les grandeurs adimensionnelles, cette relation s'écrit :

$$B - \; w_e^{\gamma} = \left(\frac{B}{\vartheta_3} - \frac{w_e^{\gamma}}{\vartheta_2}\right) \gamma \, \Theta \tag{11}$$

Les relations Eq.(6) à Eq.(11) forment un système de 6 équations à 6 inconnues, ϑ_i, i représentant les 6 états 1, 2', 2, 3, 3', 4 du cycle dans le cylindre de détente. La résolution de ce système donne les résultats suivants :

$$\vartheta_1 = \vartheta_{2'} = \frac{-w_e \, \mu_E + (\alpha_a + \mu_E) \, B^{\frac{1}{\gamma}}}{(B - \; w_e^{\gamma}) \, \mu_e + \gamma \, B \, \alpha_a} \tag{12}$$

$$\vartheta_2 = \; w_e^{\gamma-1} \, \vartheta_1 \tag{13}$$

$$\vartheta_3 = \; \mu_E \left[\frac{\alpha_a + \mu_E}{B^k \, \vartheta_1} - \frac{\alpha_a}{\Theta}\right]^{-1} \tag{14}$$

$$\vartheta_{3'} = B^k \, \vartheta_1 \tag{15}$$

$$\vartheta_4 = \; w_a^{\gamma-1} \, B^k \, \vartheta_1 \tag{16}$$

Le débit adimensionnel dans le cylindre de détente est obtenu par la relation :

$$\delta_E = \delta_{3'} - \delta_{E2} = \frac{\beta_{3'} \; \varphi_{3'}}{\vartheta_{3'}} - \frac{\beta_2 \; \varphi_2}{\vartheta_2} = \frac{(\alpha_a + \mu_e) \, B}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e \;\; w_e^{\gamma}}{\vartheta_2} \tag{17}$$

Le travail indiqué adimensionnel du cylindre de détente s'obtient par intégration du diagramme indicateur, ce qui, après calculs conduit à l'expression :

$$\begin{aligned} \Pi_E = \oint_E \; \beta \; \mathrm{d}\varphi = B \, \alpha_a - \; \alpha_e \\ + \frac{1}{\gamma-1} \, B \, (\, \alpha_a + \mu_e) \left[1 - \left(\frac{\alpha_a + \mu_e}{1 + \mu_e} \right)^{\gamma-1} \right] \\ - \frac{1}{\gamma-1} \, B \, (1 + \mu_e - \; \alpha_e) \left[\left(\frac{1 + \mu_e - \alpha_e}{\mu_e} \right)^{\gamma-1} - 1 \right] \end{aligned} \tag{18}$$

L'égalité des débits massiques entre les deux cylindres s'écrit :

$$\delta_C = 1 - \mu_c \, \left(B^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) = \delta_E = \frac{(\alpha_a + \mu_e) \, B}{\vartheta_{3'}} - \frac{\mu_e \;\; w_e^{\gamma}}{\vartheta_2} = \; \delta \tag{19}$$

De cette expression, on peut tirer (numériquement) la relation entre les deux retards α_a et α_e.

Du bilan enthalpique sur le cylindre de détente, on peut tirer l'expression de la température moyenne d'échappement $\bar{\vartheta}_{41}$:

$$\bar{\vartheta}_{41} = \; \Theta - k \, \frac{\Pi_E}{\delta_E} \tag{20}$$

La puissance thermique adimensionnelle à fournir au réchauffeur vaut ainsi :

$$\Pi_{th} \; = \frac{\delta}{k} \, [\Theta \; - \; B^k - \varepsilon_R (\bar{\vartheta}_{41} - B^k)] \tag{21}$$

Le rendement thermique se déduit alors des relations de Π_E, Π_C et Π_{th}.

5. Résultats

La figure 5 présente le travail adimensionnel et le rendement indiqué en fonction du rapport de pression, pour une température adimensionnelle maximale du cycle de $\Theta = 2$.

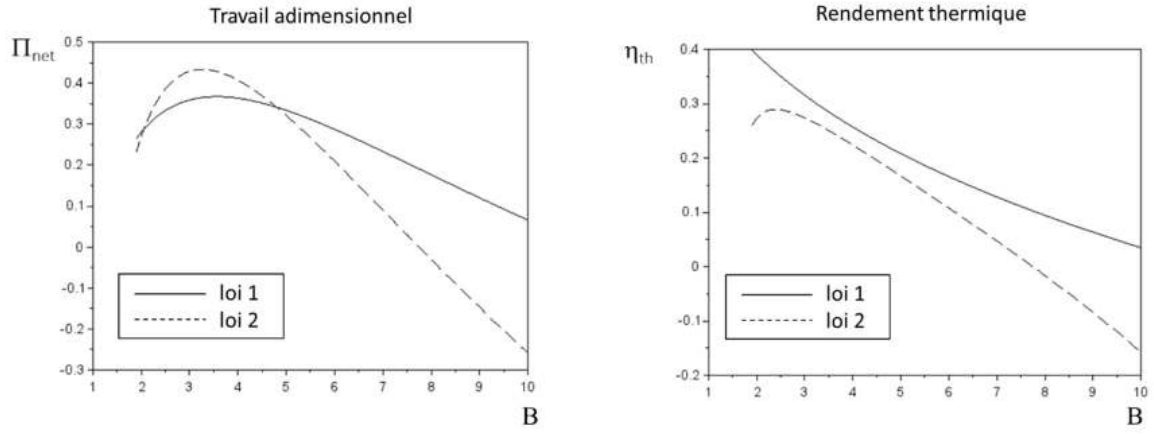


Figure 5 : *Travail adimensionnel et rendement thermique selon les deux lois ($\Theta = 2$; $\mu_C = \mu_E = 0{,}1$; $\alpha_e = 0{,}98$)*

On constate tout d'abord qu'il n'est pas possible d'obtenir des résultats pour la loi 2 si le rapport de compression est inférieur à 1,852. En effet, pour $B = 1{,}852$, $\alpha_a = 1$, c'est-à-dire que la soupape d'admission du cylindre de détente dans le cas de la loi 2 reste ouverte pendant toute la course, du point mort haut vers le point mort bas, conduisant à un diagramme indicateur du cylindre de détente quasiment rectangulaire. En dessous de ce rapport de compression, le cylindre de détente ne peut pas absorber la totalité du débit refoulé par le cylindre de compression.

La figure 5 montre que le travail adimensionnel produit par la loi 2 n'est supérieur à celui produit par la loi 1 que dans une faible gamme de rapport de pression, $2{,}05 \leq B \leq 4{,}80$. Le travail adimensionnel pour la loi 1 présente un maximum pour B = 3,6. Ce maximum est un résultat classique du cycle de Joule, qu'il soit à récupération ou non. Le rendement d'un système opéré selon la loi 2 est toujours strictement inférieur à celui d'un système opéré selon la loi 1, ce qui est justifié par la détente incomplète du fluide de travail dans le cylindre de détente. Le rendement thermique d'un système opéré selon la loi 1 est strictement décroissant avec le rapport de pression B. On retrouve la courbe bien connue du rendement d'un cycle de Joule à récupération, pour lequel le rendement tend vers le rendement de Carnot lorsque le rapport de pression tend vers l'unité et que l'échangeur récupérateur est parfait ($\varepsilon_R = 1$).

6. Conclusion

Deux lois de commande des soupapes d'un moteur Ericsson à iso-volumes de compression et de détente ont été étudiées. Pour les deux lois, les soupapes du cylindre de détente doivent être commandées. La première loi implique d'équiper également la culasse du cylindre de compression d'au moins une soupape commandée, alors que pour la seconde loi, le cylindre de compression peut être muni de clapets automatiques. Un cycle à récupération étant considéré, les rapports de pression pertinents sont faibles. La seconde loi n'est justifiée que dans une plage limitée du rapport de pression, si on privilégie la puissance obtenue pour une taille donnée, par rapport au rendement thermique.

Références

[1] T. Finkelstein, A. J. Organ, *Air engines*, London: Professional Engineering Publishing Ltd (2001).

[2] R. J. D. Van De Ven, P. Y. Li, Liquid piston gas compression, *Appl. Energy*, 86 (2009), 2183–2191, doi: 10.1016/j.apenergy.2008.12.001.

[3] R. Mikalsen, A. P. Roskilly, A review of free-piston engine history and applications, *Appl. Therm. Eng*., 27 (2007), 2339–2352, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2007.03.015.

[4] S. Zare, AR Tavakolpour-Saleh, Free piston Stirling engines: A review, *Int. J. Energy Research*, 44 (2020), 5039–5070, doi: 10.1002/er.4533.

[5] R. Chouder, P. Stouffs, A. Benabdesselam, Etude d'une nouvelle configuration de moteur Ericsson à piston liquide libre, *Actes du Congrès de la Société Française de Thermique,* 52 (2022).

[6] R. Chouder, A. Benabdesselam, P. Stouffs, Modeling results of a new high performance free liquid piston engine, *Energy,* 263 (2023), 125960, doi:10.1016/j.energy.2022.125960.

[7] M. Ndamé Ndangué, P Stouffs. Etude d'un moteur à air chaud à pistons liquides. *Actes du Colloque SFT*, 2017, Marseille, France.

[8] M. Ndamé Ngangué, O. Sosso Mayi, P Stouffs. Study of three valves command laws of the expansion cylinder of a hot air engine. *Int. J. of Thermodynamics*, 2019, 22 (2), pp.84-96. doi: 10.5541/ijot.499621.

[9] Abdou Touré, Etude théorique et expérimentale d'un moteur Ericsson à cycle de Joule pour conversion thermodynamique d'énergie solaire ou pour micro-cogénération, thèse de l'Univesité de Pau et des Pays de l'Adour, 2010.

Impact des structures des Systèmes Energétiques Renouvelables Intelligents (SERI) sur le bilan et l'efficacité des transitions énergie-climat locales

Thierry de LAROCHELAMBERT[1*]

[1] Université Marie et Louis Pasteur, Institut FEMTO-ST, CNRS, F-25000 Besançon, France
[*] (auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé - Cet article analyse les flux d'énergie et le rôle important de la chaleur au sein d'un SERI local selon les types de couplages intersectoriels, à répartition donnée des besoins énergétiques actuels ou futurs. Il montre l'impact des choix structurels sur l'efficacité du système et les productions primaires de chaleur, électricité, bioénergies nécessaires. Les résultats des simulations horaires et annuelles du système énergétique d'un département français évoluant vers un SERI par transformations systémiques successives sont discutés, avec le levier de la chaleur pour l'efficacité et la décarbonation.

1. Introduction

Les Systèmes Energétiques Renouvelables Intelligents (SERI) s'imposent de plus en plus comme solutions pertinentes aux défis climatiques et géopolitiques actuels et futurs, comme à la fragilisation croissante et à l'inefficacité des systèmes énergétiques classiques centralisés à faibles couplages intersectoriels [1]. Les retours d'expérience les plus récents des pays européens ayant mis en place des SERI aux échelles locales (villages, villes, cantons, régions) indiquent que les grandes versatilité et adaptabilité locales des SERI dues à leur forte intégration inter-secteurs, inter-vecteurs, inter-stockages et à leur caractère décentralisé semblent être la source de leur efficacité et de leur résilience [2]. La *chaleur*, comme énergie primaire (chaleur renouvelable) et vecteur (réseaux de chaleur-froid, co- & tri-générations), y joue un rôle très important au vu des besoins finaux majoritaires en chaleur et froid [3].

Cet article étudie tout d'abord la répartition théorique des *flux énergétiques* au sein d'un SERI en fonction des possibilités de couplages internes de ses structures (réseaux énergétiques, stockages, transports) répondant à une répartition donnée des *besoins énergétiques finaux utiles* (chaleur-froid, électricité spécifique, mobilités, etc.), pour déterminer l'impact des choix de structures et d'équipements sur l'efficacité du système, les productions d'électricité nécessaires, les consommations de bioénergies, etc.

L'article applique ensuite un modèle de *simulation horaire et annuelle* à un système énergétique réel à l'échelle d'un département français (Haut-Rhin) en faisant évoluer sa structure énergétique actuelle vers celle d'un SERI par transformations systémiques séparées ou couplées, et évalue l'impact de celles-ci sur ses échanges électriques avec l'extérieur, ses émissions de GES, son efficacité énergétique. L'importance de la *chaleur*, des *stockages thermiques et électriques couplés aux différents réseaux d'énergie* est soulignée à chaque étape.

2. Les systèmes énergétiques renouvelables intelligents (SERI)

La méthodologie de l'étude présentée ici consiste, en partant des *énergies finales utiles* EU_i appelées par les agents du système énergétique local considéré, à déterminer les quantités des différentes *énergies primaires* EP_j nécessaires à y injecter pour élaborer, transférer et stocker les différents *énergies secondaires* (vecteurs énergétiques) ES_k puis les *énergies finales avant usage* EF_l fournies aux utilisateurs, au moyen de diverses *transformations* technologiques

indispensables (*Primaires*, *Secondaires*, *Finales*) d'efficacités $\eta_{t,m}$ (t = *P, S, F* ; m représente la technologie de la transformation considérée) – chacune générant des *pertes d'énergie thermique* $W_{t,m}$ irréversible vers l'environnement –, ainsi que les émissions directes de GES.

Le principe fonctionnel du SERI repose sur les schémas structurels suivants :

- *couplage inter-vectoriel* : interconnexion des réseaux d'énergie locaux (chaleur-froid, électricité, gaz) et des réseaux d'eaux de pluie et d'eaux usées (effluents urbains d'élevage) ;
- *couplages intersectoriels* : interconnexion générale des bâtiments industriels, tertiaires et secondaires aux réseaux énergétiques interconnectés, et des mobilités électriques ;
- *couplages inter-stockages énergétiques* locaux (chaleur-froid, électricité, combustibles, déchets), incluant celui des mobilités électriques aux réseaux énergétiques interconnectés ;
- *couplage inter-énergies* : interconnexion générale des systèmes de production et de conversion des énergies renouvelables locales aux réseaux énergétiques interconnectés ;
- *gestion intelligente* de l'optimisation, de la flexibilité et de la stabilité du SERI {réseaux, stockages, productions, conversions énergétiques couplées} selon des critères d'efficacité, d'émissions de GES, de retour sur investissements, de prix ;
- *minimisation des pertes énergétiques* ;
- *sobriété énergétique* (structurelle, systémique, individuelle) ;
- *soutenabilité* (énergies renouvelables thermiques, électriques et combustibles ; élimination des GES ; préservation des écosystèmes ; économie circulaire interne maximisée).

La *recherche de cohérence* du SERI entre potentiels énergétiques renouvelables locaux, réseaux et stockages énergétiques, besoins énergétiques des secteurs requiert le calcul de tous les flux d'énergie en fonction des efficacités de leurs conversions, stockages, transports et distributions, de l'échelle annuelle (bilan) jusqu'à l'échelle horaire (équilibre). La *recherche d'autonomisation énergétique* du SERI local vise à optimiser la gestion de ses ressources en énergies renouvelables (EnR) pour éviter les dépendances énergétiques, qui sont les paramètres-sortie pour l'analyse de l'efficacité du système et de ses connexions externes.

3. Flux et efficacités énergétiques des systèmes énergétiques

Pour déterminer les consommations en *énergies primaires EP* (thermiques H_p, électriques EL_p, combustibles F_p) d'un système énergétique quelconque sur un territoire géographique donné à partir de ses consommations en *énergies finales utiles* (*chaleur totale H*, *froid total C*, *électricité spécifique EL*, *mobilité T*), on établit les équations de conservation des flux énergétiques (1) à travers les unités de production et de conversion du système prenant en compte leurs efficacités énergétiques $\eta_{t,m}$ et les pertes thermiques $W_{t,m}$ afférentes, principalement :

- centrales thermiques de production électrique PP classiques (efficacité électrique η_{PP})
- *unités de cogénération* (efficacité électricité $\eta_{CHP,el}$; efficacité chaleur $\eta_{CHP,h}$)
- *chaudières à combustibles* (efficacité η_{FB}) et chaudières électriques (efficacité η_{EB})
- *unités de production électrique renouvelable* hydraulique, éolienne, photovoltaïque, hydrolienne, marémotrice, etc. hors cogénération électrique (efficacités $\eta_{REL} = 1$)[1]

[1] Il s'agit de l'efficacité énergie utile/énergie payante. Dans le cas des énergies renouvelables, il n'y a pas d'énergie payante, les sources d'énergie renouvelables étant libres, naturelles et gratuites par essence.

- *unités de pompes à chaleur* PAC (efficacité η_{HP}) et de réfrigération (efficacité η_R)
- *véhicules électriques* (η_{EV}), thermiques (η_{TV}), transports publics électriques (η_{TE})
- chaînes hydrogène (production, compression et/ou liquéfaction, transport, détente, conversion) de véhicules H_2 (η_{HV}) et cogénération H_2 (électricité $\eta_{TGH,el}$; chaleur $\eta_{TGH,h}$).

La structure complète d'un SERI peut intégrer également d'autres technologies de couplage inter-vectoriel (thermofrigopompes, pompes à chaleur et réfrigérateurs à absorption, turbines à cycle organique de Rankine ORC, chargeurs bidirectionnels de véhicules électriques *Vehicle-to-Grid* [4] et *Vehicle-to-Building* [5] ; cogénération par gazéification hydrothermale, liquéfaction hydrothermale et pyro-gazéification d'effluents liquides urbains et d'élevage, unités de méthanation, etc.). Les *installations de stockage-déstockage fixe multi-énergie* (chaleur, froid, électricité, combustibles), *multi-échelles temporelles* (minute, heure, jour, semaine, mois, saison) *et spatiales* (bâtiment, quartier, ville, agglomération, métropole, etc.) complètent l'architecture interne et les connexions externes (transport électricité, gaz).

3.1. Équations paramétriques du bilan énergétique d'un SERI autonome

A titre d'exemple, le dimensionnement de la structure d'un SERI de base autonome simplifié (sans machines à absorption ni turbines ORC ni chaudières électriques) conduit au système de variables, paramètres et équations des flux d'énergie annuels ci-dessous (1), où :

$$
\begin{aligned}
(a)&\begin{cases}
H = H_{RE} + H_{FB} + H_{EB} + H_{CHP} + H_{HP} \\
EL = EL_{RE} + EL_{CHP} - EL_{EV} - EL_{HV} - EL_{HP} - EL_{EB} - EL_{TE} - EL_R \\
T = EL_{EV}\eta_{EV} + EL_{HV}\eta_{HV} + EL_{TE}\eta_{TE} + F_{TV}\eta_{TV} \\
C = EL_R\eta_R
\end{cases} \\
(b)&\begin{cases}
H_{RE} = X_{REH}H \ , \ H_{FB} = X_{FB}H \\
EL_{RE} = X_{REL}\left(EL + EL_{HV} + EL_{HP} + EL_{EB} + EL_{TE} + EL_R\right) \\
EL_{EV} = X_{EV}T / \eta_{EV} \ , \ EL_{TE} = X_{TE}T / \eta_{TE} \ , \ EL_{HV} = X_{HV}T / \eta_{HV} \\
X_{REH} + X_{FB} + X_{EB} < 1 \ , \ X_{EV} + X_{TE} + X_{HV} + X_{TV} = 1
\end{cases} \\
(c)&\begin{cases}
F_{RE} = F_{FB} + F_{CHP} + F_{TV} \\
F_{FB} = H_{FB} / \eta_{FB} \ , \ F_{TV} = TX_{TV} / \eta_{TV} \\
F_{CHP} = H_{CHP} / \eta_{CHP,h} = EL_{CHP} / \eta_{CHP,el} \\
EL_{HP} = H_{HP} / \eta_{HP}
\end{cases}
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

- les *objectifs visés* sont les taux de couverture : X_{REL} de la consommation électrique totale par les *énergies électriques renouvelables* ; X_{REH} et X_{FB} des besoins de chaleur par la *production de chaleur renouvelable* directe (solaire thermique, géothermies) et par les *chaudières à biocombustibles* issus de la biomasse ; X_{EV}, X_{HV}, X_{TE} des besoins de transport par les *véhicules électriques*, *véhicules hydrogène* et les *transports en commun électriques*, respectivement, le reste étant couvert par les véhicules thermiques (biogaz) ;
- les *solutions* sont les variables contraintes de produ*ction électrique par cogénération renouvelable* EL_{CHP} et de *consommation électrique des pompes à chaleur* EL_{HP} ;
- les grandeurs énergétiques induites recherchées sont la *consommation totale de biocombustibles* F_{RE} et la *production d'électricité renouvelable* EL_{RE} en fonction des objectifs visés X_{obj}, les autres grandeurs énergétiques étant obtenues directement (*production de chaleur*

renouvelable directe H_{RE}, de *chaleur par chaudière biomasse* H_{FB}, de *chaleur de cogénération renouvelable* H_{CHP} et l'*électricité totale secondaire consommée* EL_s).

3.2. Productions renouvelables nécessaires aux besoins énergétiques d'un SERI local

Dans l'exemple de SERI de base qui suit, seules les conversions les plus efficaces sont utilisées (pas de chaudières électriques, de véhicules H_2 ou thermiques), et les productions de froid C sont agglomérées aux productions de chaleur H_{HP} par PAC, les efficacités η_{HP} et η_R étant similaires. La configuration retenue est donc la suivante (unité quelconque) :

- besoins en énergies finales utiles fixés : $H = 50$, $C = 10$, $EL = 20$, $T = 20$ $\Rightarrow EU = 100$:
- taux de couverture visés : $X_{REL} = 0{,}6$; $X_{REH} = 0{,}3$; $X_{FB} = 0{,}1$; $X_{EV} = 0{,}7$; $X_{TE} = 0{,}3$;
- efficacités fixes : $\eta_{CHP,el} = 0{,}5$; $\eta_{CHP,h} = 0{,}45$; $\eta_{HP} = \eta_R = 3$; $\eta_{EV} = \eta_{TE} = 0{,}85$; $\eta_{FB} = 0{,}9$.

La Figure 1 résume la solution unique du système d'équations rendant ce SERI autonome.

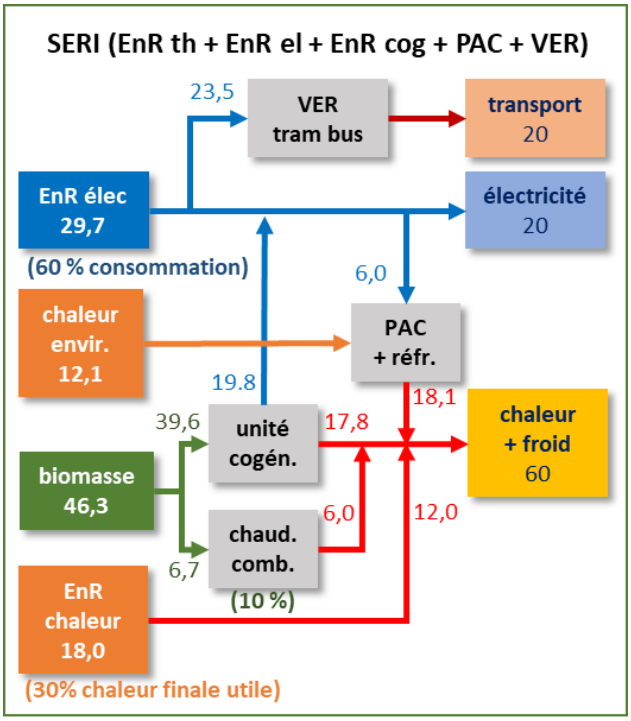


Figure 1 : *Exemple de dimensionnement d'un SERI simplifié.*

L'efficacité globale $\eta_{sys} = EP/EU$ du SERI est très élevée (94,2 %) du fait des couplages inter-vectoriels et intersectoriels et de l'injection massive des EnR. En comparaison, celle d'un système classique (centrales électriques non nucléaires sans cogénération, chaudières à combustibles, voitures thermiques) est au mieux de 56,3 %.

À des fins de planification et d'optimisation du SERI local dans l'objectif d'un système 100 % renouvelable et autonome, les paramètres primaires de dimensionnement X_{REL}, X_{REH}, X_{FB}, X_{EV}, X_{TE}, X_{HV} – et éventuellement les paramètres secondaires (taux de pompes à chaleur et réfrigérateurs à absorption, thermofrigopompes, turbines ORC, chaudières électriques, etc.) – doivent balayer toute la plage valide de fonctionnement du système pour mettre les *productions renouvelables résultantes* (chaleur-froid, électricité, biomasses, déchets renouvelables) en regard des potentiels énergétiques renouvelables installables localement. On observe ainsi (Fig. 2) que l'injection croissante de chaleur renouvelable (de 0 à 30 % des besoins) diminue la consommation de biomasse F_{RE} (-8,5 %) et la production totale EL_p d'électricité (-9,8 %),

celle-ci passant de 54,9 % à 49,6 % de la consommation d'énergie finale *EU* (voire à 46 % si 50 % des besoins chaleur-froid sont couverts par chaleur renouvelable). L'utilisation de chaudières biomasse (passant de 0 à 10 % des besoins en chaleur) permet aussi d'abaisser la production totale (et donc la consommation) d'électricité (-3,5 %) mais augmente la consommation totale de biomasse (+12,7 %) car la cogénération est plus efficace.

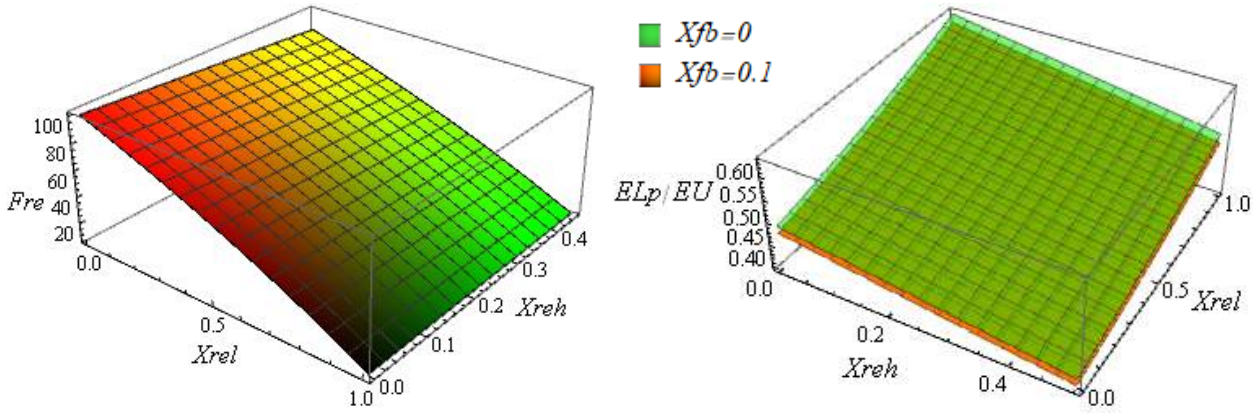


Figure 2 : *Impact de la chaleur et de l'électricité renouvelables sur la consommation de biomasse (à gauche) et d'électricité (à droite).*

La validation du dimensionnement des installations de production nécessite de dimensionner les *stockages* nécessaires par simulations horaires (section 4). Ceci requiert la connaissance prévisionnelle des *distributions horaires annuelles* : i) des consommations d'électricité spécifique, de transport, de chaleur et de froid intégrant flexibilité et stabilité des réseaux électriques ; ii) des températures atmosphériques et précipitations locales futures des scénarios climatiques urbains ; iii) des débits hydrologiques de surface ; iv) des régimes locaux de vent et d'insolation. L'analyse fréquentielle des distributions détermine les volumes et puissances de charge-décharge des stockages avec les technologies V2G, V2B, PTES (*pit thermal energy storage*), TTES (*tank thermal energy storage*), BTES (*borehole thermal energy storage*), etc.

4. Simulations évolutionnaires d'un système énergétique local

L'analyse complète du système énergétique du Haut-Rhin, son évolution tendancielle et la simulation de ses transformations possibles vers un SERI ont été menées dans le cadre du LabEx DRIIHM (projet ESTEES de l'OHM Fessenheim) [6] et se poursuivent pour dresser un ensemble de scénarios fonctionnels de transition énergie-climat à l'intention des décideurs.

Le programme d'analyse et de simulation des systèmes énergétiques EnergyPLAN [7], développé à l'Université d'Aalborg (Danemark) et mondialement utilisé en recherche, est mis en œuvre ici pour modéliser le système énergétique actuel du Haut-Rhin, et déterminer l'impact séparé puis couplé de changements structurels (couplages inter-vectoriels et intersectoriels, EnR, stockages, réseaux de chaleur, électrification des transports, flexibilités) sur les productions, consommations et échanges d'énergie à besoins constants. EnergyPLAN permet de modéliser en détail les structures d'un système énergétique quelconque et de les simuler heure par heure selon des stratégies d'optimisation technologique et/ou économique [8].

La validation du modèle EnergyPLAN du système Haut-Rhin a été menée en élaborant : i) une base de données énergie climat (BDEC) complète et détaillée sur l'année 2018 ; ii) les distributions horaires (Fig. 3) évoquées plus haut ; iii) la simulation du système pour déterminer les flux horaires et annuels de production-consommation-stockage d'énergies primaires à partir des consommations finales et des unités de conversion-stockage des vecteurs d'énergie.

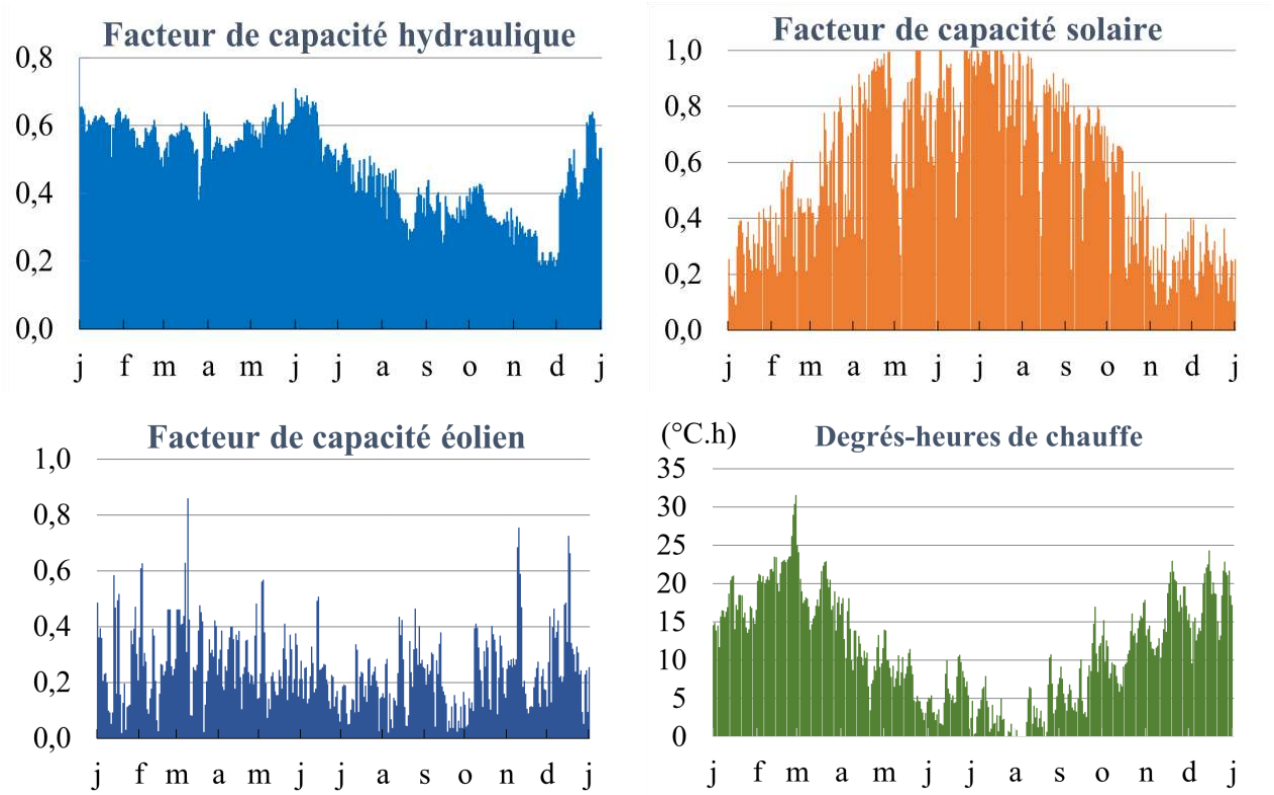


Figure 3 : *Distributions horaires implémentées dans le modèle EnergyPLAN (Haut-Rhin 2018).*

Le faible écart (de 0 à 5,2 % maximum) entre les données et les résultats de simulation a permis de valider la modélisation du système 2018.

4.1. Impact de changements technologiques isolés (chaleur, transport)

L'introduction séparée de certaines technologies dans le système initial (structure et consommations 2018) est simulée pour en étudier les effets sur son bilan énergétique et son fonctionnement (Fig. 4) : remplacement du chauffage électrique par des PAC (***scénario S1pac***) ; connexion de la moitié des logements individuels aux réseaux de chaleur existants sans cogénération (***scénario S2rc***) ou avec cogénération et équilibre simultané de la demande en chaleur et en électricité (***scénario S3rccog***). *S1pac* induit un gain d'électricité de 54 % sur le poste chauffage (6 % sur la consommation totale d'électricité) et une diminution d'imports électriques de 15 % (hors centrale nucléaire de Fessenheim) qui atteint 50 % dans le scénario *S3rccog*. Ceci montre l'*efficacité du couplage régulé {réseau de chaleur, cogénération} à baisser les imports électriques*. La baisse des émissions de CO_2 induite (à mix énergétique du chauffage inchangé) est déjà nette pour le secteur chaleur (-8 à -14 %).

L'électrification de 50% du transport routier de 2018 selon trois modes de recharge électrique (charge directe ; charge intelligente ; 50 % charge intelligente + 50 % V2G) accroît immédiatement les échanges d'électricité, mais la charge intelligente et le V2G réduisent ceux-ci de 30 à 40 %, plus efficacement que sans électrification du parc routier, si la part des EnR électriques variables (à 50 % éolien + 50 % PV) dépasse 60% du mix électrique d'équilibre import-export (Fig. 5), en baissant de 17 % les émissions totales de CO_2. En électrifiant tout le transport (50 % charge intelligente + 50 % V2G), les émissions directes totales de CO_2 baisseraient de 34% et la consommation d'énergie du transport de 80%, à demande constante (en km parcourus annuels). *L'électrification des transports apparaît comme un levier puissant de stockage-flexibilité (et de décarbonation) des systèmes*, même actuels.

4.2. Impact des couplages intersectoriels et des régulations d'équilibrage réseaux

Les *régulations de flexibilité et d'équilibrage simultané des réseaux électriques et de chaleur* ont un impact d'autant plus élevé sur les échanges extérieurs d'électricité du système que la part d'EnR électriques variables dans le mix électrique augmente. Les simulations suivantes (Fig. 6) introduisent certains *couplages intersectoriels* dans la structure 2018 du Haut-Rhin (sans changement des besoins en énergies finales) : 50 % du chauffage individuel sur réseaux de chaleur ; chauffage électrique substitué par des PAC ; réseaux de chaleur : solaire thermique 30%, récupération chaleur industrielle 25 %, cogénération 25 % à 2/3 biomasse et 1/3 gaz naturel ; transport routier 50% électrique (dont 50 % en V2G) ; STEP (station de transfert d'énergie par pompage) 55 MW, 590 MWh ; stockage thermique 200 GWh/an.

Avec le seul équilibrage de la chaleur, les PAC cherchant à utiliser uniquement les excès critiques d'électricité (dépassant les capacités des lignes de transmission) et le V2G limité à l'équilibre de ces derniers (***scénario SERI 1***), la baisse des échanges électriques passe de 18 à 62 % si la part d'EnR électrique variable (0,5 éolien + 0,5 PV) passe de 0 à 60% des besoins électriques ; elle est moindre au-delà, ces régulations étant limitées. *Avec l'équilibrage simultané des demandes en chaleur et électricité*, où les PAC utilisent les exports d'électricité et le V2G participe à l'équilibre des exports-imports électriques (***scénario SERI 2***), la baisse des échanges électriques passe de 15 à 63 % avec l'injection d'EnR électrique variable de 0 à 60 %, et atteint 100 % à 100 % d'EnR électrique variable grâce aux contributions élevées de l'hydroélectricité et de la STEP. *Le couplage régulé du stockage électrique des batteries des véhicules en V2G et dans la STEP, du stockage thermique, du solaire thermique, de la cogénération et des PAC peut réduire fortement, voire annuler les besoins d'échange électrique.*

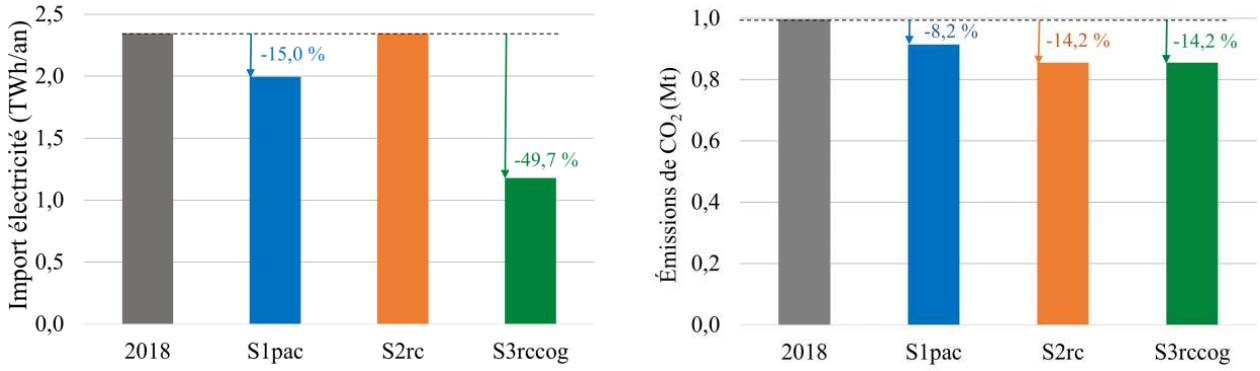


Figure 4 : *Impact des scénarios de chauffage sur l'import d'électricité et les émissions de CO_2 du secteur chauffage (Haut-Rhin).*

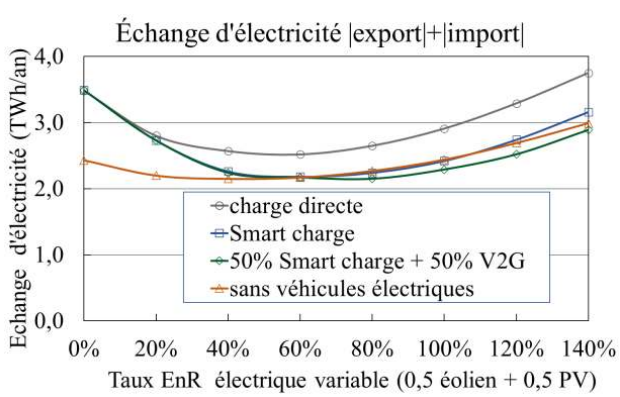


Figure 5 : *Impact de l'électrification du transport (Haut-Rhin, 2018).*

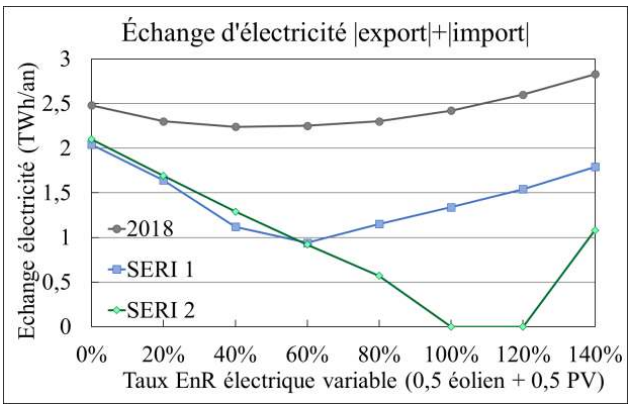


Figure 6 : *Impact de l'introduction de couplages et régulations (Haut-Rhin, 2018).*

Ces deux scénarios génèrent d'ores et déjà une baisse de 32,6 % des émissions de CO_2 alors qu'ils restent basés sur les besoins 2018 sans changement du secteur industriel ni éradication du gaz naturel des réseaux de chaleur. Ceci confirme *l'efficacité de l'introduction de couplages chaleur-électricité-transport régulés dans la décarbonation du mix énergétique*.

4.3. Scénarisation des transitions de type SERI

L'étape suivante de modélisation et de simulation des structures SERI possibles, actuellement en cours, s'appuie sur la méthodologie de déclinaison territoriale des objectifs nationaux et européens de transition énergie-climat pour élaborer la configuration des besoins en énergies finales utiles vers 2050 et après, prenant en compte les sobriétés structurelles, systémiques et individuelles indispensables. Elle intègre l'ensemble des technologies efficaces de couplage, de stockage et de production énergétique permettant de couvrir tout ou partie des besoins du territoire (Haut-Rhin) à cet horizon à partir de l'ensemble de ses potentiels en énergies renouvelables, tout en assurant la résilience et la stabilité des réseaux énergétiques internes et interconnectés, en particulier avec les réseaux européens.

5. Conclusion

La modélisation et la simulation des SERI locaux, basée sur l'analyse des besoins en énergies finales utiles et sur le déploiement des techniques modernes de gestion intelligente de couplage intersectoriel, inter-vectoriel des réseaux, stockages des énergies renouvelables locales, sont des outils souples et performants pour l'aide à la planification territoriale énergie-climat grâce aux retours d'expérience nombreux et aux recherches internationales croissantes.

Références

[1] T. de Larochelambert, F. Labaude, N. Blond, Integration of a Smart Renewable Energy System in sustainable and resilient urban energy-climate planning, *JITH 2024 – 20ème édition Bâtir écologique pour une résilience climatique* (ENSA Paris-Val de Seine, 29 – 31 oct 2024), *Lecture Notes in Mechanical Engineering, Springer (à paraître, 2025).*

[2] J.Z. Thellufsen, H. Lund, P. Sorknæs, P.A. Østergaard, M. Chang, D. Drysdale, S. Nielsen, S.R. Djørup, K. Sperling, Smart energy cities in a 100% renewable energy context, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 129 (2020), 109922.

[3] T. de Larochelambert, La chaleur et le froid dans la transition énergétique, *28e Congrès français de thermique* (Belfort, 9-12 juin 2020), 133.

[4] B. Bibaka, H. Tekiner-Moğulkoç, A comprehensive analysis of Vehicle to Grid systems and scholarly literature on the application of such systems, *Renewable Energy Focus* 36 (2021), 1-20.

[5] K.Y. Lo, J.H. Yeoh, I.Y.L. Hsieh, Towards Nearly Zero-Energy Buildings: Smart Energy Management of Vehicle-to-Building (V2B), *Strategy and Renewable Energy Sources, Sustainable Cities and Society* 99 (2023), 104941.

[6] https://ohm-fessenheim.fr/recherche/apr/porteurs/nadege-blond-thierry-de-larochelambert/

[7] EnergyPLAN Advanced energy system analysis computer model, https://www.energyplan.eu/.

[8] P.A. Østergaard, H. Lund, J.Z. Thellufsen et al., Review and validation of EnergyPLAN, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 168 (2022), 112724.

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre de l'OHM Fessenheim et a bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'ANR au titre du LabEx DRIIHM (ANR-11-LABX-0010).

Impact de l'humidité ambiante sur la dynamique d'imbibition d'un matériau poreux

Impact of ambient humidity on the imbibition dynamics of a porous material

Laurence LECLEF[1], Florine GIRAUD[1*], Stéphane LIPS[2], Benoit STUTZ[1]

[1]Laboratoire procédés énergie bâtiment (LOCIE) 60, avenue du lac Léman –73376 Le Bourget du Lac
[2]CAELI Energie, 13 rue de l'Abbé Vincent – 38600 Fontaine
[*](auteur correspondant : florine.giraud@univ-smb.fr)

Résumé - Les technologies de refroidissement adiabatique par évaporation ont un impact environnemental plus faible que les technologies conventionnelles, puisqu'elles ne nécessitent pas de fluide frigorigène nocif pour l'environnement ni l'utilisation de système de compression de vapeur énergivore. Leur performance est cependant impactée par la dynamique d'imbibition et d'assèchement des substrats capillaires minces couvrant la paroi des systèmes évaporatifs. L'effet de l'évaporation d'eau sur la dynamique d'imbibition d'un substrat capillaire mince couvrant une paroi verticale et placé dans de l'air stagnant est étudié dans ce travail. Des modèles physiques simplifiés couplant transferts de masse et de chaleur sont proposés afin d'estimer les propriétés physiques du substrat et estimer le taux d'évaporation en présence.

Abstract - Adiabatic evaporative cooling technologies have a lower environmental impact than conventional technologies, since they do not require environmentally harmful refrigerants or energy-intensive vapour compression. However, their performance is strongly affected by the imbibition and drying dynamics of the thin capillary substrates covering the wall of evaporative systems. The effect of water evaporation on the imbibition dynamics of a thin capillary substrate covering a vertical wall and placed in stagnant air is studied in this work. Simplified physical models combining mass and heat transfer are proposed in order to estimate the physical properties of the substrate and the evaporation rate.

Nomenclature

A	Section du substrat poreux, m²
cp	Capacité thermique de l'air, J.kg^{-1}.K^{-1}
g	Accélération de pesanteur, m.s^{-2}
h	Coefficient échange convectif, W.m^{-2}.K^{-1}
k	Perméabilité, m^2
km	Coefficient échange massique, m.s^{-1}
L	Longueur, m
l_{cap}	Longueur capillaire, m
l_f	Hauteur de remontée capillaire, m
L_v	Chaleur latente de vaporisation, J.kg^{-1}
m	Masse, kg
$\dot{m}$	Débit massique, kg.s^{-1}
$\dot{m}''$	Débit surfacique, kg. m^{-2}s^{-1}
M_L''	Masse surfacique, kg. m^{-2}
P	Pression, Pa
r	Rayon du ménisque, m
r_{eff}	Rayon du pore, m
T	Température, °C
u	vitesse, m.s^{-1}
Symboles grecs	
ε	Porosité du non-tissé ; émissivité
λ	Conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
μ	Viscosité dynamique, kg.m^{-1}s^{-1}
ρ	Masse volumique, kg.m^{-3}
σ	Tension superficielle, N. m^{-1}
Indices et exposants	
0	initial
a	air ambiant
abs	absorption
$evap$	évaporation
w	wet bulbe
*	grandeur adimensionnelle

1. Introduction

Selon l'Agence internationale de l'énergie (AIE) [1], les climatiseurs à compression mécanique de vapeur représentaient en 2018 environ 7 % des émissions mondiales de gaz à effet de serre (GES) et 10 % de la consommation électrique mondiale, dont 20 % dans les bâtiments résidentiels et tertiaires. De plus, en transférant l'énergie extraite des locaux vers les façades extérieures ou les toits, ces systèmes contribuent de manière significative aux phénomènes d'îlots de chaleur urbains. Face à ces enjeux, la recherche se tourne vers des solutions alternatives, telles que les refroidisseurs par évaporation indirecte d'eau utilisant le cycle de Maisotsenko. Exempts de fluides frigorigènes et de compresseurs, ces systèmes mettent en œuvre des empilements de plaques sièges d'échanges thermiques avec (canaux humides) et sans (canaux secs) évaporation. L'air à refroidir traverse les canaux secs ou il est refroidi au contact des parois. Une partie de l'air froid est soufflé directement dans la pièce. L'autre partie est injecté dans les canaux humides jouxtant les canaux secs dont les parois sont recouvertes d'un substrat capillaire mince humide. Il y est chauffé au contact des parois chaudes et refroidi par l'évaporation d'eau. Ce système d'échange à contrecourant permet de générer de l'air à une la température inférieure à celle du bulbe humide, se rapprochant ainsi du point de rosée de l'air aspiré. D'après une étude du National Renewable Energy Laboratory (NREL) [2], ces systèmes offrent une efficacité énergétique accrue, réduisant la consommation d'énergie de 80 % par rapport aux climatiseurs traditionnels. De plus, l'utilisation de l'eau, plutôt que de fluides frigorigènes, contribue à une baisse significative des émissions de GES. Cependant, leurs tailles, leurs poids et leurs couts limitent encore leur utilisation aux grandes infrastructures. Par ailleurs, en conditions de températures extrêmes, des zones d'assèchement ou d'engorgement se forment dans ces canaux, ce qui altère considérablement les performances de ces systèmes.

Dans ce contexte, l'alimentation en eau des canaux humides se fait par pompage capillaire au sein de structures capillaires minces. La dynamique d'imbibition est classiquement décrite par la loi de Washburn, qui repose sur l'équilibre des forces capillaires, gravitationnelles et visqueuses dans le milieu poreux homogène, isotrope et saturé, dans des conditions où l'évaporation est négligeable. Bien qu'elle ait largement contribué à la compréhension des phénomènes d'imbibition, cette approche présente des limites : elle ignore les effets des transferts de masse liés à l'évaporation. Or ces effets peuvent impacter significativement la dynamique d'imbibition du substrat. Dans cette étude, en couplant observations expérimentales et modélisation, nous montrons comment des taux d'évaporation influencent les mécanismes d'imbibition sur des plaques verticales et impactent la détermination des propriétés du substrat capillaire.

2. Dispositif expérimental

2.1. Banc de Remontée capillaire

Le banc d'essai est principalement constitué d'une plaque verticale de 30 cm de haut et 20 cm de large, sur laquelle des substrats capillaires minces sont placés (Figure 1). L'alimentation des échantillons en eau distillé se fait via un réservoir d'eau présentant un système de trop plein et étant continuellement alimenté par une pompe pour garantir un niveau constant. Le réservoir d'alimentation est recouvert d'un film de cellophane afin de supprimer l'évaporation au cours de l'imbibition. Une caméra permet d'observer les remontés capillaires. Elle acquiert toutes les 3 minutes les images. Le processus est réalisé en conditions ambiantes, la température et l'humidité étant relevées toutes les 10 secondes par un capteur SHT85.

Chaque échantillon fait l'objet d'un cyclage préalable permettant d'éliminer les polluants potentiellement présents et de pouvoir disposer d'une structure poreuse stable après réarrangement lors des premiers cycles

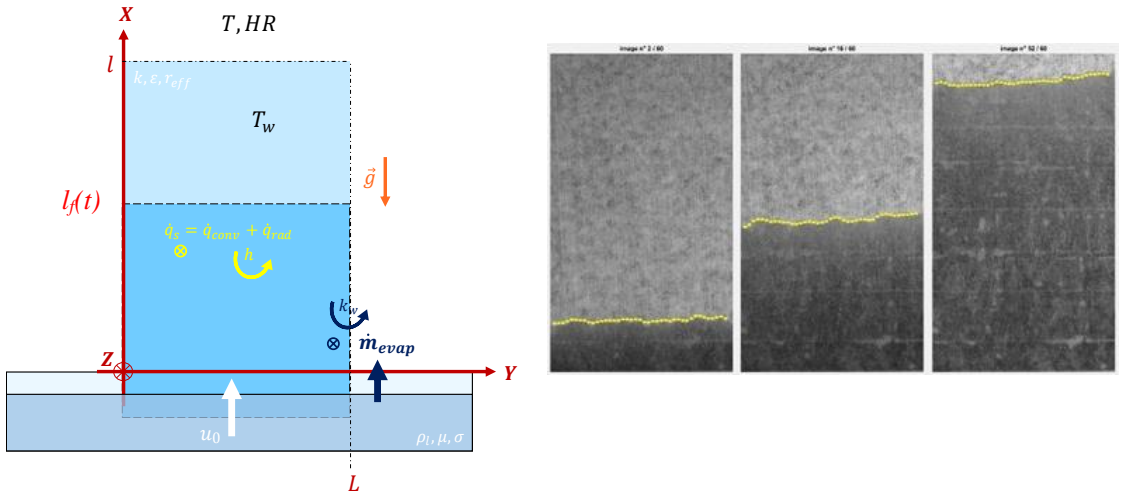


Figure *1* : *Dispositif expérimental a) Schéma et paramètres impactant la dynamique d'imbibition b) Traitement d'images d'une remontée capillaire par méthode du gradient*

Les images obtenues sont traitées sous Matlab afin d'extraire la hauteur du front capillaire en fonction du temps. Un exemple d'images traitées est donné Figure 1. La largeur de l'échantillon (1100 pixels) correspond à 18 cm, soit un facteur de conversion de $1{,}6 \times 10^{-4}$ m/pixel. L'incertitude sur le facteur de conversion est estimée à ±0,6 %. L'incertitude sur la hauteur mesurée est de ±1,5 mm. La balance utilisée est précise à ±0,1 g. Le capteur SHT présente une incertitude de ±1,8 % sur la mesure d'humidité relative (RH) et de ±0,4 °C pour la mesure de température. Le taux d'évaporation surfacique est estimé à partir des pesées lorsque la limite capillaire est atteinte et que le front s'immobilise.

2.2. Modèle

2.2.1. Construction du modèle

Les modèles disponibles dans la littérature pour décrire la remonté capillaire reposent principalement sur la résolution des équations de conservation de la masse et l'équation de Washburn [3], qui décrit un écoulement de Stokes laminaire à travers une structure poreuse, soumis aux forces visqueuses, capillaires et gravitationnelles. Si l'impact de l'évaporation sur la remonté capillaire a déjà pu être observée expérimentalement (Alberghini et al. (2023) [6]), aucun modèle complet ne le décrit et son impact sur l'estimation des propriétés d'absorption des matériaux fibreux n'est pas pris en compte [3]. Dans le cadre de notre étude, nous intégrerons l'évaporation au travers d'un taux d'évaporation $\dot{m}''_{evap}$ que nous supposerons uniforme sur la surface du substrat imbibé.

Le bilan de masse établi sur la partie imbibée du substrat poreux permet de relier la variation de masse d'eau contenu dans le poreux au cours du temps à la différence entre le débit entrant dans le papier $\dot{m}_0(t)$ au niveau du réservoir et le débit d'eau évaporé $\dot{m}''_{evap}\, L\, l_f(t)$.

$$\varepsilon\, \rho_l\, A \frac{dl_f(t)}{dt} = \dot{m}_0(t) - \dot{m}''_{evap}\, L\, l_f(t) \qquad (1)$$

Avec $l_f(t)$ la distance séparant la surface libre du réservoir et le front d'imbibition. La vitesse du fluide est décrite à l'aide de l'équation de Darcy (2) et A la section du substrat poreux.

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{\mu u}{k} - \rho\, g \tag{2}$$

Avec $\frac{dP}{dx}$ le gradient de pression, μ la viscosité dynamique, u la vitesse débitante (ou de Darcy), k la perméabilité.

L'expression de la vitesse de Darcy [4] en fonction du taux d'évaporation surfacique et la section de passage A de l'eau dans le substrat est donnée par l'équation (3) :

$$u(t) = \frac{\dot{m}_0 - \dot{m}''_{evap}.L.x}{\rho_l.A} \tag{3}$$

En substituant cette expression de la vitesse dans l'équation de Darcy (2) et en intégrant le long de x, on obtient l'équation (4) :

$$P_l(\, l_f) - P_{l,0} = -\frac{\mu}{\rho_l\, kA}\left[\dot{m}_0\;\, l_f - \dot{m}''_{evap}\;\, L\;\frac{l_f^2(t)}{2}\right] - \rho_l\, g\;\, l_f(t) \tag{4}$$

La différence de pression dans le liquide entre l'interface du réservoir et le front d'imbibition étant égale à la pression capillaire, il est possible d'exprimer le débit d'alimentation du substrat en fonction de la longueur d'imbibition (5) :

$$\frac{\mu}{\rho_l\, k\, A}\dot{m}_0(\mathrm{t}) = \frac{2\sigma}{r_{eff}}\frac{1}{l_f(t)} + \frac{\mu}{\rho_l\, k\, A}\frac{\dot{m}''_{evap}\, L\, l_f(t)}{2} - \rho_l\, g \tag{5}$$

En injectant l'expression du débit $\dot{m}_0(\mathrm{t})$ issu de l'équation (5) dans le bilan de masse en régime transitoire (1), on obtient :

$$\frac{dl_f(t)}{dt} = \frac{k}{\varepsilon}\frac{1}{\mu}\left[\frac{2\sigma}{r_{eff}}\frac{1}{l_f(t)} - \rho_l\, g\right] - \frac{\dot{m}''_{evap}\, L\, l_f(t)}{2\,\varepsilon\,\rho_l\, A} \tag{6}$$

Avec ε la porosité du matériaux poreux $\varepsilon = \frac{V_L}{V_{tot}}$. En exprimant la porosité du matériau en fonction de la masse d'eau par unité de surface $M''_L = M_L/(\, L\, l)$ et de la section A du matériaux poreux, l'équation devient (7):

$$\frac{dl_f(t)}{dt} = \frac{\rho_l\, k\, A}{M''_L\, L\, \mu}\left[\frac{2\sigma}{r_{eff}}\frac{1}{l_f(t)} - \rho_l\, g\right] - \frac{\dot{m}''_{evap}\, l_f(t)}{2\, M''_L} \tag{7}$$

L'équation 8 est adimensionnée préalablement (9)à son inversion sous MATLAB, permettant ainsi de pouvoir accéder aux propriétés effectives du papier (r_{eff} et $k\, A$) à partir des données expérimentales. L'adimensionnalisation met en œuvre la base dimensionnelle temporelle $t^* = \frac{\sigma}{r_{eff}\,\mu}t$ et spatiales $l_f{}^* = \frac{l_f}{l_{cap}}$ avec $l_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho.g}}$ la longueur capillaire (8).

$$\frac{dl_f{}^*}{dt^*} = \frac{\rho}{M''_L L}\frac{kA}{l_{cap}}\left[\frac{2}{l_f{}^* l_{cap}} - r_{eff}\frac{\rho g}{\sigma}\right] - \frac{r_{eff}}{\sigma}\;\frac{\mu\,\dot{m}''_{evap}}{2\, M''_L}\, l_f{}^* \tag{8}$$

2.2.2. Résultats du modèle

L'estimation des paramètres kA et r_{eff} a été réalisée par analyse des moindres carrés sur les données expérimentales (mesures de $l_f(t)$ et de m(t)). Une étude de répétabilité, effectuée sur

trois échantillons sous conditions identiques, a montré une bonne concordance avec les points expérimentaux, validant ainsi la robustesse du modèle. Une analyse de sensibilité a révélé que les estimations des paramètres sont fiables uniquement lorsque le front atteint la limite capillaire. Une estimation des paramètres sur un jeu de données de remontée capillaire à différents pas de temps a permis de quantifier l'impact de la fréquence d'acquisition des images sur la précision des estimations : pour un période inférieur à une minute, l'écart sur kA est inférieur à 0,7 %, et celui sur r_{eff} inférieur à 0,2 %.

Le taux d'évaporation $\dot{m}''_{evap}$ joue également un rôle important sur l'estimation des paramètres. Deux remontées capillaires d'un même échantillon préalablement cyclé dix fois, et soumis ou non à de l'évaporation en surface (recouvrement ou non de la surface par film plastique alimentaire) sont montrées à titre d'exemple Figure 2. Les valeurs de $k.A$ et r_{eff} . La différence de résultats obtenue sur l'estimation des paramètres sous évaporation et sans évaporation avec film alimentaire peut s'expliquer par la non prise en compte de l'impact du film alimentaire sur l'imbibition du papier.

La Figure 3 présente les résultats du modèle direct pour le jeu de paramètres kA et r_{eff} obtenus sur la remontée capillaire sans évaporation, et soumis à différents taux d'évaporation. L'impact du taux d'évaporation apparait clairement sur la figure, impactant la hauteur de remonté capillaire et la dynamique d'imbibition.

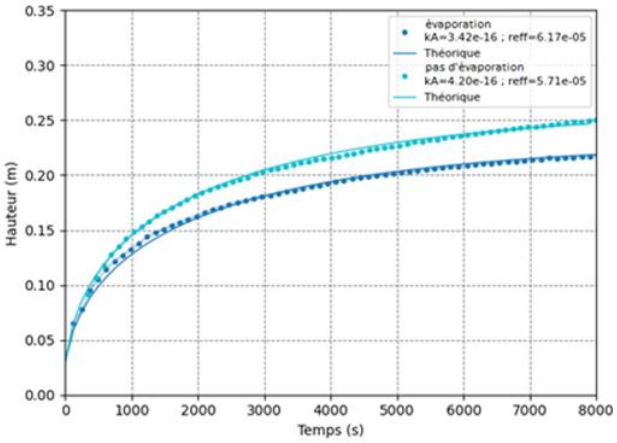


Figure *2* : *Remontée capillaire sur un échantillon avec et sans évaporation*

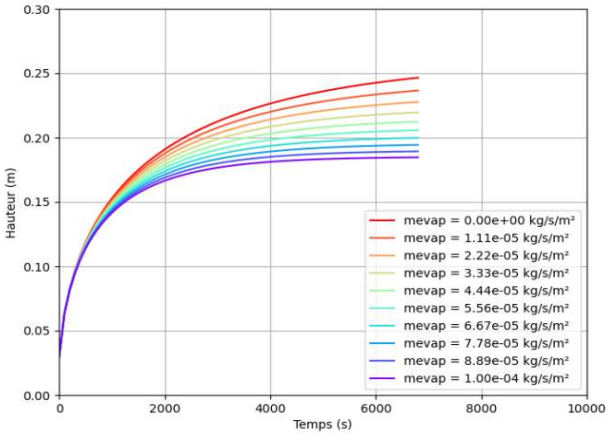


Figure *3* : *Résultats du modèle direct pour différents taux d'évaporation*

3. Estimation du taux d'évaporation

L'estimation des paramètres kA et r_{eff} nécessite de connaitre le taux d'évaporation surfacique, et, de fait, d'être capable de réaliser des mesures de pesée en conditions stationnaires. Van Engeland et al. (2020) [5] ont proposé une estimation du taux d'évaporation par diffusion sans prendre en compte les transferts radiatifs. Nous nous proposons de développer une approche plus globale tenant compte des transferts de masse et de chaleur (transferts convectifs et radiatifs), les transferts convectifs de masse et de chaleur interagissant dans le développement de la convection naturelle au contact du substrat capillaire. Par la suite, nous considèrerons que la température du substrat capillaire est égale à la température de saturation et le taux d'évaporation sont homogènes, sur la surface mouillée.

3.1. Modèle

3.1.1. Construction du modèle

Le taux d'évaporation de l'eau à saturation peut être évalué par une approche thermique (9):

$$\dot{m}''_{evap} \mathrm{L_v} = \ddot{q}"_{rad} + \ddot{q}"_{conv} = \varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4) + h(T - T_w) \quad (9)$$

avec L_v est la chaleur latente d'évaporation. Le coefficient de transfert de chaleur convectif h est déterminé par la corrélation de Churchill et Chu (10) :

$$Nu = 0{,}68 + \frac{0{,}67\, Ra^{0.25}}{\left[1 + \left(\frac{0{,}492}{Pr}\right)^{9/16}\right]^{4/9}} \quad (10)$$

Les nombre de Prandtl Pr et Rayleigh Ra sont calculés à partir des propriétés thermophysiques de l'air à la température de film. La variation de masse volumique dans la couche limite diffusive résulte de transferts thermiques et d'humidité avec l'air. De fait, son estimation ne peut être fait avec le coefficient de dilatation β, comme cela est fait en convection naturelle d'origine thermique. La variation relative de masse volumique $\Delta\rho/\rho$ pour le calcul du nombre de Rayleigh doit prendre en compte les effets d'humidité et de température.

Le taux d'évaporation de l'eau à saturation peut être également évalué par une approche diffusive (transfert de masse) (11) :

$$\dot{m}''_{evap} = k_v\big(w_{sat}(T_w) - w(T)\big) \quad (11)$$

Le coefficient de transfert de masse k_v est déterminé par la corrélation de Churchill et Chu en tirant partie de l'analogie de Lewis (le nombre de Prandtl est alors remplacé par le nombre Schmidt, le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air étant calculé par la formulation empirique a été proposée par Marrero et Mason $D_v(\,T°K) = 1{,}87.10^{-10}\frac{T^{2{,}072}}{P_{atm}}$).

$$Sh = 0{,}68 + \frac{0{,}67\, Ra^{0{,}25}}{\left[1 + \left(\frac{0{,}492}{Sc}\right)^{9/16}\right]^{4/9}} \quad (12)$$

Une approche itérative (méthode de Newton) est mise en œuvre pour estimer la température de paroi et les débits d'eau évaporés en tirant partie du fait que les débits d'évaporations prédits par les approches thermiques et massiques doivent être identiques : Les calculs sont initiés en fixant la température de paroi à la température humide de l'air ambiant.

3.1.2. Résultats du modèle

La figure 5 montre que la température de paroi estimée par le modèle est supérieure à la température de bulbe humide. Cette différence de température provient des apports de chaleur par convection naturelle et par transferts radiatifs. Les mesures expérimentales de température en paroi confirment les résultats du modèle. La différence entre la température de paroi et la température de bulbe humide est d'autant plus grande que le flux de chaleur est important (et donc que l'humidité est faible). Les deux valeurs convergent naturellement lorsque l'on a 100 % d'humidité et qu'il n'y a plus alors de transferts thermiques ni de transferts de masse. Les évolutions des nombres de Nusselt et de Sherwood en fonction de la température et de l'humidité de l'air ambiant sont similaires car régis par des équations assez proches ((10) et (12)). Ils conduisent à des valeurs très différentes des coefficients de transfert de masse et de chaleur (figures 6 et 7), la conductivité thermique de l'air étant environ 1000 fois supérieure à la diffusivité massique de l'eau dans l'air. La figure 8 compare les débits d'évaporation estimés à l'aide des transferts de thermiques et les transferts de masse en supposant la température de

paroi égale à la température humide, à la température finale prédite par le modèle. Elle montre la nécessité du couplage entre les deux modes de transfert.

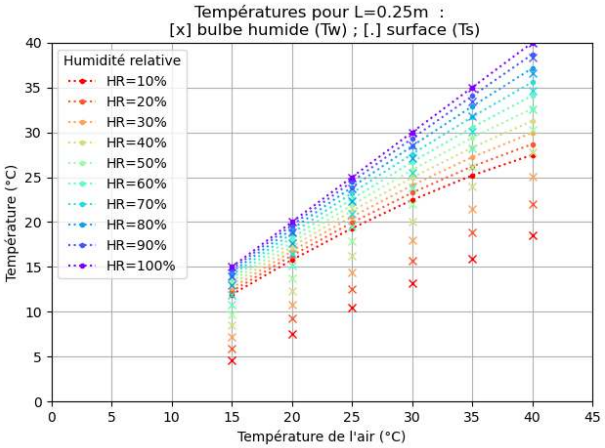


Figure *4* : *Températures de bulbe humide et de paroi pour différentes conditions d'air ambiant*

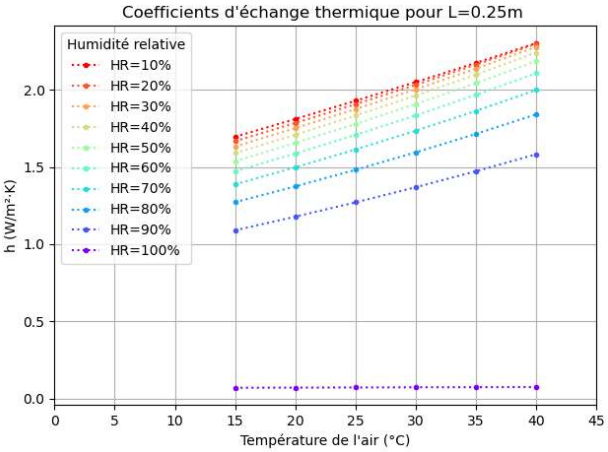


Figure *5* : *Coefficients d'échange thermique pour différentes conditions d'air ambiant*

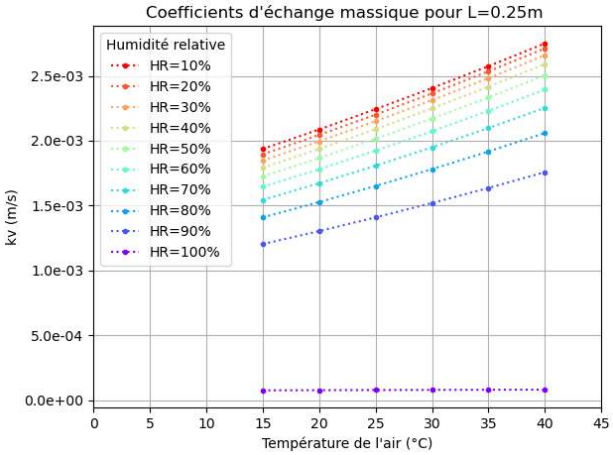


Figure *6* : *Coefficients de transfert de masse pour différentes conditions d'air ambiant*

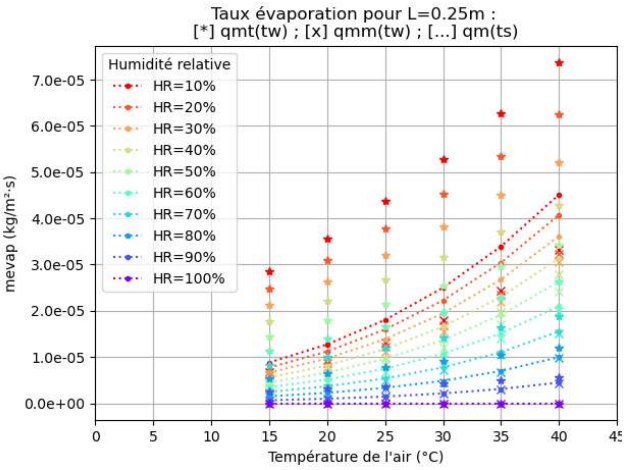


Figure *7* : *Taux d'évaporation pour différentes conditions d'air ambiant*

3.2. Validation expérimentale

Afin de valider les résultats du modèle et s'assurer que le débit d'évaporation est uniforme sur la surface du poreux, les comportements évaporatifs de 5 échantillons de hauteurs différentes (5, 10, 15, 20 et 26 cm) ont été étudiés en condition stationnaire. La surface du canal d'alimentation est recouverte d'une plaque de plexiglas pour supprimer tout risque d'évaporation parasite. Les échantillons sont maintenus saturés en eau pour la durée de l'expérience. La température du substrat poreux est mesurée au cours de temps ainsi que la masse d'eau contenue dans le réservoir alimentant le poreux. La figure 8 illustre le taux d'évaporation déterminé expérimentalement par pesée. La figure 9 compare les résultats du modèle à l'expérience pour différentes hauteurs de substrat poreux. Le modèle sous-estime de 20 à 30 % le taux d'évaporation excepté pour l'échantillon de faible hauteur. Cet effet peut provenir de l'hypothèse de température uniforme du substrat poreux pris comme hypothèse, est qui est infirmé par les mesures de températures en paroi (le mesures montrant une diminution de la température du substrat avec la hauteur). Un modèle plus complet doit être développé pour intégrer ces effets.

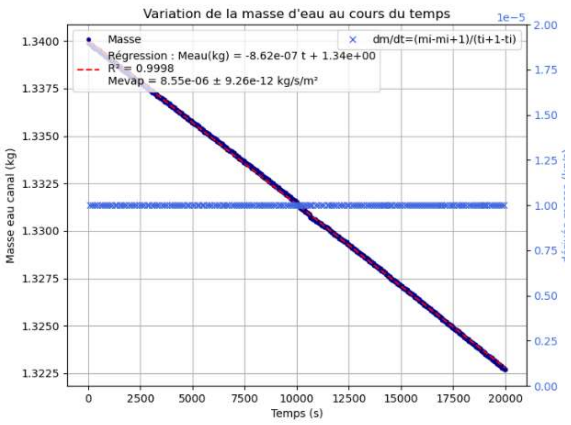


Figure *8* : *Débit d'évaporation*

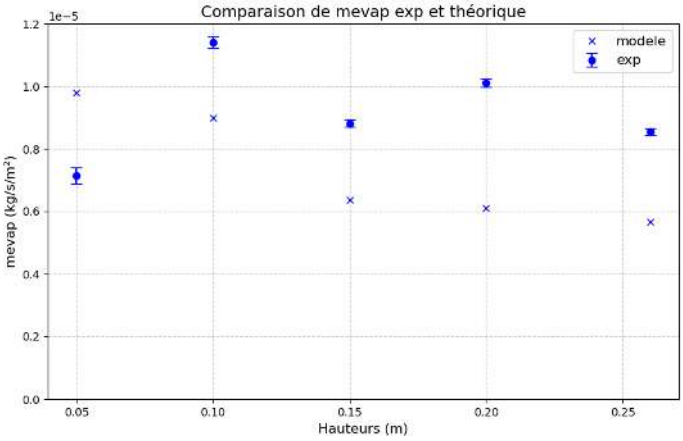


Figure *9* : *Comparaison du modèle à l'expérience*

4. Conclusion

L'étude a pu monter que le phénomène d'évaporation affecte la hauteur de remonté capillaire et la dynamique d'imbibition des substrats capillaires mince en air stagnant. La détermination des propriétés intrinsèques des substrats au travers d'expériences simples de remontée capillaires sur des surfaces verticales adiabatiques doit prendre en compte ce paramètre. Son estimation au travers de corrélations de transferts thermiques de la littérature donne des premiers résultats intéressants. La détermination précise du taux d'évaporation nécessite de prendre en compte l'apport de chaleur en provenance du réservoir et qui conduit à des gradients de température le long du substrat poreux

Références

[1] Agence Internationale de l'Energie (AIE), «The Future of Cooling: Opportunities for energy-efficient air conditioning,» International Energy Agency, Paris, France, 2018.

[2] H. S. Dizaji, «A comprehensive review of the Maisotsenko-cycle based air conditioning systems,» Energy, vol. 82, pp. 485-496, 2018.

[3] H. Abedsoltan, «A review on liquid flow through low-density fibrous porous media,» Chemical Engineering Research and Design, vol. 200, pp. 445-455, 2023.

[4] C. Marle, «Henry Darcy et les écoulements de fluides en milieu poreux,» Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP, vol. 61, n°15, pp. 599-609, 2006.

[5] C. Van Engeland, «Evaporation versus imbibition in a porous medium,» Journal of Colloid and Interface Science, vol. 576, pp. 280-290, 2020.

[6] M. Alberghini, «Characterisation and modelling of water wicking and evaporation in capillary porous media for passive and energy-efficient applications.,» Applied Thermal Engineering, vol. 208, 2022.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Région Auvergne-Rhône-Alpes pour avoir financé ce projet dans le cadre de l'appel à projet Pack Ambition recherche. Nous remercions également l'entreprise Caeli pour leur accompagnement dans la réalisation de ce projet.

Flexibilité des systèmes multi-énergétiques : État de l'art, définition et leviers

Multi-energy systems flexibility: State-of-the-art, definition and opportunities

Nathan MARTIN[1*], Osman JUNIOR[1,3], Astrid GANSWINDT[1,2], Jaume FITO[1], Lamia BERRAH[3], Auline RODLER[2], Sihem GUERNOUTI[2], Julien RAMOUSSE[1]

[1]LabOratoire proCédés énergIe bâtimEnt (LOCIE), Université Savoie Mont Blanc-CNRS, 60 avenue du lac Léman – 73376 Le Bourget-du-Lac Cedex
[2]Laboratoire Bâtiments Performants dans leur Environnement (BPE), Cerema, 12 bd Vincent Gâche – 44262 Nantes
[3]Laboratoire d'Informatique, Systèmes, Traitement de l'Information et de la Connaissance (LISTIC), Université Savoie Mont Blanc-CNRS, 5 Chemin de Bellevue – 74940 Annecy

Résumé – En réponse au besoin de transition énergétique, l'intégration massive des énergies renouvelables et de récupération, majoritairement intermittentes impose de considérer les potentiels de flexibilité des systèmes multi-énergétiques. À travers un état de l'art des définitions de la flexibilité, l'identification des limites des approches actuelles, se focalisant souvent sur des systèmes mono-vecteur et négligeant certaines caractéristiques, conduit à suggérer une définition générique s'appliquant aux systèmes multi-énergétiques. À partir de l'analyse des leviers de flexibilité identifiés, une classification des différentes sources de flexibilité est proposée.

Abstract - In response to the need for energy transition, the massive integration of mostly intermittent renewable and recovered energies requires us to consider the flexibility potential of multi-energy systems. Through a state-of-the-art review of definitions of flexibility, the identification of the limitations of current approaches, which often focus on single-vector systems and neglect certain characteristics, leads us to suggest a generic definition applicable to multi-energy systems. Based on an analysis of the flexibility levers identified, a classification of the different sources of flexibility is proposed.

1. Introduction

Les enjeux actuels de réduction des émissions de gaz à effet de serre (GES) et de limitation des impacts environnementaux nécessitent de mettre en application une transition énergétique des énergies fossiles vers les énergies renouvelables et de récupération (ENR&R). Toutefois, l'intermittence de ces sources d'énergie impose la mise en place de solutions de flexibilité énergétique pour assurer le bon fonctionnement de ces systèmes énergétiques, pouvant coupler différents vecteurs énergétiques. De ce fait, les systèmes multi-énergétiques (SME) représentent une opportunité supplémentaire pour augmenter le potentiel de flexibilité, grâce aux interactions entre plusieurs vecteurs énergétiques. Un SME peut être défini comme un système qui combine des technologies et des infrastructures différentes [1] pour connecter et pour faire interagir plusieurs vecteurs énergétiques, tels que l'électricité, la chaleur, le gaz ou l'hydrogène [2]…

La définition et l'analyse de la flexibilité est fortement dépendante du point de vue adopté. Ainsi, plusieurs référentiels ont pu être observés : un point de vue techno-centré, issu des

sciences de l'ingénieur (que nous adopterons ici) qui distingue les flexibilités « directes » (pilotage des systèmes) des flexibilités « indirectes » (actions des usagers suite à une incitation). Le point de vue inverse, anthropocentré qui distingue les flexibilités « directes » (actions des usagers) des flexibilités « indirectes » (pilotage des systèmes), peut également être utilisé, principalement dans les analyses issues des sciences humaines et sociales. Enfin, les actions de flexibilité peuvent être distinguées par le qualificatif de « explicite » (en aval du compteur énergétique) ou « implicite » (en amont du compteur) utilisé par les agrégateurs d'énergie.

L'objectif de cet article est de participer à la compréhension des potentiels de flexibilité des SME. Pour cela, la première partie de ce travail vise à introduire une définition générique de la flexibilité des SME. Par la suite, une identification des leviers de flexibilité sera réalisée dans la deuxième partie.

2. Définition de la flexibilité des systèmes multi-énergétiques

Bien que la flexibilité soit un concept historique dans certaines disciplines, son application aux SME est encore balbutiante. Dans ce cadre d'application, la majorité des définitions relevées dans la littérature sont imprécises et/ou incomplètes. C'est pourquoi, l'objectif de cette analyse est de s'appuyer sur ces définitions en vue d'identifier les notions à préciser pour produire une définition générique non spécifique à un seul vecteur énergétique.

2.1. Analyse des définitions existantes

Au cours de nos recherches, nous avons remarqué qu'il existe relativement peu de définitions de la flexibilité des SME, bien que de nombreux travaux s'intéressent à la définition de la flexibilité des systèmes mono-vecteur, en particulier l'électricité. Dans cette analyse, nous étudierons les principales définitions de la flexibilité jugées pertinentes, au regard des vecteurs énergétiques et des échelles spatiotemporelles considérés.

Les premières définitions retenues comme point de départ sont des définitions de la flexibilité de systèmes électriques, qui contiennent des éléments permettant de caractériser la flexibilité des SME.

- *La flexibilité exprime la **capacité** d'un système électrique **à maintenir** un service continu face à des **fluctuations** rapides et importantes de l'**offre** ou de la **demande**, quelle qu'en soit la cause* [3].
- *La flexibilité désigne la **capacité** du système à atténuer de manière fiable et efficace les **fluctuations** et les **incertitudes** liées à la **demande** et à l'**offre**, et ce, sur **diverses échelles de temps*** [4].
- *La **capacité** de l'exploitation du système électrique, de ses actifs, des charges, des dispositifs de **stockage d'énergie** et des générateurs **à modifier** leur **fonctionnement** habituel pendant une **durée limitée**, en réponse à des signaux de **demande** de services externes, sans provoquer de perturbations imprévues* [5].

Ces premières définitions restent limitées au système électrique, mais l'idée de capacité à maintenir un équilibre face aux fluctuations entre l'offre et la demande, exprimée dans ces trois définitions, est une caractéristique importante pour définir la flexibilité des SME. L'ajout de signaux externes permet de souligner la prise en compte des contraintes extérieures au système.

Ces définitions possèdent tout de même certaines limites. L'utilisation du terme « offre » peut restreindre la compréhension de la flexibilité à une vision économique au niveau de la production d'énergie. Nous préférons donc ici parler de « ressources ». L'ajout d'une précision sur l'échelle temporelle semble primordial pour décrire la flexibilité, mais la notion de « durée limitée » (ou « fluctuations rapides ») est restrictive. En outre, comme nous avons pu le préciser

précédemment, ces définitions s'intéressent uniquement au vecteur électrique. Ainsi, ces définitions sont difficilement transposables en l'état aux autres vecteurs énergétiques (chaleur, gaz…).

Pour ouvrir cet état de l'art aux SME, les définitions suivantes ont été retenues, mêmes si leur champ d'application se restreint au bâtiment.

- *La flexibilité énergétique d'un bâtiment est sa **capacité** à **gérer** sa **demande** et sa **production** en fonction des **conditions climatiques** locales, des besoins des occupants et des exigences du réseau énergétique* [6].
- *La **capacité** d'un bâtiment à **modifier**, **à court terme** (quelques heures ou quelques jours), sa **demande** et/ou sa **production** d'énergie en fonction des **conditions météorologiques**, des besoins des occupants et des exigences du réseau énergétique, sans compromettre les **capacités techniques** du bâtiment ni le confort des occupants* [7].
- *La flexibilité énergétique d'un bâtiment est sa **capacité** à **soutenir le fonctionnement** de l'ensemble du système énergétique du bâtiment en **ajustant** la relation entre sa **demande** et sa **production** d'énergie grâce à des stratégies d'exploitation spécifiques, conformément aux **conditions environnementales** locales et aux besoins des utilisateurs* [8].

Ces trois définitions traitent de la capacité à moduler (« gérer », « modifier », « ajuster ») la demande et la production d'énergie, notion commune avec les précédentes définitions sur la flexibilité des systèmes électriques, mais la finalité de cette modulation n'est pas spécifiée. En outre, le principe de contrainte est également pris en considération grâce à l'ajout des conditions climatiques [6], [7], [8], des exigences du réseau [6], [7] et des capacités techniques [7]. Le dernier point important souligné par la deuxième définition est l'échelle temporelle qui est nécessaire, mais cette précision peut sembler trop restrictive.

Ces définitions de la flexibilité des SME sont toutefois limitées car elles sont restreintes au système bâtiment. De plus, ces descriptions de la flexibilité ne traitent pas de la finalité de la modulation qui est de créer une adéquation entre les ressources et les demandes à une échelle supérieure au bâtiment (quartier, ville …).

Au cours de nos recherches, nous avons également identifié les définitions suivantes de la flexibilité des SME dont l'application n'est pas réduite à l'échelle du bâtiment.

- *La flexibilité énergétique, de manière générale, désigne la **capacité** d'un système à **modifier** la **production** ou la **consommation** d'énergie distribuée* [8].
- *La flexibilité est la **capacité** d'un système à assurer un **équilibre** sûr et économique entre l'**offre** et la **demande** sur des **échelles spatiales et temporelles**, en tirant parti de divers actifs contrôlables et en les coordonnant de manière transparente* [9].
- *La flexibilité d'un système énergétique fait référence à sa **capacité** d'adaptation face aux divers changements auxquels il est confronté, incluant les **variations** de la **demande**, les pertes et dégradations d'infrastructures, les **fluctuations** de la **disponibilité des ressources** ainsi que les évolutions de prix des principaux combustibles* [10].
- *La flexibilité des SME est définie comme la **capacité** technique d'un système à **réguler** l'**approvisionnement multi-énergétique**, la **demande** et les **flux de puissance**, tout en respectant les **contraintes** en régime permanent et dynamiques, et en opérant dans des plages de fonctionnement prédéfinies ou souhaitées pour **certains vecteurs énergétiques*** [11].

La première définition [8] est un exemple qui représente la majorité des définitions existantes sur la flexibilité des SME dont la description nous semble trop générique et imprécise. Les définitions suivantes soulignent des notions importantes telles que la capacité à assurer un équilibre entre l'offre (ressource) et la demande, ainsi que les contraintes économiques et techniques. Ces idées sont également soulignées dans les définitions à l'échelle du bâtiment et pour les systèmes électriques. De plus, l'utilisation des termes « variation » et « fluctuation » [10] permet de caractériser la variabilité existante des ressources et de la demande.

De notre point de vue, ces définitions oublient certains aspects de la flexibilité des SME tels que les contraintes sociales et environnementales, et les interactions possibles entre les différents vecteurs. En effet, les liens entre les différents vecteurs énergétiques (électricité, gaz, chaleur, hydrogène, etc.) restent peu abordés, or ces interactions représentent un intérêt non négligeable pour le développement de la flexibilité des SME.

2.2. Définition générique proposée

À l'aide des caractéristiques identifiées précédemment, nous proposons une nouvelle définition de la flexibilité des SME dans l'objectif de traduire au mieux les différentes éléments clefs relevés dans les précédentes définitions.

La flexibilité d'un système multi-énergétique désigne sa capacité à moduler son fonctionnement, de manière réactive et anticipative, pour maintenir l'adéquation entre les ressources et les demandes en réponse à leurs fluctuations, en exploitant les interactions entre les vecteurs énergétiques et en respectant les contraintes techniques, économiques, sociales et environnementales.

Le premier aspect de la flexibilité des SME traité est la capacité d'un SME à moduler son fonctionnement. Cette idée était présente dans les définitions étudiées précédemment et souligne qu'un SME peut être régulé, ajusté ou géré pour adapter son fonctionnement. Pour limiter la longueur de cette définition, le terme « fonctionnement » a été utilisé pour englober toutes les composantes d'un SME telles que la production, la conversion, la distribution, le stockage, la demande… Ainsi, cette formule permet de décrire l'intégralité d'un SME en évitant de lister toutes les chaînes énergétiques.

Ensuite, nous avons remarqué précédemment que la prise en compte de l'échelle de temps est nécessaire pour décrire la flexibilité des SME. L'échelle de temps est précisée grâce aux capacités anticipatives (pour améliorer les choix à moyen-long terme) et réactives (pour s'adapter rapidement aux événements imprévus, à court terme).

Dans cette définition, nous avons utilisé la notion d'adéquation pour décrire le besoin du SME à garantir un équilibre énergétique (bilan énergétique) entre les ressources et les demandes en fonction de leurs fluctuations dans le périmètre du système considéré. Les fluctuations peuvent être d'origines déterministes et stochastiques et s'entendent pour différentes échelles de temps (fluctuations rapides ou variations lentes).

Les différentes contraintes qui s'appliquent aux SME sont également précisées avec les contraintes économiques, sociales, techniques et environnementales, afin de ne négliger aucune des contraintes potentielles pouvant s'exercer sur le système.

Finalement, l'ajout des interactions entre les différents vecteurs permet de souligner la capacité d'un SME à profiter des différents vecteurs énergétiques pour augmenter son potentiel de flexibilité.

3. Sources de flexibilité

Cette section vise à classifier les différentes sources de flexibilité relevées dans la littérature. L'identification de ces sources de flexibilité est nécessaire pour pouvoir évaluer la flexibilité des SME. Pour cela, une proposition de classification des sources de flexibilité est présentée dans la Figure 1.

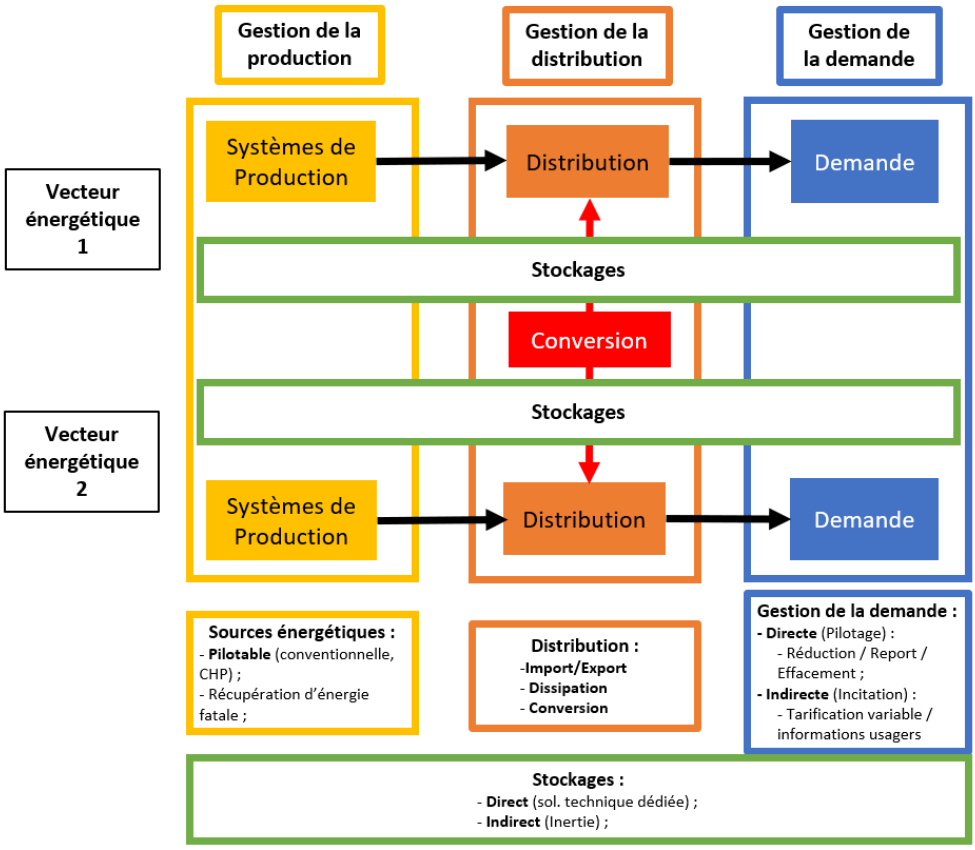


Figure 1 : *Sources de flexibilité d'un système multi-énergétique*

Cette représentation est limitée à deux vecteurs pour simplifier la représentation du système. Elle vise à mettre en évidence les composantes essentielles de la flexibilité des SME, couvrant l'intégralité de la chaîne énergétique : gestion de la production, de la distribution (incluant la conversion) et de la demande. Cette représentation illustre ainsi les processus qui permettent de faire face aux fluctuations des ressources et des demandes tout en tirant parti des complémentarités entre les différents vecteurs énergétiques.

La première composante de la flexibilité des SME exposée dans ce diagramme est la gestion de la production qui correspond à la gestion des différentes ressources nécessaires pour la production des multiples vecteurs énergétiques. Les interactions entre les vecteurs dans un SME permettent d'augmenter le nombre de leviers de flexibilité. Ainsi, les leviers de flexibilité identifiés pour la gestion de la production sont les systèmes de production et le stockage dont des exemples de solutions techniques sont présentées dans le tableau 1.

La deuxième composante est la gestion de la distribution qui correspond aux différentes actions entre la production et la demande qui complètent la chaîne énergétique, depuis la production jusqu'à la demande. Cette composante compte plusieurs leviers de flexibilité qui sont la distribution, la conversion et le stockage qui offrent de nombreuses solutions présentées également dans le tableau 1.

Finalement, la dernière partie est liée à la gestion de la demande qui peut être **directe** avec la mise en place d'un pilotage des différents équipements ou bâtiments, ou **indirecte** avec des

incitations à modifier sa consommation, dont un exemple simple est la mise en place de tarifs horaires différenciés (Heure Pleine/Heure Creuse). De plus, la gestion de la demande est également concernée par le stockage grâce à des solutions directes ou indirectes (telle que l'inertie thermique des bâtiments par exemple). Ainsi, la gestion de la demande offre de nombreuses solutions de flexibilité qui sont présentées dans le tableau 1.

Composante de flexibilité d'un SME	**Catégorie de leviers de flexibilité**	**Levier de flexibilité**	**Références**
Gestion de la production	Production	Récupération d'énergie fatale ; Système de production combiné d'électricité et de chaleur (CHP) ; Interaction réseau : Les bâtiments deviennent des "prosumers" ; Sources énergétiques pilotables (Conventionnelles) ;	[12], [13], [14], [15], [16], [17]
	Stockage	Pompage hydroélectrique	[16]
Gestion de la distribution	Distribution	Interconnexion des réseaux ou cluster (Import/Export) ; Dissipation ;	[18]
	Stockage	Inertie thermique dans le réseau ; Stockage sensible ; Air comprimé ; Batteries ; Vehicle-to-grid ; Stockage de chaleur par systèmes Matériaux à Changement de Phase ;	[8], [16], [19]
	Conversion	Électrolyse (Hydrogène)/Méthanation ; Chaudière électrique ; Pompe à chaleur ou machine frigorifique ;	[16],[20]
Gestion de la demande	Demande	**Directe** : Effacement/report ; Réduction ; **Indirecte** : Tarification horaire variable (Heure Pleine/Heure Creuse) **;** Information des usagers ;	[14], [8], [21], [13], [19], [22]
	Stockage	Inertie thermique du bâtiment ; Réservoirs thermiques	[15], [22]

Tableau 1 : *Classification de leviers de flexibilité (liste non exhaustive)*

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons cherché à caractériser la notion de flexibilité des SME et à recenser les principaux leviers de flexibilité. Cette démarche s'inscrit dans un contexte de transition énergétique, où la nécessité de diminuer l'utilisation des énergies fossiles, d'augmenter la part des énergies renouvelables et de réduire les émissions de GES impose l'installation d'infrastructures capables de répondre aux fluctuations des ressources et des demandes. Cependant, l'absence d'une définition claire de la flexibilité des SME, combinée à la diversité des solutions techniques (production, distribution, stockage, gestion de la demande, etc.), rend difficile la compréhension de ce concept.

Pour lever ces ambiguïtés, nous avons proposé une définition approfondie de la flexibilité des SME, qui prend en considération les aspects techniques et économiques, ainsi que les enjeux sociaux et environnementaux. En outre, cette définition met en avant l'importance des interactions entre les différents vecteurs énergétiques qui composent un SME. Une représentation graphique et un tableau sont proposés pour illustrer et classer les diverses sources de flexibilité, de la production jusqu'à la demande (gestion de la demande directe ou indirecte) en passant par les composantes de distribution et de conversion.

Cependant, les apports de ces travaux soulèvent plusieurs questionnements sur l'application de la flexibilité. Tout d'abord, les différents leviers de flexibilité doivent être caractérisés suivant plusieurs critères : en puissance, en énergie, en durée, en temps de mise en œuvre... Ces critères doivent aider à identifier l'impact potentiel des différents leviers de flexibilité pour identifier leurs bénéfices (économiques, énergétiques, environnementaux, sociaux, etc.) et pour faciliter la prise de décision des gestionnaires. En outre, la prise en compte d'une échelle de temps impose de préciser la limite de cette échelle. Cette limite doit permettre de préciser le temps d'activation maximale d'une source de flexibilité. Ensuite, en ce qui concerne la gestion de la demande, la question de l'acceptabilité de certains leviers de flexibilité est cruciale pour s'assurer de leur efficacité. En effet, l'impact des solutions en lien avec la gestion de la demande dépend fortement de la facilité de mise en œuvre et de l'intérêt qu'elle peut représenter pour l'utilisateur.

Ainsi, ce travail offre un support pour assurer une meilleure compréhension de la flexibilité des SME et propose une méthode structurée pour identifier les divers leviers. Il ouvre la voie à des recherches futures, qui viseront à approfondir ce concept et à faciliter son application sur des SME.

Références

[1] E. Azzouzi, « Multi-Faceted Modelling of Multi-Energy Systems: Stakeholders Coordination ».

[2] P. Blaud, « Pilotage distribué de systèmes multi-énergies en réseau ».

[3] International Energy Agency, *The power of transformation: wind, sun and the economics of flexible power systems*, Online-Ausg. Paris, France: OECD, 2014.

[4] I. Abbà, A. La Bella, S. P. Corgnati, et E. Corsetti, « Assessing flexibility in networked multi-energy systems: A modelling and simulation-based approach », *Energy Reports*, vol. 11, p. 384-393, juin 2024, doi: 10.1016/j.egyr.2023.11.049.

[5] M. Z. Degefa, I. B. Sperstad, et H. Sæle, « Comprehensive classifications and characterizations of power system flexibility resources », *Electric Power Systems Research*, vol. 194, p. 107022, mai 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107022.

[6] S. Ø. Jensen *et al.*, « IEA EBC Annex 67 Energy Flexible Buildings », *Energy and Buildings*, vol. 155, p. 25-34, nov. 2017, doi: 10.1016/j.enbuild.2017.08.044.

[7] J. Le Dréau *et al.*, « Developing energy flexibility in clusters of buildings: A critical analysis of barriers from planning to operation », *Energy and Buildings*, vol. 300, p. 113608, déc. 2023, doi: 10.1016/j.enbuild.2023.113608.

[8] Y. Guo, S. Wang, J. Wang, T. Zhang, Z. Ma, et S. Jiang, « Key district heating technologies for building energy flexibility: A review », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 189, p. 114017, janv. 2024, doi: 10.1016/j.rser.2023.114017.

[9] E. Dall'Anese, P. Mancarella, et A. Monti, « Unlocking Flexibility: Integrated Optimization and Control of Multienergy Systems », *IEEE Power and Energy Magazine*, vol. 15, n° 1, p. 43-52, janv. 2017, doi: 10.1109/MPE.2016.2625218.

[10] S. Yang *et al.*, « Flexibility index for a distributed energy system design optimization », *Renewable Energy*, vol. 219, p. 119423, déc. 2023, doi: 10.1016/j.renene.2023.119423.

[11] G. Chicco, S. Riaz, A. Mazza, et P. Mancarella, « Flexibility From Distributed Multienergy Systems », *Proceedings of the IEEE*, vol. 108, n° 9, p. 1496-1517, sept. 2020, doi: 10.1109/JPROC.2020.2986378.

[12] J. Vivian, D. Quaggiotto, et A. Zarrella, « Increasing the energy flexibility of existing district heating networks through flow rate variations », *Applied Energy*, vol. 275, p. 115411, oct. 2020, doi: 10.1016/j.apenergy.2020.115411.

[13] P. Huang *et al.*, « A review of data centers as prosumers in district energy systems: Renewable energy integration and waste heat reuse for district heating », *Applied Energy*, vol. 258, p. 114109, janv. 2020, doi: 10.1016/j.apenergy.2019.114109.

[14] K. Foteinaki, R. Li, T. Péan, C. Rode, et J. Salom, « Evaluation of energy flexibility of low-energy residential buildings connected to district heating », *Energy and Buildings*, vol. 213, p. 109804, avr. 2020, doi: 10.1016/j.enbuild.2020.109804.

[15] I. Vigna, R. Pernetti, W. Pasut, et R. Lollini, « New domain for promoting energy efficiency: Energy Flexible Building Cluster », *Sustainable Cities and Society*, vol. 38, p. 526-533, avr. 2018, doi: 10.1016/j.scs.2018.01.038.

[16] P. D. Lund, J. Lindgren, J. Mikkola, et J. Salpakari, « Review of energy system flexibility measures to enable high levels of variable renewable electricity », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 45, p. 785-807, mai 2015, doi: 10.1016/j.rser.2015.01.057.

[17] M. I. Alizadeh, M. Parsa Moghaddam, N. Amjady, P. Siano, et M. K. Sheikh-El-Eslami, « Flexibility in future power systems with high renewable penetration: A review », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 57, p. 1186-1193, mai 2016, doi: 10.1016/j.rser.2015.12.200.

[18] J. Wang, Y. Zong, S. You, et C. Træholt, « A review of Danish integrated multi-energy system flexibility options for high wind power penetration », *Clean Energy*, vol. 1, n° 1, p. 23-35, déc. 2017, doi: 10.1093/ce/zkx002.

[19] « A review of urban energy systems at building cluster level incorporating renewable-energy-source (RES) envelope solutions Xingxing Zhanga,∗, Marco Lovatib, Ilaria Vignab, Joakim Widénc,.pdf ».

[20] D. Møller Sneum, « Barriers to flexibility in the district energy-electricity system interface – A taxonomy », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 145, p. 111007, juill. 2021, doi: 10.1016/j.rser.2021.111007.

[21] E. Kaushik, V. Prakash, O. P. Mahela, B. Khan, A. El-Shahat, et A. Y. Abdelaziz, « Comprehensive Overview of Power System Flexibility during the Scenario of High Penetration of Renewable Energy in Utility Grid », *Energies*, vol. 15, n° 2, p. 516, janv. 2022, doi: 10.3390/en15020516.

[22] S. Martinez, M. Vellei, et J. Le Dréau, « Demand-side flexibility in a residential district: What are the main sources of uncertainty? », *Energy and Buildings*, vol. 255, p. 111595, janv. 2022, doi: 10.1016/j.enbuild.2021.111595.

Remerciements

Ce travail a été financé dans le cadre du projet FlexTASE du Programme et Equipements Prioritaires de Recherche (PEPR) TASE (Technologies Avancées des Systèmes Energétiques), financé par France 2030 (n° ANR 22-PETA-0009).

Optimisation du refroidissement par évaporation directe basée sur des matériaux organiques dans un climat méditerranéen
Optimization of direct evaporative cooling based on organic materials in a Mediterranean climate

Soulaimane Sabri[1], Mustapha Mahdaoui[2]*, Azzeddine Laknizi[3], Aicha Chorak[1,4], Mustapha Ouardouz[1], Mohammed Ahachad[1]

[1]Laboratoire MaSEEL (Materials, Systems and Energy Engineering Laboratory), FST de Tanger, Université Abdelmalek Essaâdi, Tétouan, Maroc.

[2]Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines INSA Hauts-de-France, France. *(mustapha.mahdaoui@uphf.fr)

[3]LFP UAE, Tétouan, Maroc

[4]Laboratory of Systems, Control, and Decision (LSCD), New Science School of Engineering (ENSI), Tangier, Morocco

Résumé - Le refroidissement par évaporation, constitue une alternative efficace grâce à sa faible consommation d'énergie et à l'absence de fluides frigorigènes polluants. Cette technique écologique, est particulièrement adaptée aux climats chauds et secs. Cinq matériaux organiques locaux (les fibres d'eucalyptus, la laine de mouton, la cellulose de cactus, les fibres de palmier et les copeaux de bois) ont été utilisés comme surfaces d'échange pour ce système de climatisation, testés à l'aide d'un banc d'essai. Parmi les cinq matériaux naturels étudiés, les fibres d'eucalyptus et la cellulose de cactus se distinguent, avec des efficacités de saturation moyenne respectives de 64,13 % et 56,68 %. La fibre d'eucalyptus permet de dissiper plus de 2,5 kW de chaleur, tandis que la laine de mouton n'en dissipe qu'environ 1,5 kW. Le coefficient EER dépasse 40 pour les fibres d'eucalyptus et avoisine 25 pour la cellulose de cactus.

Mots clés : Refroidissement par évaporation directe, Matériaux organiques, Efficacité de saturation, Capacité de refroidissement, EER, Chute de température, Tampon.

Abstract - Evaporative cooling offers an efficient and sustainable alternative due to its low energy consumption and the absence of polluting refrigerants. This eco-friendly technique is particularly well-suited for hot and dry climates. Five local organic materials, including eucalyptus fibres, sheep wool, cactus cellulose, palm fibres, and wood shavings, were utilized as exchange surfaces in this cooling system and tested using a dedicated test bench. Among the five natural materials studied, eucalyptus fibres and cactus cellulose demonstrated the best performance, with average saturation efficiencies of 64.13% and 56.68%, respectively. Eucalyptus fibres dissipated over 2.5 kW of heat, whereas sheep wool managed only about 1.5 kW. The energy efficiency ratio (EER) exceeded 40 for eucalyptus fibres and was approximately 25 for cactus cellulose.

Keywords: Direct evaporative cooling, Organic materials, Saturation efficiency, Cooling capacity, EER, Temperature drop, Pad.

Nomenclature

A_c	Section de passage de l'écoulement, m^2	Q_c	Capacité de refroidissement, kW
C_p	Capacité thermique à pression constante, kJ/kg*K	W_p	Puissance de la pompe, kW
		W_{ven}	Puissance du ventilateur, kW
V	Vitesse d'écoulement, m/s		
T_{d1}	Température d'air à l'entrée, °C	*Symboles grecs*	
T_{d2}	Température de l'air à la sortie, °C	ε	Efficacité de saturation
T_{w1}	Température humide de l'air à l'entrée, °C	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
ṁ	Débit massique de l'air, kg/s		

1. Introduction

La consommation énergétique connaît depuis plusieurs années une augmentation significative, essentiellement sous l'effet de la croissance démographique et de l'amélioration des conditions de vie. En 2022, le secteur du bâtiment a représenté environ 30 % de la consommation mondiale d'énergie, dont près de 21% pour les bâtiments résidentiels. Cette forte demande énergétique est principalement attribuée aux systèmes de Chauffage, Ventilation et Climatisation (CVC). À titre d'exemple, la consommation énergétique liée à la climatisation a connu une augmentation d'environ 5 % en 2022 par rapport à 2021. Face à l'urgence climatique, il devient crucial de réduire cette consommation afin de limiter le réchauffement climatique à 1,5°C, conformément à l'initiative "Buildings Breakthrough", soutenue lors de la COP28.

Aujourd'hui, le marché de la climatisation est largement dominé par la technique de compression à vapeur, dont les avantages incluent une bonne stabilité, une longue durée de vie et un coefficient de performance (COP) allant de 2 à 4. Toutefois, cette technologie nécessite une grande consommation d'électricité, ce qui suscite des interrogations quant à sa durabilité environnementale. Pour remédier à ce problème, les techniques de refroidissement à absorption/adsorption ont été développées afin de réduire l'empreinte carbone liée au compresseur. Néanmoins, leur COP demeure assez faible, se situant généralement entre 1,2 et 1,4 [2].

Dans ce contexte, le refroidissement par évaporation se présente comme une alternative, notamment en climat méditerranéen où les étés chauds et secs favorisent l'efficacité de ce procédé. L'adoption de matériaux organiques dans les systèmes à évaporation directe pourrait en outre améliorer leur performance, en réduisant les besoins énergétiques tout en optimisant le confort intérieur. L'objectif de cette étude est ainsi d'évaluer et d'optimiser le potentiel du refroidissement par évaporation directe, basé sur des matériaux organiques, dans le but de proposer une solution durable et adaptée aux conditions climatiques méditerranéennes.

Le refroidissement par évaporation repose sur la vaporisation de l'eau, transformant.la chaleur sensible en chaleur latente. Cette technique se distingue par son faible coût, ses économies d'énergie, l'amélioration de la qualité de l'air intérieur et la réduction des émissions de CO2liées à la production électrique [3,4]. On distingue trois principaux types de refroidisseurs par évaporation :

- Refroidisseurs évaporatifs directs : l'eau et l'air sont en contact direct.
- Refroidisseurs évaporatifs indirects : une surface ou des plaques séparent les deux fluides de travail.
- Refroidisseurs combinés : ils associent refroidisseurs évaporatifs directs, indirects, ou d'autres cycles de refroidissement.

Le système de refroidissement par évaporation directe est connu comme l'une des techniques les plus efficaces utilisées dans le domaine de la climatisation, notamment dans les tours de

refroidissement, les étangs de toiture et les humidificateurs. Outre la diminution des émissions de CO_2, il élimine l'utilisation des substances chimiques comme les chlorofluorocarbures (CFC) et les hydrochlorofluorocarbures (HCFC). Son principe de fonctionnement repose sur un contact direct entre l'eau et l'air chaud dans une configuration à flux croisés, souvent appelée « tampons » ou « Pads» [5] (voir Figure 1). Lorsque l'air traverse ces tampons, sa température diminue et son humidité augmente.

Plusieurs paramètres influencent l'efficacité de ce procédé : le débit d'air, les conditions de l'air ambiant (telles que la température de bulbe sec et l'humidité relative), le débit et la température de l'eau circulant dans les tampons, ainsi que l'épaisseur et la nature du matériau utilisé. Le choix de ce matériau est crucial pour maximiser l'échange évaporatif. Il doit notamment présenter une grande capacité de rétention d'eau, résister à la corrosion, être léger et offrir un coût abordable [6].

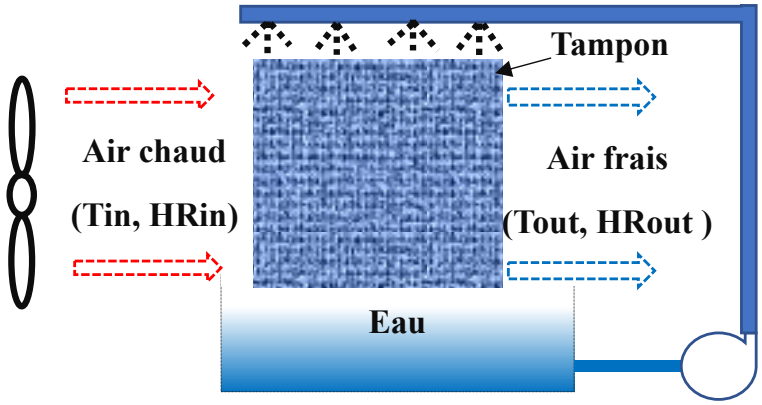


Figure 1 : *Schéma de principe d'un système évaporatif direct.*

Sellami et al. [7] ont développé un nouveau modèle mathématique pour analyser les performances d'un refroidisseur évaporatif poreux. Leurs résultats indiquent qu'une épaisseur plus importante et une porosité accrue de la couche céramique améliorent considérablement l'efficacité du refroidissement. De leur côté, Nada et al. [8] ont mené des expérimentations sur un nouveau tampon à structure alvéolaire en papier cellulosique (nid d'abeille). Jain et Hindoliya ont pour leur part examiné expérimentalement les performances de différents matériaux de tampons, notamment les fibres de coco, de Palash, d'aspen et de khus. Ils ont constaté que les tampons en fibres de Palash offraient une efficacité supérieure de 13,2 % et 26,31 % par rapport aux tampons en aspen et en khus, respectivement. De plus, les tampons en fibres de coco étaient 8,15 % plus efficaces que ceux en fibres de khus et présentaient une efficacité comparable à celle des tampons en aspen [9]. Quant à Manuwa et al. [10], ils se sont intéressés à des matériaux locaux comme le jute, la mousse de latex, le charbon de bois et les copeaux de bois pour en étudier la pertinence en tant que tampons de refroidissement.
L'objectif est de concevoir un prototype expérimental permettant d'évaluer les performances thermiques et énergétiques de cinq refroidisseurs à évaporation directe dans un climat méditerranéen, en utilisant des matériaux organiques naturels, à savoir : les fibres d'eucalyptus, la laine de mouton, la cellulose de cactus, les fibres de palmier et les copeaux de bois.

2. Méthodologie

2.1. Description des tampons de refroidissement

Les tampons de refroidissement sont fabriqués à partir de matériaux d'origine organique. Le tampon de type 1 a été préparé à partir du feuillage du palmier, comme montré sur la Figure 2(a), le tampon de type 2 est constitué de cellulose de cactus, comme montré sur la Figure 2(b), le tampon de type 3 a été préparé à partir de copeaux de bois, comme illustré sur la Figure 2(c), le tampon de type 4 est fait de laine de mouton, comme montré dans la Figure 2(d), et le tampon de type 5 est constitué de fibres d'eucalyptus, comme montré dans la Figure 2(e).

2.2. Configuration expérimentale

La Figure 3 montre la vue générale du banc expérimental, bien isolé par deux matériaux d'isolation : le polystyrène extrudé et le polyuréthane, afin d'assurer une performance énergétique optimale. Les principaux éléments du dispositif expérimental comprennent une pompe à eau submersible avec un débit maximal de 350 L/h et une hauteur maximale de 0,65 m, un ventilateur contrôlable (Mc23266) avec une vitesse comprise entre 0,1 et 5 m/s, un conduit d'air d'une hauteur de 33,5 cm, d'une largeur de 33,5 cm et d'une longueur de 100 cm. Une section d'essai d'une hauteur de 28 cm, d'une largeur de 32 cm et d'une épaisseur de 4 cm, un anémomètre numérique de modèle BENETE CH-GM890, et deux thermocouples de type K avec une plage de température de 0-500°C ont été utilisés pour mesurer la température de l'air avant et après le tampon. Deux capteurs d'humidité avec une précision de ±1,8%, une carte d'acquisition (nanodac) avec une précision de 0,1% et un wattmètre numérique (LCD) pour mesurer la puissance consommée avec une précision de ±2% ont également été utilisés. La précision pour les différents capteurs de mesure est présentée dans le Tableau 1.

Tableau 1 : *Les caractéristiques des capteurs expérimentaux.*

Type de capteur	**Modèle de capteur**	**Précision de capteur**	**Spécification gamme**
Anémomètre numérique	*BENETECH-GM8902*	±3%	0,3 - 45 m / s
Capteurs d'humidité	TH 110	±1,8%	5 - 95%
Capteurs de Température	Thermocouples type k	//	0 - 500°C
Wattmètre	Wattmètre numérique LCD 220V	±2%	0W-9999W

L'analyse d'incertitude permet de déterminer l'erreur des résultats expérimentaux. L'incertitude peut être exprimée par :

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial x_1}\sigma_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2}\sigma_{x_2}\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n}\sigma_{x_n}\right)^2} \quad (1)$$

Selon l'analyse d'incertitude réalisée, l'incertitude globale de la baisse de température, de la différence d'humidité relative et de l'efficacité de saturation est présentée dans le Tableau 2.

Tableau 2 : *Les résultats de l'analyse d'incertitude.*

Paramètres	**δΔT**	**δ**Qc	***δε***
Incertitude [%]	4.56	5.5	4.85

(a) *Fibre de palmier*

(b) Cellulose de cactus

(c) Les copeaux de bois

(d) Laine de mouton

(e) Fibre d'eucalyptus

Figure 2 *: Types de matériaux pour les tampons de refroidissement*

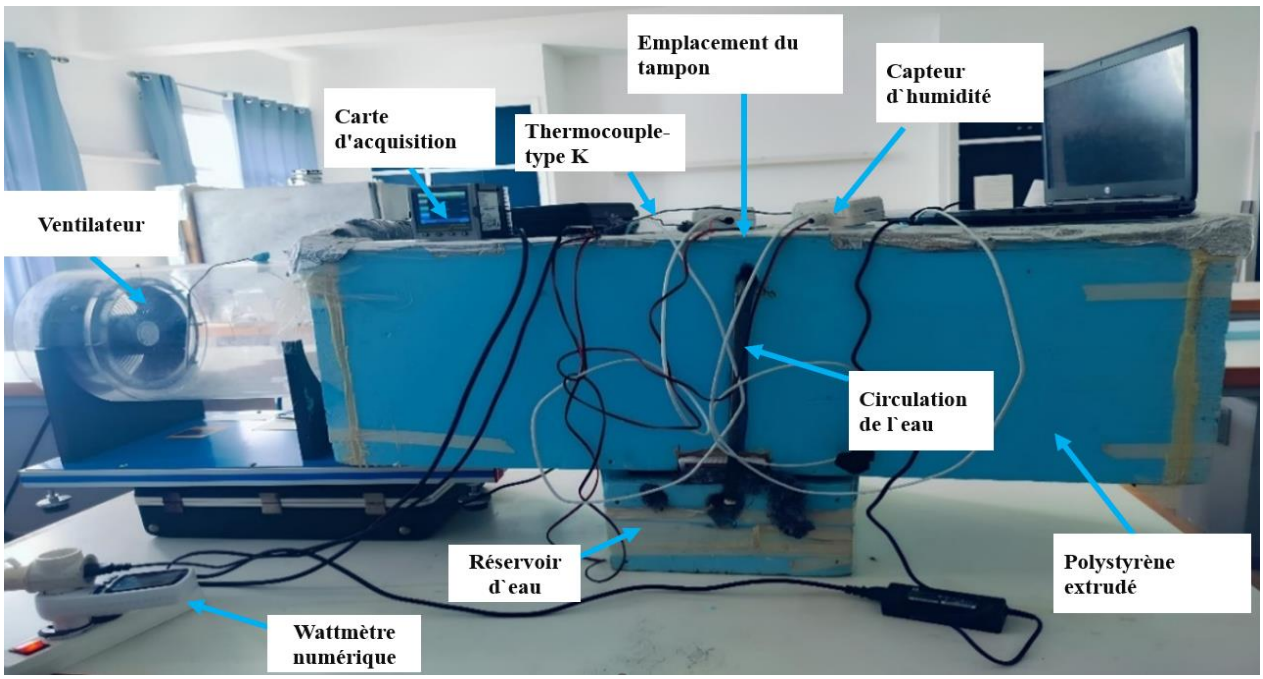


Figure 3 : *Vue générale du banc d'essai expérimental.*

2.3. Analyse thermodynamique du processus de refroidissement par évaporation

L'efficacité de saturation des coussins de refroidissement est évaluée à l'aide de l'équation (2), qui prend en compte les températures et est exprimée par [11] :

$$\varepsilon = \frac{T_{d1} - T_{d2}}{T_{d1} - T_{w1}} \tag{2}$$

Le débit massique d'air traversant le tampon de refroidissement est calculé à l'aide de l'équation (3) et est donné par :

$$\dot{m} = \rho V A_c \tag{3}$$

Lorsqu'on évalue les performances, l'un des facteurs cruciaux à considérer est la capacité de refroidissement, qui est exprimée par [12] :

$$Q_c = \dot{m} \times C_P \times (T_{d1} - T_{d2}) \tag{4}$$

Le coefficient de performance (EER) est défini comme le rapport entre la capacité de refroidissement sensible (Qc) et la consommation électrique du ventilateur (Wven) et de la pompe (Wp). Ce coefficient est exprimé de la manière suivante :

$$EER = \frac{Q_c}{W_{ven} + W_p} \tag{5}$$

3. Résultats et discussion

La Figure 4 montre une augmentation de la chute de température en fonction de la vitesse de l'écoulement pour les cinq matériaux, suggérant une meilleure interaction entre l'air et le matériau ainsi qu'un accroissement de l'évaporation. Toutefois, au-delà d'un certain point, cette tendance pourrait se stabiliser ou diminuer à cause de la saturation des matériaux ou d'effets hydrodynamiques diminuant l'efficacité du transfert de chaleur. Parmi les matériaux testés, la fibre d'eucalyptus affiche la meilleure performance avec une chute maximale de température dépassant 9 °C, suivie de la cellulose de cactus avec une chute d'environ 5 °C. Parallèlement, la laine de mouton offre la performance la plus faible, avec une chute maximale de seulement 2 °C, en raison de sa structure moins poreuse.

La fibre d'eucalyptus se distingue par une dissipation thermique maximale, atteignant environ 2,5 kW à une vitesse de 5 m/s, suivie de près par la cellulose de cactus. En comparaison, la laine de mouton et les copeaux de bois présentent des performances nettement inférieures, avec environ 0,56 kW et 0,50 kW dissipés respectivement à la même vitesse. Ces différences de performance s'expliquent par des propriétés telles que la porosité et la surface spécifique, qui influencent directement l'efficacité de l'évaporation et l'absorption de l'air. Cependant, au-delà d'une certaine vitesse de l'écoulement, les gains en refroidissement deviennent marginaux, reflétant une limite inhérente au processus d'évaporation (Figure 5). La capacité de refroidissement a une influence directe sur le coefficient de performance (EER). Par exemple, la fibre d'eucalyptus affiche un EER remarquable, avoisinant 40. La cellulose de cactus et la fibre de palmier présentent également de bonnes performances, avec un EER dépassant 20 à une certaine vitesse (Figure 7).

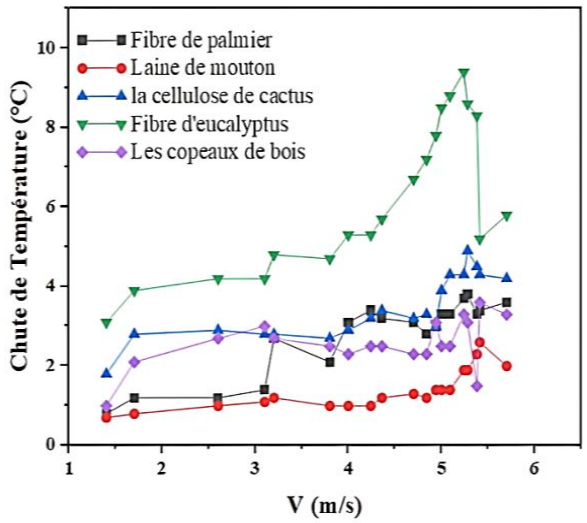


Figure 4 : *Baisse de température à travers Le tampon.*

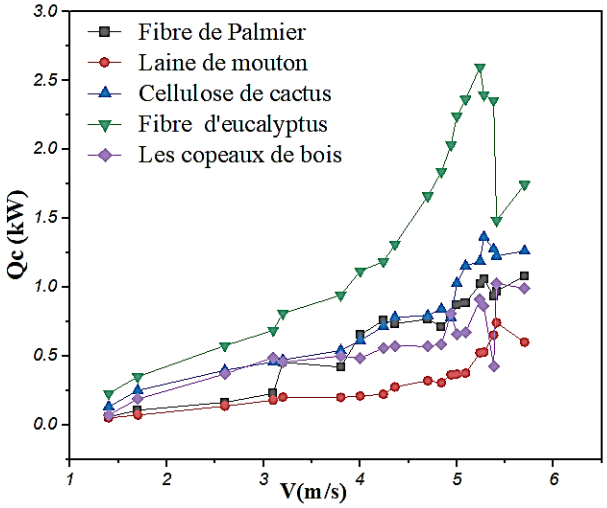


Figure 5 : *La capacité de refroidissement.*

La Figure 6 illustre l'efficacité de saturation moyenne, exprimée en pourcentage, pour les cinq matériaux testés. L'efficacité de saturation (ε) (Equation 2) est définie comme la différence entre les températures de bulbe sec à l'entrée et à la sortie (soit l'amplitude), divisée par la dépression de bulbe humide [13]. Elle mesure la capacité du matériau à humidifier l'air tout en maximisant le transfert thermique, ce qui permet de refroidir l'air par un processus d'évaporation. Exprimée sous forme de pourcentage, cette efficacité indique à quel point l'air est saturé en humidité par rapport à sa capacité théorique maximale, avec un coefficient proche de 100 % représentant une efficacité optimale.

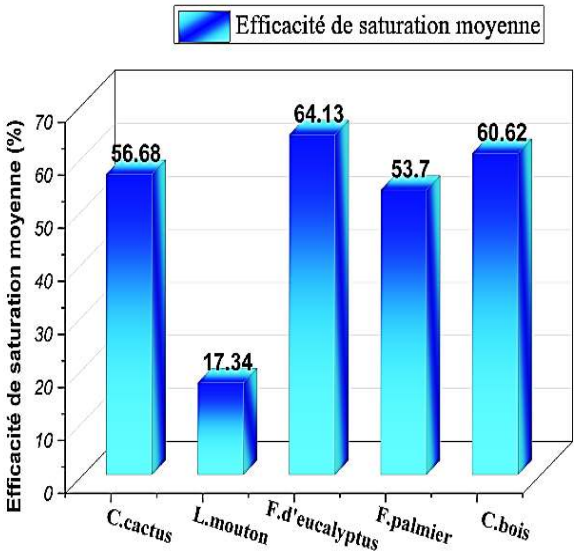


Figure 6 *: L'efficacité de saturation moyenne.*

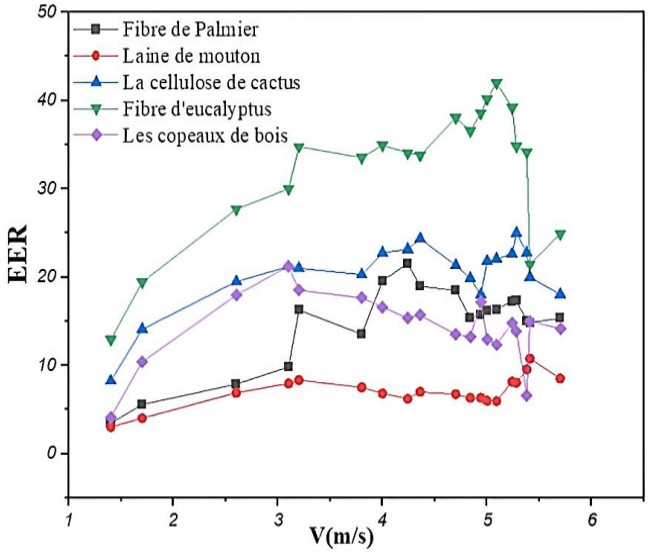


Figure 7 : *Le coefficient de performance.*

4. **Conclusion**

Le refroidissement par évaporation directe est une méthode économique qui repose sur le principe de l'évaporation de l'eau pour refroidir l'air chaud. Les résultats obtenus dans cette étude mettent en évidence des performances énergétiques significatives, notamment en termes de chute de température, d'efficacité de saturation moyenne et de coefficient de performance

énergétique (EER) pour les cinq matériaux testés dans des climats méditerranéens. Parmi ces matériaux, la fibre d'eucalyptus s'est démarquée par sa performance énergétique supérieure, avec une efficacité de saturation moyenne de 64,13 %. Elle est suivie par les copeaux de bois (60,62 %), la cellulose de cactus (56,68 %) et la fibre de palmier (53,70 %). En revanche, la laine de mouton présente la performance la plus faible, avec une efficacité de saturation moyenne de 17,34 %.

Références

[1] I. Staffell, S. Pfenninger, N. Johnson, A global model of hourly space heating and cooling demand at multiple spatial scales, Nat. Energy, 8-12 (2023), 1328-1344.
[2] Duan, Z., C. Zhan, X. Zhang, M. Mustafa, X. Zhao, B. Alimohammadisagvand, and A. Hasan, Indirect evaporative cooling: Past, present and future potentials, Renew. Sustain. Energy Rev., 16-9 (2012), 6823-6850.
[3] O. Amer, R. Boukhanouf, and H. G. Ibrahim, A review of evaporative cooling technologies, Int. J. Environ. Sci. Dev., 6-2 (2015), 111.
[4] R. Hashim, S. Hammdi, and A. Eidan, Evaporative cooling: a review of its types and modeling, *Basrah J. Eng. Sci.*, 22-1 (2022), 36-47.
[5] R. A. Aziz, N. F. Zamrud, and N. Rosli, Comparison on cooling efficiency of cooling pad materials for evaporative cooling system, J. Mod. Manuf. Syst. Technol., 1 (2018), 61-68.
[6] P. A. Doğramacı and D. Aydın, Comparative experimental investigation of novel organic materials for direct evaporative cooling applications in hot-dry climate, J. Build. Eng., 30 (2020), 101240.
[7] K. Sellami, M. Feddaoui, N. Labsi, M. Najim, M. Oubella, and Y. K. Benkahla, Direct evaporative cooling performance of ambient air using a ceramic wet porous layer, Chem. Eng. Res. Des., 142 (2019), 225-236.
[8] S. A. Nada, H. F. Elattar, M. A. Mahmoud, and A. Fouda, Performance enhancement and heat and mass transfer characteristics of direct evaporative building free cooling using corrugated cellulose papers, Energy, 211 (2020), 118678.
[9] J. K. Jain and D. A. Hindoliya, Experimental performance of new evaporative cooling pad materials, Sustain. Cities Soc., 1-4 (2011), 252-256.
[10] S. I. Manuwa and S. O. Odey, Evaluation of pads and geometrical shapes for constructing evaporative cooling system, Mod. Appl. Sci., 6-6 (2012), 45.
[11] S. Englart, Experimental study of air evaporative cooling process using microporous membranes, *E3S* Web Conf., 22 (2017).
[12] S. Abaranji, K. Panchapakesan, and V. Ramalingam, Experimental study on the direct evaporative air-cooling system with vermicompost material as the water storage medium, Sustain. Cities Soc., 71 (2021), 102991.
[13] A. Bhatia, B.E, Instructor, PDH online Course M231 (4 PDH), "Principles of Evaporative Cooling System, 2012" pp. 1-56.

Green Hydrogen as an Energy Vector for Mobility and Residential Buildings Needs in Urban Areas

Ghada Ben Khalifa[1], Anna Lushnikova[1], Christophe Ménézo[1]

[1]LabOratoire proCédés énergIe bâtimEnt (LOCIE) – Université Savoie Mont Blanc

Chambéry-France, CNRS – Campus scientifique Savoie Technolac 73376 Le Bourget du Lac - CEDEX, France

ghada.benkhalifa@univ-savoie.fr

Abstract

Climate change and energy crises are among the most pressing threats. This work explores green hydrogen as an energy vector for mobility and residential buildings in urban areas, focusing on zero-energy cost buildings (nZEcB). We model annual energy consumption and photovoltaic production profiles for single-family homes in Central Europe, integrating PVGIS weather data and using pvlib. Additionally, we explore the role of solar-driven hydrogen production at the district level, aiming to optimize renewable energy storage and enhance energy self-sufficiency in urban environments.

Nomenclature

G	Irradiance, W/m^2	$\dot{m}_{H2}$	Hydrogen production rate, kg/s
η_{inv}	Inverter efficiency	η_{elec}	Electrolyzer efficiency
P_{DC}	DC power output, W	P_{elec}	Power supplied to the electrolyzer, W
P_{AC}	AC power output, W	V_{H2}	produced hydrogen volume, m^3
$\eta_{pv,ref}$	Reference panel efficiency	HHV_{H2}	Higher Heating Value, J/kg
T_{cell}	Cell temperature, °C	R	Universal gas constant, J/(mol·K)
T_{air}	Ambient air temperature, °C	T	Temperature, K
T_{NOCT}	Nominal Operating Cell Temperature, °C	P_{FC}	Power output of the fuel cell, W
μ_{mp}	Maximum Power Point Temperature Coefficient, °C^{-1}	η_{FC}	Fuel cell efficiency
P_{tank}	Hydrogen tank pressure, Pa	$P_{\mathrm{DC,ref}}$	DC reference power
V_{tank}	hydrogen tank volume, m^3		
n_{H2}	Number of moles of hydrogen		

1. Introduction

Urbanization is a major driver of environmental and ecological pressures, contributing significantly to climate change through high CO2 emissions and energy consumption. Despite awareness and measurement of these impacts, implementing effective solutions remains challenging [1].

Climate change and energy crises are currently the most critical threats facing humankind. According to the Paris Agreement, governments accepted net-zero scenario strategies to control global warming by reducing carbon emissions and limiting the temperature increase to 1.5°C [2]. The extensive use of fossil fuels is a major factor contributing to the rapid rise in global temperatures and climate change [3, 4]. The CREST model, while advanced in simulating integrated thermal-electrical domestic demand through high-resolution stochastic analysis, does not address hydrogen production, a crucial element for sustainable urban energy systems. This study introduces a sophisticated model tailored for urban environments, enhancing the CREST framework by incorporating hydrogen production to optimize renewable energy use and storage. The objectives of the study are :

- Develop a comprehensive urban energy model that includes hydrogen production, offering a significant enhancement over existing models like CREST, which lack this capability.
- Evaluate how this integration impacts urban energy efficiency and CO2 emissions reduction, demonstrating clear advancements in managing the unique energy demands of densely populated areas.

1.1. Green Hydrogen as an Energy Vector

The findings indicate that hydrogen technology can store energy more than other storage systems. According to the hydrogen characterization, extending the storage capacity to 10 GW without storage limits is possible [5]. Also, green hydrogen plays a key role due to its double applicability as a direct fuel for conversion purposes by a chemical process or combustion and as an energy carrier for storing surplus energy from renewable sources [6].

Building energy demand requires efficient storage solutions, prompting exploration of various technologies. This study focuses on multi-energy systems for residential applications, incorporating a battery (BAT) and a water electrolyzer (EC) to utilize surplus electricity generated by solar photovoltaic (PV) panels for dihydrogen production.

The produced dihydrogen is subsequently used in a fuel cell (FC) to supply energy during periods of low solar irradiation.

1.2. Hydrogen Production Capacity in Urban Areas

Ulleberg et al. [7] were among the first to identify hydrogen as a future energy carrier, particularly for integrating intermittent renewables like solar and wind. They studied a 30 kW stand-alone PV/hydrogen system in Jülich over one year. The findings revealed that existing battery technology could not address long-term storage challenges, suggesting hydrogen energy storage as a viable alternative. Nasser et al. [8] investigated a hybrid hydrogen production system powered by solar and wind energy in Egypt. Using MATLAB/Simulink, they analyzed green H_2 production via electrolyzers, PV panels, wind turbines, and storage. The system yielded an average of 1912 kg of hydrogen annually, with energy and exergy efficiencies of 16.42% and 12.76%, respectively. Economic analysis estimated a payback period ranging from 7 to 13.85 years over the system's lifetime. Basiony et al. [9] analyzed a standalone

solar-powered hybrid system in New Borg El-Arab, Egypt, integrating PV panels, an electrolyzer, and fuel cells with hydrogen storage. The system achieved efficiencies of 20.7% (PV), 68.2% (electrolyzer), and 34.6% (fuel cells), with an overall efficiency of 16.5% and a performance ratio of 2.61 for the MED-MVC unit. It effectively met electricity and water demands at an LCOE of $0.712/kWh.

Building on the findings of these studies on hydrogen production systems, the methodology for energy modeling has progressively advanced, with the CREST demand model [10] emerging as a more flexible and scalable tool for addressing the complexities of modern energy systems.

2. Methodology

The CREST domestic energy demand model [10] is a widely recognized tool for generating high-resolution (1-minute) energy consumption and PV production profiles without requiring advanced expertise in building energy modeling. Initially a domestic occupancy model, it evolved to include electricity demand and thermal components like heating and cooling. Using stochastic methods, it incorporates factors such as weather, building characteristics, occupant behavior, and appliance usage, offering flexibility and accessibility with minimal inputs. However, it has notable limitations, including its daily simulation structure, slow VBA implementation, rigid inputs, and lack of integration with emerging technologies, making it less suitable for modern, large-scale, and flexible energy modeling needs.

2.1. Modeling Framework

The modeling framework is built upon the reimplementation of the CREST model in Python, transitioning from its original Excel VBA environment to enhance flexibility and scalability. This transition enables seamless integration with advanced simulation tools and easier modifications. The model supports multi-week simulations, ensuring long-term energy dynamics, temporal continuity, and accurate performance analysis in residential multi-energy systems.

For the need of the present study, this approach simulates energy consumption using stochastic activation profiles, enhances solar radiation forecasting with HMM, LSTM, and pvlib, and evaluates a dual-loop storage system with batteries for short-term storage and hydrogen for long-term storage.

Furthermore, hydrogen is assessed as a supplementary energy source for fuel cells and heating once residential demand is met. The study also considers EV charging integration to optimize hydrogen storage synergy and enhance energy efficiency. Future investigations will compare energy vectors to evaluate performance, feasibility, and efficiency, identifying optimal solutions for integrating renewable energy, hydrogen systems, and EVs in urban frameworks.

3. Models

3.1. Weather Model and Solar Radiation Estimation

Our model employs a hybrid approach that combines deterministic and machine learning techniques to generate high-resolution solar irradiation profiles, similar to the CREST model described by Richardson and Thomson [10]. Initially, the program computes an irradiance profile for a clear sky by first calculating clear-sky irradiance using the

Ineichen model [11], considering solar position and atmospheric conditions. However, the CREST model relies on pre-computed monthly transition matrices for cloud cover variations which is a a 101 × 101 transition matrix that requires high-resolution weather data (1-minute intervals) for parametrization. Our model dynamically estimates the clearness index using historical weather data obtained from PVGIS through the `pvlib` library [12]. This clearness index is further refined using a Hidden Markov Model (HMM) to capture state transitions in cloud cover. In addition, a Long-Short-Term Memory (LSTM) neural network [13] is trained to model short-term fluctuations and predict clearness index variations. While CREST relies on fixed probability transitions, our approach adapts to real-time conditions using minute-resolution data, Python typically employs deterministic models like Liu & Jordan [14] or Perez [15], making it more suitable for complex simulations and integration with machine learning techniques.

3.2. Photovoltaic Energy Production

The photovoltaic modeling approach integrates a physics-based simulation of the performance of the PV panel, aligned methodologically with the CREST model's electricity generation module [10]. it calculates plane-of-array (POA) irradiance using synthesized clearness index data, accounting for a panel tilt of 35 ° and an azimuth orientation of 180 ° (south). The power output calculation incorporates thermal effects through pvlib's Sandia Array Performance Model (SAPM), which estimates cell temperature considering ambient conditions and irradiance and directly affecting panel efficiency, as defined in Eq. (1).

The implementation adapts the PVWatts model to compute temperature-adjusted DC output in Eq. (2), factoring in a module power temperature coefficient ($\gamma_{pdc} = -0.004\,°C^{-1}$), while AC conversion follows inverter efficiency curves ($\eta_{inv} = 96\%$ nominal) to finally get the final usable AC output in eq (3).

To enhance the model's temporal adaptability, it integrates machine learning-predicted clearness indices from LSTM and HMM forecasts, allowing for multi-period simulations instead of single-day analyses.

$$T_{cell} = T_{air} + \frac{G}{G_{ref}} \times (T_{NOCT} - T_{air}) \tag{1}$$

$$P_{\mathrm{DC}} = P_{\mathrm{DC,ref}} \cdot \frac{G}{G_{\mathrm{ref}}} \cdot [1 + \gamma_{\mathrm{pdc}} (T_{\mathrm{cell}} - T_{\mathrm{ref}})] \tag{2}$$

$$P_{\mathrm{AC}} = P_{\mathrm{DC}} \times \eta_{\mathrm{inv}} \tag{3}$$

As shown in Fig. 1, the irradiance comparison reveals significant variations in PV system output .

3.3. Consumption Pattern

3.3.1. Appliances model

This appliance load model, based on the CREST model, involves three key steps: stochastic appliance assignment, switch-on time estimation, and consumption calculation. Appliances are activated by daily activity profiles and operate for fixed or occupancy-based durations. Consumption is aggregated into hourly intervals with weekday and weekend variations. Regional adaptations adjust ownership rates, power cycles, and consumption using national datasets.

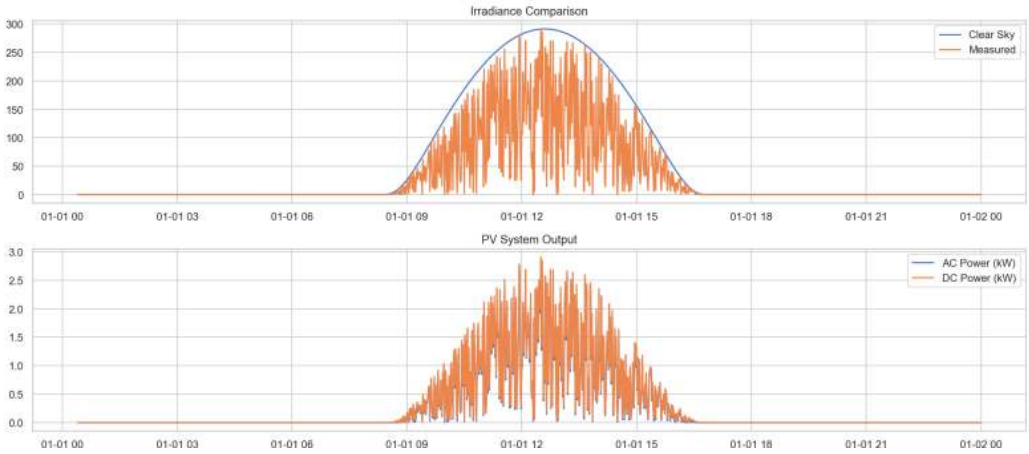


Figure 1: Comparison of Solar Irradiance and PV System Output over the Day

Figure 2 illustrates the hourly electrical demand distribution for various appliances, based on stochastic activation and usage patterns.

3.3.2. Lighting model

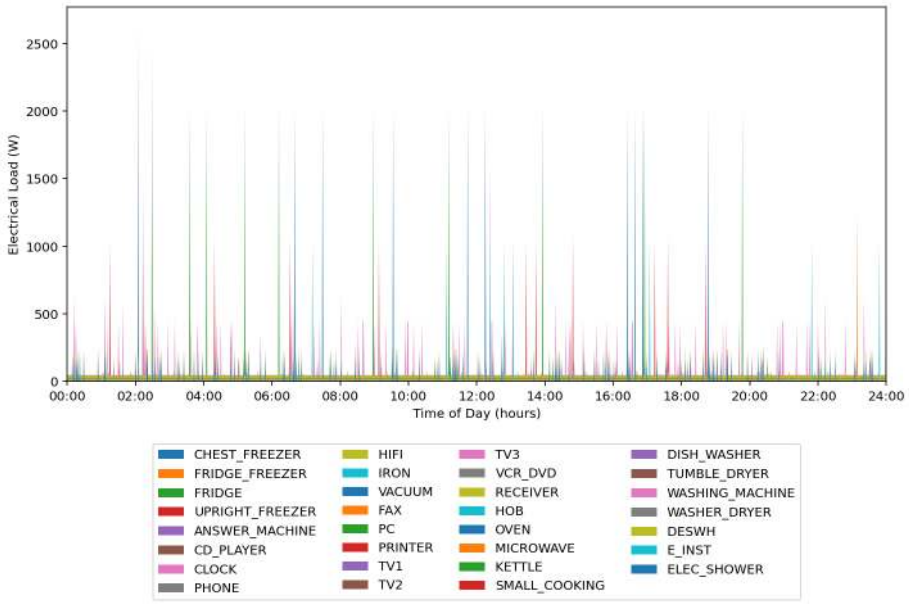


Figure 2: *Electric Load Profile of Selected Appliances*

The lighting consumption module, as detailed by Richardson et al. [16], assigns lighting fixtures to buildings using a predefined set of bulb configurations. During initialization, each building is randomly assigned one of a hundred possible configurations. At each time step, the probability of activation is determined by comparing a calculated value based on an irradiation threshold, occupancy patterns, calibration and usage factors with a randomly generated number (Eq. (4)).

$$P_{\text{ract}} = \text{flag}_{\text{irrad}} \cdot \text{factor}_{\text{occupancy}} \cdot \text{factor}_{\text{relative usage}} \cdot \text{factor}_{\text{calibration}} \tag{4}$$

This domestic lighting model simulates the minute-by-minute behavior of household lighting by combining en-

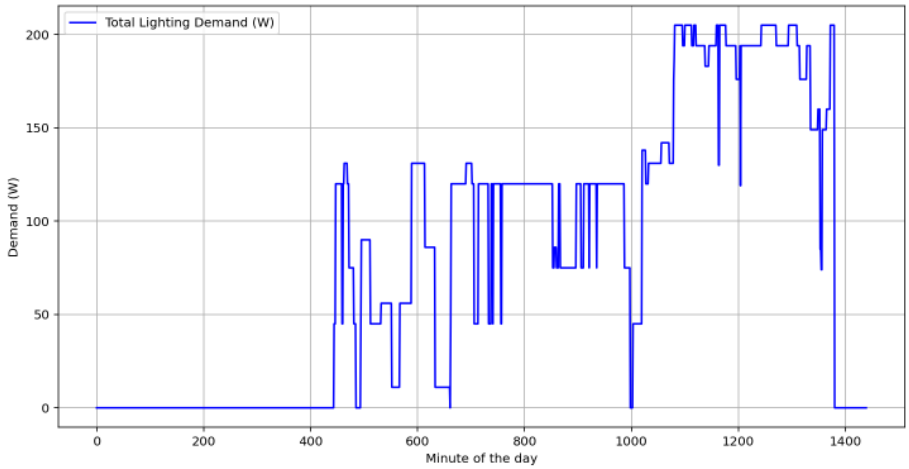


Figure 3: *Total Lighting Demand over the Day*

vironmental conditions, occupancy, and stochastic elements. By using Monte Carlo-based threshold generation and a time-step simulation loop, the model captures the probabilistic nature of lighting usage, approximating complex user-driven behaviors in a structured energy framework. Fig . 3 shows the total daily lighting demand, with variations driven by occupancy, environmental conditions, and stochastic factors.

3.4. Energy Consumption and Photovoltaic Production Profiles

At the system level, habitations prioritize self-consumption. A high-resolution simulation of energy consumption, photovoltaic (PV) production, and battery storage for a single-family home in Belfort, France, uses one-minute resolution to capture detailed energy dynamics. The demand for appliances and lighting follows occupancy-based modeling aligned with local legal time, peaking in the morning and evening. PV generation, based on solar time, peaks around solar noon .

4. Hydrogen Production Modeling

At the system level, habitations prioritize self-consumption. Consequently,energy generated by photovoltaic panels is initially allocated to meet the building's requirements. Surplus PV energy is first directed to charge the battery until it reaches full capacity. If excess energy remains, and the hydrogen tank is not full, it is converted into hydrogen via the electrolyzer. The control strategy dynamically manages this allocation using real-time power balance and the battery's state of charge (SOC), with key thresholds at 0.3, 0.8, 0.85, and 1. When power is needed, the system prioritizes battery discharge; if SOC drops below 30 and hydrogen is available, the fuel cell is activated. Grid import occurs only when both battery and fuel cell are unable to meet the demand, ensuring a resilient and self-sufficient energy flow as shown the Fig. 4.

The electrolyzer absorbs surplus electricity to convert water into hydrogen via the process of electrolysis. The anticipated hydrogen production rate, $\dot{m}_{H_2}$ (kg/s), is calculated using eq (Eq. (5)) extracted from Ref [17]

$$\dot{m}_{H_2} = \frac{\eta_{elec} \cdot P_{elec}}{V_{H_2} \cdot HHV_{H_2}}, \tag{5}$$

The electrolyzer produces hydrogen at a pressure of 50 bars which is commonly used for stationary applications.

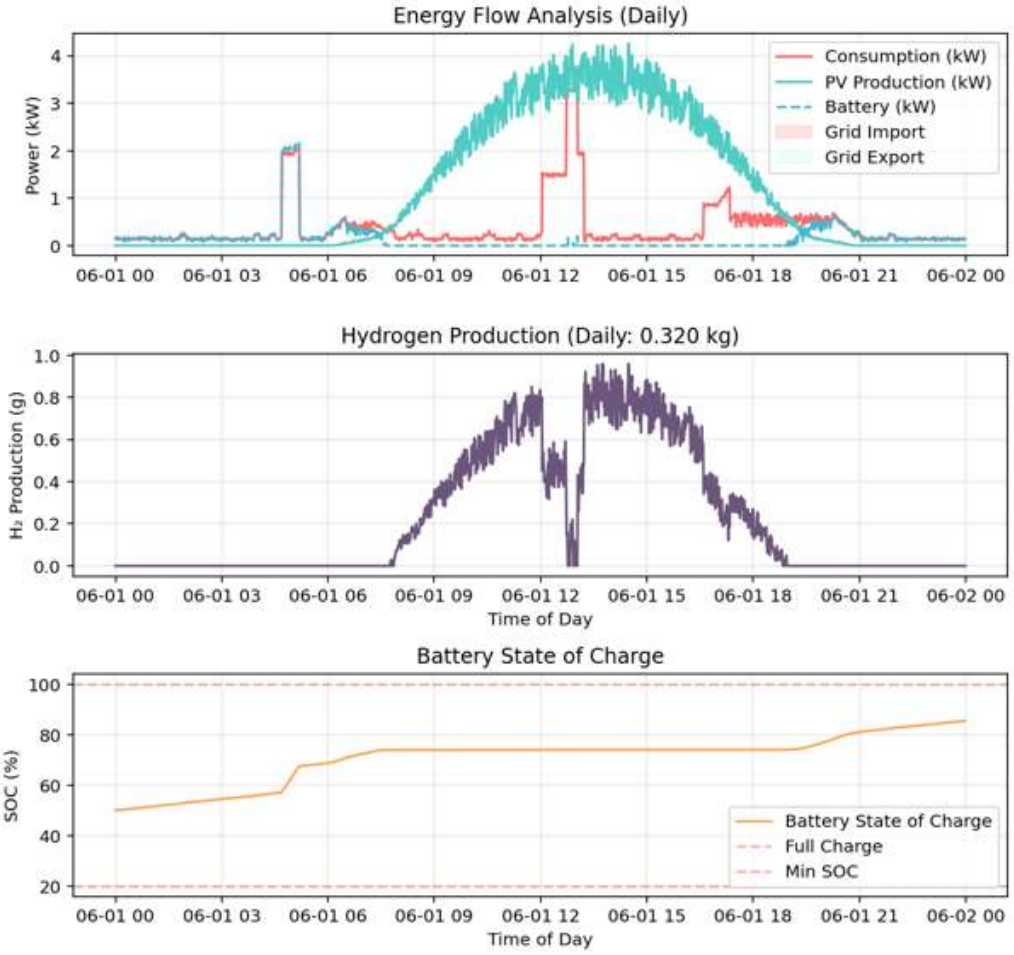


Figure 4: *Energy Consumption, PV Production, Battery Storage, and Hydrogen Production for a Single-Family Home*

The compressed hydrogen tank stores the hydrogen at this same pressure. Therefore, in general, additional energy losses associated with hydrogen compression or the hydrogen tank are not considered. At this pressure and ambient temperature, hydrogen behaves approximately as an ideal gas, (compressibility factor $Z \approx 1$). Thus, the storage process can be expressed by the ideal gas law as given in Eq. (6):

$$P_{tank} V_{tank} = n_{H_2} RT, \tag{6}$$

Stored hydrogen will subsequently be reconverted into electricity and heat using a proton exchange membrane fuel cell (PEMFC). The electrical power output of the fuel cell is given by:

$$P_{FC} = \eta_{FC} \cdot \dot{m}_{H_2} \cdot HHV_{H_2}, \tag{7}$$

A Python-based model was first developed at the building scale, integrating PV, battery storage, and hydrogen systems with time-series simulations and control strategies to maximize self-consumption,with future extension to the neighborhood scale to evaluate the benefits of decentralized hydrogen production and energy sharing.

5. Results and Analysis

The simulation results demonstrate the technical feasibility of a small-scale solar-to-hydrogen system. With a daily photovoltaic (PV) energy production of 23.7 kWh, the system yields 3.14 Nm^3 of hydrogen per day, equivalent to

approximately 0.282 kg. This corresponds to an average hourly production of 0.131 Nm^3/h, with a peak of 0.39 Nm^3/h during high solar irradiance. The overall system efficiency is 59.8%, confirming that the energy conversion from solar to hydrogen is both realistic and efficient for residential or microgrid applications.

Furthermore, transitioning to a Python-based implementation, we can address these limitations, enabling seamless annual simulations, and high-resolution modeling.

References

[1] Newman, P., & Kenworthy, J. (2015). The End of Automobile Dependence: How Cities are Moving Beyond Car-Based Planning. *Island Press*.

[2] Karayel, G. K., Javani, N., & Dincer, I. (2022). Green hydrogen production potential for Turkey with solar energy. *International Journal of Hydrogen Energy*, 47(45), 19354–19364.

[3] Zheng, S., Hai, Q., Zhou, X., & Stanford, R. J. (2024). A novel multi-generation system for sustainable power, heating, cooling, freshwater, and methane production: Thermodynamic, economic, and environmental analysis. *Energy*, 290.

[4] Zhu, C., Wang, M., Guo, M., Deng, J., Du, Q., Wei, W., Zhang, Y., & Mohebbi, A. (2024). An innovative process design and multi-criteria study/optimization of a biomass digestion-supercritical carbon dioxide scenario toward boosting a geothermal-driven cogeneration system for power and heat. *Energy*, 292.

[5] International Renewable Energy Agency. (n.d.). Hydrogen from renewable power: technology outlook for the energy transition.

[6] Ferraren-De Cagalitan, D. D. T., & Abundo, M. L. S. (2021). A review of biohydrogen production technology for application towards hydrogen fuel cells. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 151. Elsevier

[7] Ulleberg, I. (2003). Modeling of advanced alkaline electrolyzers: a system simulation approach. *International Journal of Hydrogen Energy*, 28.

[8] Nasser, M., Megahed, T. F., Ookawara, S., & Hassan, H. (2022). Performance evaluation of PV panels/wind turbines hybrid system for green hydrogen generation and storage: Energy, exergy, economic, and enviroeconomic. *Energy Conversion and Management*, 267.

[9] Basiony, G., Nada, S., Mori, S., & Hassan, H. (2024). Performance evaluation of standalone new solar energy system of hybrid PV/electrolyzer/fuel cell/MED-MVC with hydrogen production and storage for power and freshwater building demand. *International Journal of Hydrogen Energy*, 77, 1217–1234.

[10] Richardson, M., & Thomson, H., "CREST Model: A Hybrid Approach for High-Resolution Solar Irradiation Profiles," *Renewable Energy Journal*, vol. 10, no. 3, pp. 129-142, 2020.

[11] Ineichen, P., "Modeling of Solar Irradiance on Tilted Surfaces," *Solar Energy*, vol. 72, no. 2, pp. 133-142, 2002.

[12] Holmgren, W., "pvlib: A Python Library for Solar Energy Modeling," *Journal of Solar Energy*, vol. 56, no. 1, pp. 45-56, 2018.

[13] He, and Zhang, "A novel solar radiation forecasting model based on time series imaging and bidirectional long short-term memory network." *Energy Science & Engineering*, vol. 12, no. 11, pp. 4876–4893, Sept. 2024.

[14] Liu, B. Y. H., & Jordan, R. C., "The Long-Term Average Performance of Photovoltaic Panels," *Solar Energy*, vol. 4, no. 5, pp. 1-19, 1960.

[15] Perez, R., "Solar Radiation Models: Modeling of Solar Radiation on Horizontal and Tilted Surfaces," *Solar Energy*, vol. 45, no. 3, pp. 31-45, 1990.

[16] I. Richardson, M. Thomson, D. Infield, A. Delahunty, "Domestic lighting: A high-resolution energy demand model," *Energy and Buildings*, vol. 41, no. 7, pp. 781-789, July 2009.

[17] C. Ghenai, T. Salameh, A. Merabet, "Technico-economic analysis of off grid solar PV/Fuel cell energy system for residential community in desert region," *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 45, no. 20, pp. 11460-11470, Apr. 2020.

Acknowledgements

This study is supported by LOCIE (Conseil Savoie Mont Blanc Solar Academy Graduate School PIA4 ANR18 EURE 0016)

Optimisation de l'Intégration Photovoltaïque (PV) dans les Bâtiments Résidentiels

Optimization of Photovoltaic (PV) Integration in Residential Buildings

Farzaneh CHANGIZI[1*], **Martin THEBAULT**[1], **Christophe MÉNÉZO**[1]

[1] University Savoie Mont Blanc, LOCIE, UMR CNRS 5271, Le Bourget-du-Lac, Cedex F 73376, France

[*](Corresponding author: farzaneh.changizi@univ-smb.fr)

Résumé

Avec la hausse des prix de l'énergie, le photovoltaïque devient une option attractive pour les bâtiments résidentiels. Cependant, son intégration peut poser des défis à cause des déséquilibres entre l'offre et la demande et donc impacter les réseaux. Cette étude analyse le placement optimal des panneaux PV, en tenant compte des profils de charge afin d'atteindre une meilleure adéquation. Les objectifs énergétiques (par exemple, l'adaptation de la charge) et économiques (par exemple, la valeur actuelle nette du kWh) sont optimisés. Les résultats montrent que les profils de charge influencent les solutions optimales, les façades étant meilleures pour l'objectif énergétique et les toits pour les objectifs économiques.

Abstract

As energy prices rise, solar photovoltaic (PV) has become an attractive option for residential buildings. However, their integration can pose challenges due to mismatches between energy supply and demand. This study investigates the optimal placement of PV panels on building envelope, considering various load profiles. Energy objective (e.g., load-matching (kWh)) and economic objectives (e.g., net present value (€)) are optimized. Results show that load profiles influence optimal solutions, with façades enhancing energy objective, while roofs are more favorable for economic objectives. Further findings are discussed.

Nomenclature

d	Discount rate	P_i	PV Power of surface i (kWh)
T	Lifetime of the system (y)	A_i	Area of surface i (m^2)
t	Actual time period (s)	τ_{SC}	Self-Consumption rate
$L(t)$	Load (kWh)	τ_{SS}	Self-Sufficiency rate
$P(t)$	PV production (kWh)	OM	Operation and Maintenance costs (€)
S_0	Subsidies (€)	LM	Load Match (kWh)
P_r	Retail price (€)	NPV	Net Present Value (€)
P_w	Wholesale price (€)	PP	Payback Period (y)
I_0	Initial investment (€)	$LCOE$	Levelized Cost of Electricity (€/kWh)
X_i	Fraction (between 0 and 1)		

1. Introduction

Buildings are significant contributors to global energy demand, accounting for approximately 33% in 2022. To meet sustainable development goals, the International Energy Agency has projected that global energy use from buildings must be reduced by 13% between 2018 and 2040 [1]. Currently, renewable energy accounts for only 6% of the global final energy consumption

in buildings. However, this share must increase to 18.1% by 2030 to align with the net-zero carbon targets set by the Paris Agreement [2]. Global renewable energy capacity grew by 36% in 2023, reaching a record 473 GW. Solar PV has emerged as the dominant force behind this growth, accounting for three-quarters of the annual increase. This growth has been facilitated by technological advancements and policy support, which have reduced economic factors making it more affordable than fossil fuel-based energy sources [3].

While solar PV systems offer substantial benefits in energy generation, their integration into buildings poses challenges due to the mismatch between energy supply and demand. Solar energy generation is intermittent, with peaks during sunny days and shortages at night or during winter months. This mismatch can lead to both overproduction and underproduction. In most cases, buildings with on-site electricity generation are connected to the grid; however, mismatches between PV generation and consumption can lead to issues such as power quality problems and over-consumption. To mitigate these challenges, indicators such as Load-Matching (LM) are used, which refer to the simultaneity of instantaneous electricity consumption and electricity generation in a PV system. Additionally, metrics such as τ_{SC} and τ_{SS} are applied to assess load matching performance. The former, the *self-consumption rate* (τ_{SC}), refers to the share of on-site produced electricity that is consumed directly within the building. This metric is important as it reflects the system's ability to reduce dependency on the grid and provide the energy for its own use. The latter, the *self-sufficiency rate* (τ_{SS}), represents the share of the building's electricity demand that is met by its own on-site generation. This indicator is essential for assessing the energy autonomy [4].

The effectiveness of load-matching is heavily influenced by consumption patterns and PV orientations [5]. Therefore, to improve LM, it is essential to identify the optimal integration and deployment of PV systems on the building envelope, including roofs and façades, to better align with the consumption profile. In other words, PV modules can be installed on non-optimal orientations of the building envelope (such as East and West) to better correspond to the load profile of residential buildings, which typically have higher consumption in the morning and evening.

Furthermore, the state-of-the-art shows that economic factors can influence PV implementation, both in terms of the expenses associated with using electricity from the grid and the financial returns from implementing PV installations. For instance, studies show that PV placement on non-optimal building envelopes can achieve high levels of self-consumption at lower costs, particularly in households without energy storage systems [7]. Studies show that Net Present Value (NPV), Payback Period (PP), and Levelized Cost of Electricity (LCOE) are the indicators commonly used to evaluate the financial aspects of PV implementation on buildings. The results indicate that, in most case studies, the cost of PV generation has already reached grid parity. However, these parameters also depend on factors such as the building's energy consumption, and other geometric properties that can influence the optimal distribution of PV installations [8].

This research, based on the literature [8], employs single-objective optimizations to determine the optimal area of PV panels integrated into building envelopes. For each objective, the optimal solution identifies the percentage of building envelope (façades and roof) that should be covered by PV panels. The primary objective focuses on LM, which aims to optimize the alignment between solar energy generation and building energy consumption. In addition, the study includes economic objectives as: NPV, PP, and LCOE. The study addresses two key aspects: Firstly, the optimal solutions for each objective are determined. And, secondly, the impact of varying consumption patterns on the objectives is analyzed.

2. Material and method

The following methodology was adopted for the current work: first, data collection on weather and household consumption data was conducted. Next, the building geometry and surface area were defined to establish the available surfaces for PV installation. Data analysis was then performed to simulate PV production based on the collected weather data. Finally, the optimization process was implemented to determine the optimal use of the building's envelope. Each of these steps is further explained in the following subsections.

2.1. Data collection

The location for simulation is Lyon, and the weather data for this location were sourced from the National Renewable Energy Laboratory (NREL) website [9]. Household consumption profiles were obtained from the EtudELEC dataset [10], which reflects various residential energy profiles in France. Both datasets provided a resolution of 30 minutes. Additional information regarding economic parameters was obtained from studies in France [11].

2.2. Building geometry and surface area

The analyzed building has a 10×10 m footprint, 3 m floor height, and a 30° pitched roof. Usable surface areas were determined based on building code constraints, including window-to-wall ratios. The optimization explored the best PV allocation across facades and the roof. Figure 1 shows a 3D view of the building (left) and a 2D unfolded plan of the façades and roof (right). The surfaces are labeled as follows: South (S), North (N), East (E), West (W), Roof-South (RS), and Roof-North (RN).Therefore, we have: $i \in \{S, E, W, N, RS, RN\}$

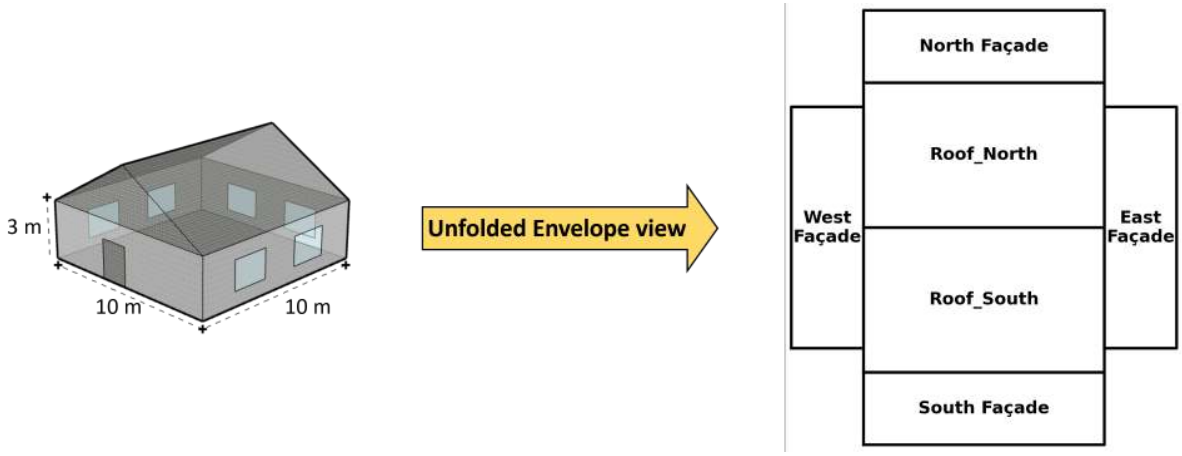


Figure 1: *Case study*

2.3. Data analysis

The PVLib library (in Python) was used to calculate the energy generation of the PV system using the collected weather data for Lyon. PVLib enables accurate modeling of PV output by considering solar irradiance, temperature, and other meteorological factors. For optimization, Genetic Algorithms (GA) was used due to their reliable global optimization results. The results were compared with those from other global optimization techniques, such as Particle Swarm Optimization, and were consistent with GA optimization outcomes.

2.4. Optimization process

The optimization process consists of single-objective optimizations, each determining the optimal distribution of PV panels on the building's façades and roof. For all objectives, the PV production can be expressed as: $P(t) = \int_{t=1}^{T} \sum_{i=1}^{6} X_i \cdot P_i \cdot A_i$

As discussed earlier, one objective related to energy is selected: Load Match (LM). As mentioned before, the LM function measures the degree of alignment between PV power generation and energy demand over time. The LM function is based on the absolute difference between the load and PV power at each time step. The goal is to minimize this difference across all time steps, which is why the LM function accounts for the absolute deviation at every time step, regardless of whether PV power exceeds or falls short of the load at specific moments. In addition, three economic objectives are chosen: Net Present Value (NPV), Payback Period (PP), and Levelized Cost of Electricity (LCOE). Each of these objectives is optimized individually. The optimization problem is formulated with the following objectives:

$$f(x) = f(x) = [f_1(x) : \text{LM}, f_2(x) : \text{-NPV}, f_3(x) : \text{PP}, f_4(x) : \text{LCOE}]$$

$$f_1(x) = \int_{t=1}^{T} |L(t) - P(t)| \, dt$$

$$f_2(x) = \left(S_0 + \sum_{t=1}^{T} \frac{max(0, L(t) - P(t)) \cdot P_r + max(0, P(t) - L(t) \cdot P_w)}{(1+d)^t} \right) - \left(I_0 + \sum_{t=1}^{T} \frac{OM_t}{(1+d)^t} \right)$$

$$f_3(x) = PP, \quad \text{with} \quad f_2(x, T = PP) = 0$$

$$f_4(x) = \left(I_0 + \sum_{t=1}^{T} \frac{OM_t}{(1+d)^t} \right) / \left(\sum_{t=1}^{T} \frac{P(t)}{(1+d)^t} \right)$$

As mentioned before, self-consumption rate τ_{SC} and self-sufficiency rate τ_{SS} were applied to evaluate the objective results. The former, the (τ_{SC}), refers to the share of on-site produced electricity that is consumed directly within the building. This metric is important as it reflects the system's ability to reduce dependency on the grid and minimize energy exports. The latter, the (τ_{SS}), represents the share of the building's electricity demand that is met by its own on-site generation. This indicator is essential for assessing the energy autonomy [4]. Therefore, according to [8], the ratios can be expressed as:

$$\tau_{\text{SC}} = \int_{t=1}^{T} \frac{\min[P(t), L(t)]}{P(t)} \, dt \quad \tau_{\text{SS}} = \int_{t=1}^{T} \frac{\min[P(t), L(t)]}{L(t)} \, dt$$

3. Results

Firstly, the optimal solutions for the energy and economic objectives are presented, followed by an analysis of the impact of load profiles on the LM objective. Additionally, the variation in the final value of the objective functions *f(x)* is illustrated. Both energy objective (LM) and economic objectives (NPV, PP, LCOE) are optimized for *electricity_apartment* load profile and the optimal solution for each objective is as follows:

3.1. Optimal Solutions for Energy and Economic Objectives

The results of the LM objective indicate that implementing PV panels on façades provides a better match between the load and PV production compared to roof-mounted PV panels. For example, for the *electricity_apartment* load type (which relies solely on electricity from the grid), PV placement is suggested as 20% on the *S* façade, 7% on the *W* façade, and 2% on the *E* façade respectively. Additionally, 39% PV coverage is recommended for the *N* façade, which is attributed to reflected and diffuse radiation. In Figure 2, on the right, the placement of PV panels resulting from the LM optimal solution on the building envelope for *electricity_apartment*

load profile is shown for better clarity.

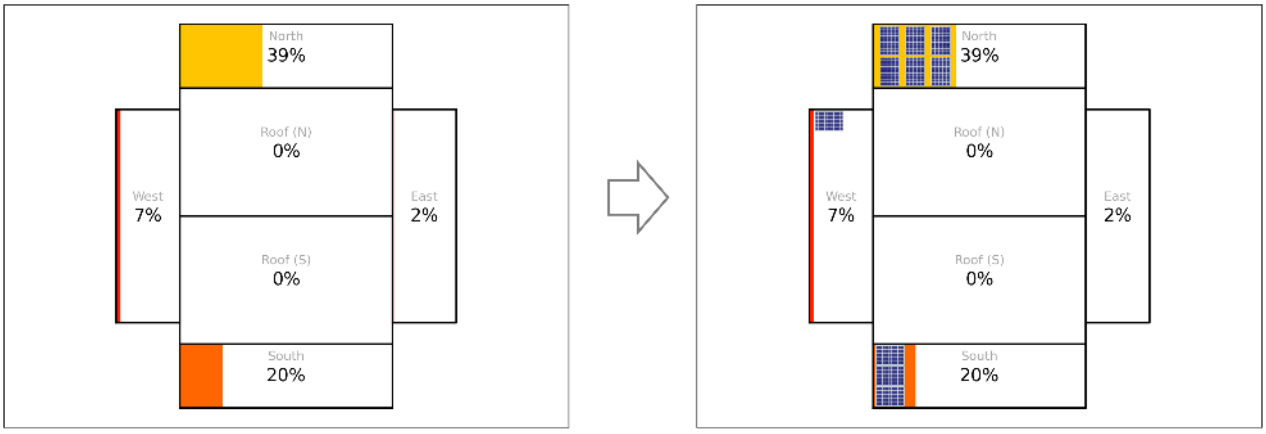


Figure 2: *Optimal solution for LM objective (electricity_apartment load profile)*

Moreover, the results of economic objectives show that roof is more favorable for PV implementation as it obviously produce more energy. The NPV objective shows that both *RS* and *RN* are fully utilized for optimal solution. The results align with previous studies [8]. For PP, it decreases to 60% of the *RS* since the time of payback period will offset it sooner than the optimal value for NPV. Finally, LCOE determines the full utilization of *RS* for having the lowest cost of energy. The reason for favoring roofs over façades in economic objectives is related to the costs considered in the optimization, as the cost of implementing PV on façades is assumed to be twice that of roof PV placement [11]. The optimal solution for economic objectives for *electricity_apartment* load profile is illustrated in Figure 3, 4, 5.

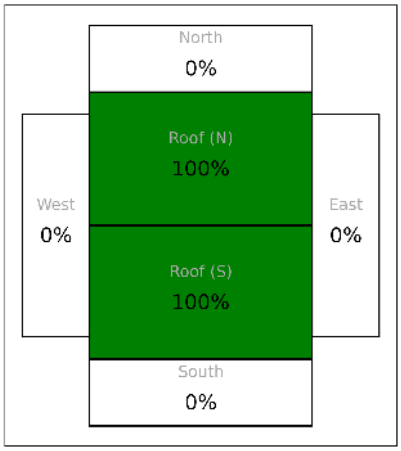


Figure 3: *Optimal NPV: electricity_apartment load profile*

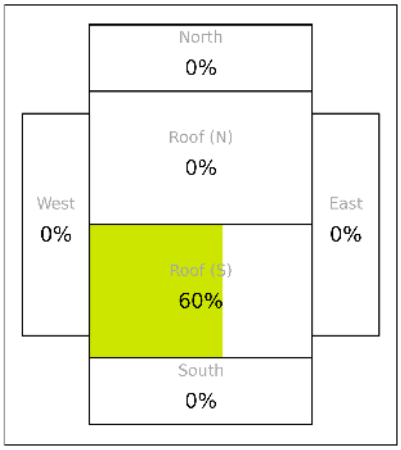


Figure 4: *Optimal PP: electricity_apartment load profile*

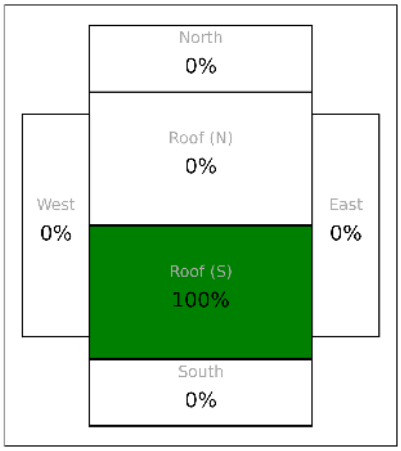


Figure 5: *Optimal LCOE: electricity_apartment load profile*

The findings show that the self-consumption rate (τ_{SC}) for the Load-Matching (LM) objective is approximately 0.20, whereas it decreases for the economic objectives: 0.16 for Payback Period (PP), 0.14 for Levelized Cost of Electricity (LCOE), and 0.12 for Net Present Value (NPV). Notably, prioritizing façades under the LM objective improves τ_{SC} by 0.10, though this results in a lower power output. In contrast, the self-sufficiency rate (τ_{SS}) exhibits opposite trends: it is 0.20 for NPV, 0.18 for LCOE, and 0.17 for PP, while the LM objective results in a lower value of 0.10. These findings indicate that prioritizing energy objectives increases the building's energy use by 10%, ensuring more locally consumed energy. However, when economic objectives are emphasized, the self-consumption rate decreases by 10%. Conversely, the

economic optimal solution, focusing on roofs, enhances the self-sufficiency rate by 10%, meaning the building would rely on its own production for 10% more of its energy needs compared to energy objectives.

3.2. Impact of Load Profiles on Energy and Economic Indicators

Figure 6 shows the optimal solutions for the LM objective, represented by the X values (percentages of PV coverage) for each load type. Among the façades, the *N* façade shows the highest coverage. For the *S*, *W*, and *E* façades, the X-values range approximately from 5% to 20%, with the highest percentage observed for the *S* façade. This is likely due to the fact that south-facing surfaces generally receive more sunlight.

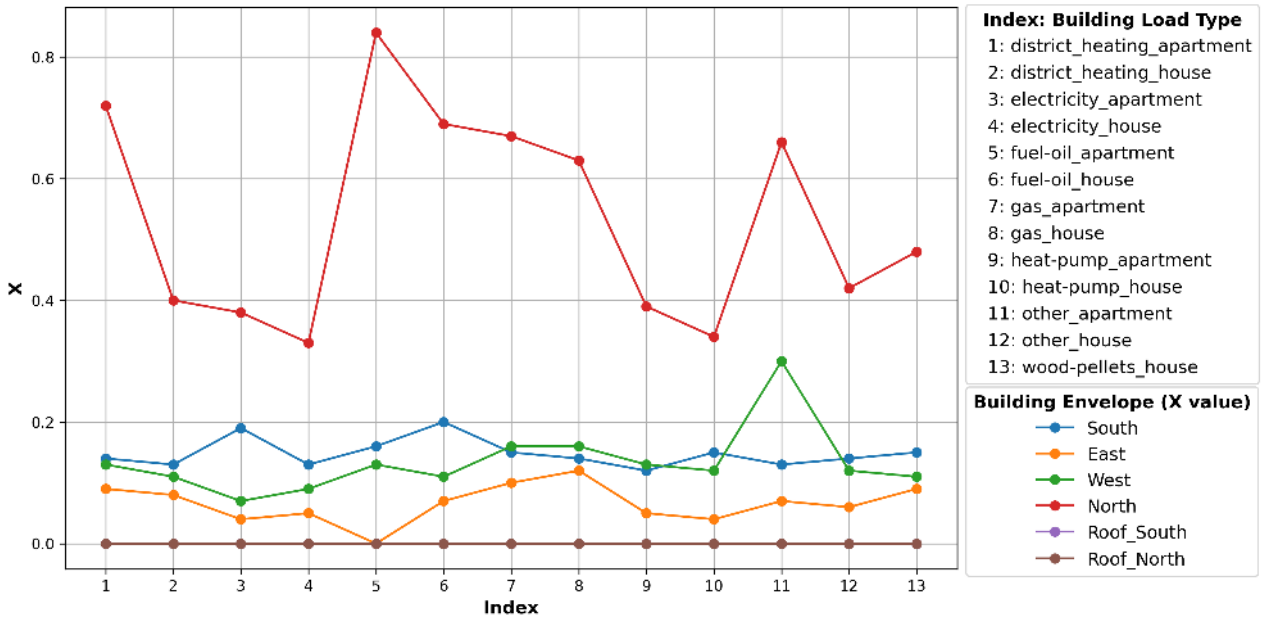


Figure 6: *PV panel coverage across building envelope for load types*

Figure 6 also illustrates the variation of X-values across façades, highlighting different fluctuation patterns. Notably, the *N* façade exhibits the highest fluctuation across all load types. For instance, in the case of *electricity* and *heat-pump*, the X-values range between 30% and 40% at the lowest level, whereas for *fuel-oil* and *gas*, they exceed 60%, reaching the highest values. It is interesting to note that load types relying on electricity allocate lower X-values to the *N* façade, whereas load types that incorporate other energy sources exhibit higher X-values. In contrast, the fluctuations for the other façades are significantly lower, with X-values confined to a narrower range and clustering more closely across load types. This suggests that changes in load type have a less significant impact on PV coverage. Notably, the *other_house* category follows a different pattern, indicating higher X-values for the *N* and *W* façades. However, since this category does not fall within a well-defined classification, its behavior is more difficult to interpret.

Regarding economic indicators, the results show that the percentage of PV coverage (X-values) remained consistent for the economic objectives of NPV and LCOE, as illustrated in Figures 3 and 5. However, the use of *RS* for PP varies between 50% and 90%, which indicates that the economic objectives are more stable when the load profile changes.

3.3. Impact of Load Profiles on Objective Function Outputs

In addition, the results show that the values related to the optimal solution of the objective function $f(x)$ differ for each load type. To facilitate comparison of the changes in the final output of each objective, $f(x)$ is normalized using the following equation: $\hat{f}_x = f_x / f_{\max}$ Where $\hat{f}_x$ is the normalized value of f_x, and $f_{\max}$ is the maximum value of f_x. This method of normalization is particularly useful, as it helps illustrate objectives that have a constant value across all load types. As Figure 7 shows, the range of changes in f_x across load types differs for each objective. The PP and LM objectives show a wider range of results, while NPV is less affected by variations in load types. It is worth noting that the LCOE objective remains constant regardless of changes in the load type. This information provides insight into the magnitude of the effect that changes in load profiles have on the final optimization solution.

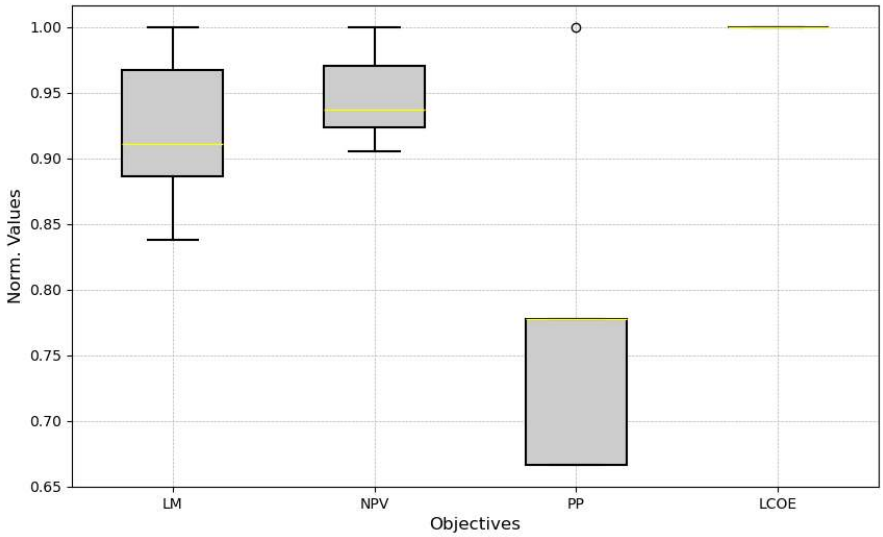


Figure 7: *Impact of load types on objective function results*

4. Discussion

The results of this analysis highlighted several important trends and outcomes: (i) The LM objective favored the valuation of building façades. This suggests that the façades align better with the load curve for energy generation for the studied load profiles. (ii) The economic objectives favored roof space for PV installation, as roofs generally offer higher economic returns due to lower installation costs. (iii) The results indicate that the *N* façade contributes to the LM objective. While previous studies often exclude the North façade [8], this study demonstrates that the optimal LM solution across load types generally requires PV coverage exceeding 30%. (iv) The load profile plays a crucial role in shaping optimization outcomes. The analysis demonstrated that different building types, with their unique consumption patterns, influence optimal PV coverage on the building envelope. However, a limitation of this study is the exclusion of grid interaction objectives, which limits the ability to assess the benefits of reducing grid dependence and optimizing grid interaction—an important aspect of PV system design. Further, the results revealed significant differences between energy and economic indicators, underscoring the need of multi-objective optimization for future work.

5. Conclusion

In conclusion, in this study, the type of load in a building can significantly influence the optimal PV implementation solution. It is demonstrated that different building consumption

profiles lead to different outcomes in terms of PV allocation, with façades being more favorable for load matching and roofs providing better economic benefits. The results underscore the need for a balanced approach in PV system design that considers both energy and economic factors. This study, carried out on the scale of a single house, it could be extended to the scale of a neighborhood with different demand profiles (office, residential buildings), which could lead to the identification of integration strategies on larger scales. In addition, the results indicate the need for implementing a multi-objective optimization approach that simultaneously considers energy-related indicators and economic feasibility.

References

[1] C. Liu, W. Xu, A. Li, et al., "Analysis and optimization of load matching in photovoltaic systems for zero energy buildings in different climate zones of China," J. Clean. Prod., vol. 238, pp. 117914, 2019.

[2] UN Environment Programme, "Global Status Report for Buildings and Construction," [Online]. Available: https://www.unep.org/resources/report/global-status-report-buildings-and-construction, 2024.

[3] International Renewable Energy Agency, "Renewable Capacity Statistics 2024," [Online]. Available: https://www.irena.org/Publications/2024/Mar/Renewable-capacity-statistics-2024, 2024.

[4] G. Airò Farulla, G. Tumminia, F. Sergi, et al., "A review of key performance indicators for building flexibility quantification to support the clean energy transition," *Energies*, vol. 14, no. 18, p. 5676, 2021.

[5] D. Kim, H. Cho, R. Luck, "Potential impacts of net-zero energy buildings with distributed photovoltaic power generation on the U.S. Elect grid," J. Energy Resour. Technol. Trans. ASME, vol. 141, pp. 1–15, 2019.

[6] L. Z. Gergely, L. Barancsuk, M. Horvath, "Beyond net zero energy buildings: Load profile analysis and community aggregation for improved load matching," Appl. Energy, vol. 379, pp. 124934, 2025.

[7] J. Liu, Z. Pan, H. Huang, et al., "Energy optimization of building-integrated photovoltaic for load shifting and grid robustness in high-rise buildings based on optimum planned grid output," Energy Convers. Manag., vol. 324, pp. 119320, 2025.

[8] M. Thebault, L. Gaillard, "Optimization of the integration of photovoltaic systems on buildings for self-consumption–Case study in France," City Environ. Interact., vol. 10, pp. 100057, 2021.

[9] National Renewable Energy Laboratory (NREL), "NSRDB Data Viewer," National Solar Radiation Data Base (NSRDB), V1, 2024. Available at: https://nsrdb.nrel.gov/data-viewer.

[10] S. Osonuga, V. Imard, C. Boisseau, F. Wurtz, B. Delinchant, "EtudELEC Data, aggregated electricity consumption data from 400+ residential customers in France," Recherche Data Gouv., V1, 2024.

[11] M. Thebault, G. Desthieux, R. Castello, et al., "Large-scale evaluation of the suitability of buildings for photovoltaic integration: Case study in Greater Geneva," Appl. Energy, vol. 316, pp. 119127, 2022.

Acknowledgements

Ce travail a été financé dans le cadre du projet FlexTASE du Programme et Equipements Prioritaires de Recherche (PEPR) TASE (Technologies Avancées des Systèmes Energétiques), financé par France 2030 (n° ANR 22-PETA-0009). Nous remercions également l'équipe de FlexTASE pour les données de consommation d'EtudELECT qui ont été fournies et qui ont contribué de manière essentielle à ce travail.

De plus, ce travail a été soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), dans le cadre du Programme des Investissements d'Avenir (réf. ANR-18-EURE-0016 – Solar Academy). Sincère gratitude à la Solar Academy pour leur précieux soutien et leurs ressources, qui ont contribué de manière significative à ce travail.

Disponibilité industrielle des AHT pour la production de vapeur surchauffée par valorisation de chaleur fatale.

Industrial availability of AHT for the production of superheated steam from waste heat.

Anouk MULLER[1*]

[1]Université Grenoble Alpes, CEA-LITEN, DTCH
F-38000 Grenoble
[*](auteur correspondant : anouk.muller@cea.fr)

Résumé - La technologie AHT, distincte des pompes à chaleur à absorption classiques, souffre d'un déploiement lent et est méconnue des industriels. Sur la base d'un cas d'étude issu de l'industrie pétrochimique, plusieurs fournisseurs d'AHT ont été identifiés et consultés. L'analyse des données fournies par ces fournisseurs a permis de synthétiser quelques éléments sur les performances des AHT et d'étudier leur capacité à répondre au besoin de vapeur industrielle à 180°C en valorisant une source de chaleur fatale de 80°C à 100°C.

Abstract - AHT technology, which differs from conventional absorption heat pumps, has been slow to take off and is little known to manufacturers. Based on a case study from the petrochemical industry, several AHT suppliers were identified and consulted. Analysis of the data provided by these suppliers enabled us to summarise a number of points regarding the performance of AHTs and to study their ability to meet the need for industrial superheated steam at 180°C by using a source of waste heat at 80°C to 100°C.

Nomenclature

Q	Puissance thermique, MW
W	Puissance électrique, MW

1. Introduction

En 2017, l'ADEME évaluait le gisement national de chaleur fatale industrielle à 109,5 TWh [1]. Cette chaleur, émise par divers équipements et procédés, est dissipée dans l'environnement sans être exploitée, parfois même avec un coût de refroidissement important. Pourtant, elle constitue une ressource énergétique considérable qui, si elle est correctement récupérée et réutilisée, peut réduire les besoins en énergie primaire, diminuer les émissions de gaz à effet de serre et générer des économies substantielles pour les entreprises. La mise en œuvre de solutions technologiques adaptées pour capter et valoriser cette chaleur fatale est donc un enjeu majeur pour l'industrie moderne, en quête d'une plus grande durabilité et de compétitivité.

Lorsque la température des effluents captés s'avère trop basse pour répondre aux besoins de chaleur identifiés, la stratégie de valorisation peut s'orienter vers une remontée du niveau thermique. A cet effet, l'Absorption Heat Transformer (AHT, ou pompe à chaleur à absorption de type 2) se distingue par sa capacité à rehausser la température de la chaleur fatale au prix

d'une consommation électrique minimale [2], offrant ainsi une alternative encore méconnue aux pompes à chaleur à compression mécanique de vapeur (PAC-CMV) ou la recompression mécanique de vapeur (RMV).

Cependant, il existe peu de retours d'expérience documentés sur l'intégration d'AHT dans un contexte industriel. Un état des lieux est pourtant indispensable pour soutenir les industriels dans leurs choix technologiques. Dans ce contexte, une étude de cas issu du secteur pétrochimique a été menée pour évaluer la faisabilité technique de l'intégration d'un AHT sur un site industriel existant. L'ambition est de répondre à un besoin interne en vapeur surchauffée, vecteur énergétique essentiel pour de nombreux processus industriels, en valorisant des effluents de vapeur polluée en sortie de process. Plus largement, cette étude a permis d'évaluer la disponibilité sur le marché actuel d'AHT en mesure de répondre au besoin industriel de production de vapeur surchauffée (180°C) à partir d'effluents à moyenne température (80 à 100°C).

2. Introduction à la technologie AHT

Cette étude se penche sur la technologie de la pompe à chaleur à absorption de type II, également appelée AHT pour Absorption Heat Transformer.

Comme la PAC à absorption de type 1 (Figure 1 (B)), l'AHT (Figure 1 (C)) utilise deux niveaux de chaleur : une source chaude et un rejet tiède. Les deux machines se distinguent par leur effet : la PAC de type 1 permet de créer un effet froid à une température inférieure à la température de rejet, tandis que la PAC de type 2 permet de produire un effet chaud à une température supérieure à la température de source.

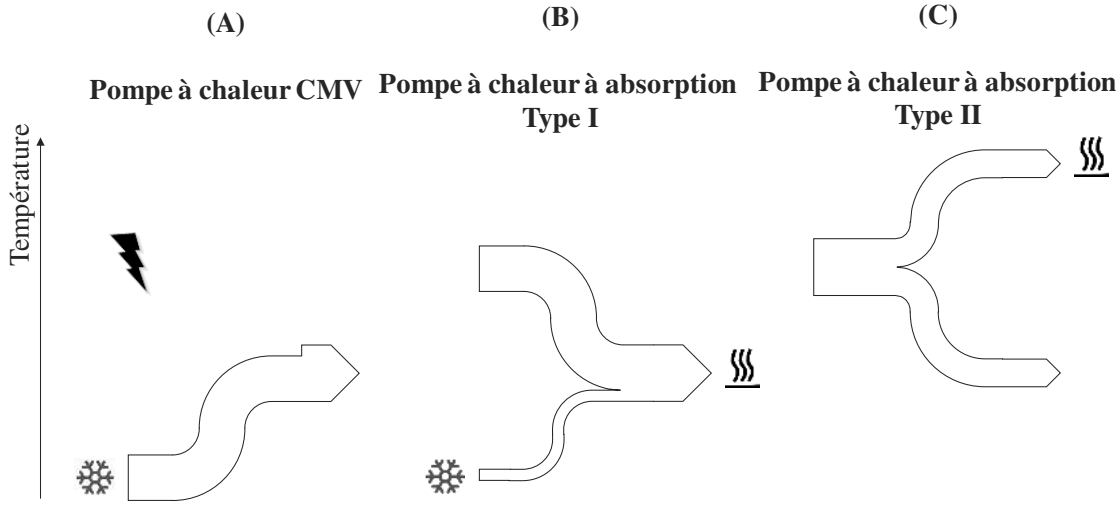


Figure 1 : *Représentation schématique des flux énergétiques de différents types de pompes à chaleur. Représentation CEA.*

La Figure 2 représente de façon simplifiée le fonctionnement classique d'un AHT.

1. Evaporateur : la chaleur fatale fait évaporer le fluide frigorigène.
2. Absorbeur : la vapeur rentre en contact avec l'absorbant (solution pauvre). Il s'ensuit une réaction d'absorption, exothermique, qui produit l'effet utile chaud. Le produit de cette réaction est la solution riche.
3. Générateur : la chaleur fatale permet de séparer des deux composants du fluide riche par évaporation du fluide frigorigène.

4. Condenseur : la vapeur est condensée par l'eau de refroidissement, puis pompée jusqu'à l'évaporateur
5. La solution pauvre est éventuellement purgée de ses gaz et pompée dans l'absorbeur

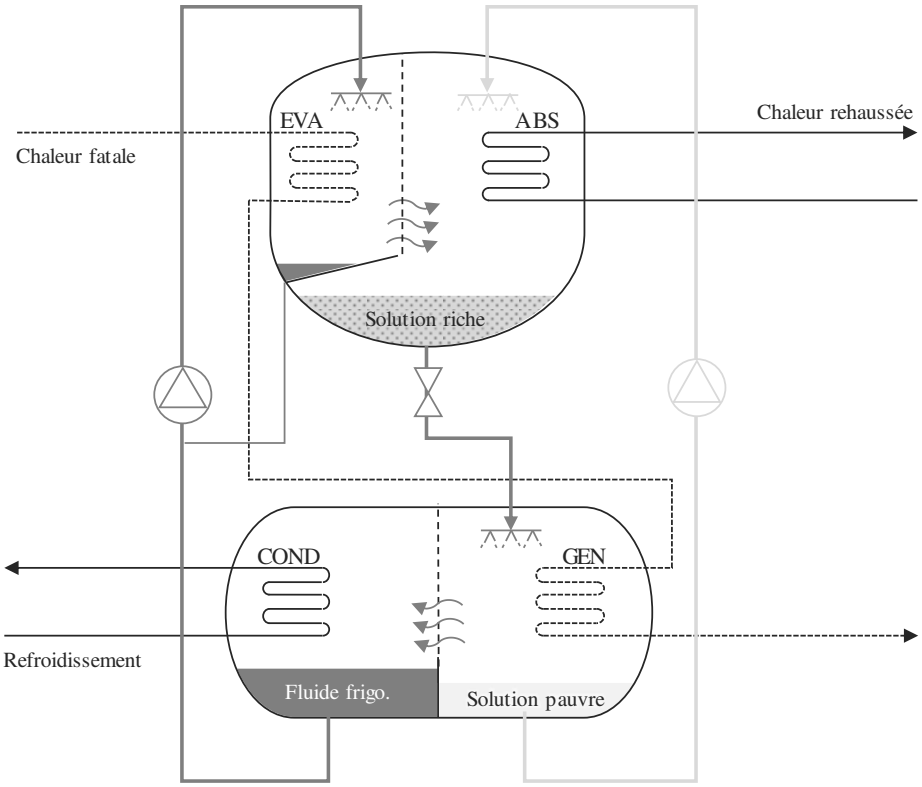


Figure 2 : *Schéma de fonctionnement d'un AHT. Représentation CEA.*

3. Acteurs actuels et aspects différenciant de leur offre technique

Un panorama des fournisseurs actuels d'AHT a été dressé, avec l'objectif d'identifier les acteurs capables de proposer une réponse technique répondant aux contraintes suivantes :

— Valorisation de chaleur fatale disponible sur un flux pollué entre 80 et 100°C
— Objectif : production de vapeur surchauffée à 180°C pour 4,5 barG afin d'alimenter un réseau de vapeur existant
— Refroidissement par réseau d'eau en régime 22/25°C

Les acteurs ayant contribué aux installations identifiées entre 1981 et 2013 [2], notamment Hitachi, GEA et Tokyo Sanyo Electric Co. Ltd. ont cessé de proposer les AHT dans leur portfolio. Depuis 2013, les installations industrielles recensées sont fournies par deux groupes, Ebara-ERSC et Thermax Ltd, qui ont été rejoints sur le marché de l'AHT par trois acteurs : Shuangliang, World Energy, Hope Deepblue.

On constate que l'expertise AHT est présente en Asie, particulièrement en Chine. L'offre se concentre sur le couple eau/bromure de lithium. La seule offre identifiée d'AHT utilisant le couple ammoniac/eau concerne la société allemande ago GmbH, les températures atteignables ne correspondant pas à l'objectif du projet.

Deux caractéristiques différencient techniquement les offres reçues : la capacité de travailler directement sur un flux de chaleur pollué et l'architecture (simple ou bi-étagée) du cycle.

Le Tableau 1 ci-dessous récapitule les fournisseurs actuels identifiés et les points différenciant de leur offre.

	Intégration amont	Cycle	Remarque
Thermax	Indirecte	Simple	
Shuangliang	Indirecte	Simple	
World Energy	Directe	Simple	
Ebara-ERSC	Indirecte	Bi-étagée	
Hope Deepblue	Indirecte	Simple	Limitation en température par défaut de certification DESP

Tableau 1 : *Synthèse des offres techniques*

Dans le cadre de l'étude, les fournisseurs ont été consultés sur plusieurs hypothèses d'intégration prenant en compte leurs contraintes d'intégration amont. En particulier, plusieurs hypothèses de puissance ont été testées, allant d'une unité pilote (0,5 MW chaud) à une hypothèse maximaliste (18 MW de chaleur fatale disponible en entrée).

4. Intégration énergétique

4.1. Périmètre 1 - AHT seul

Le périmètre 1 tel que représenté à la Figure 3 ne contient que l'AHT. Il s'agit de répondre à la question : "Une machine AHT seule peut-elle répondre au besoin exprimé ?".

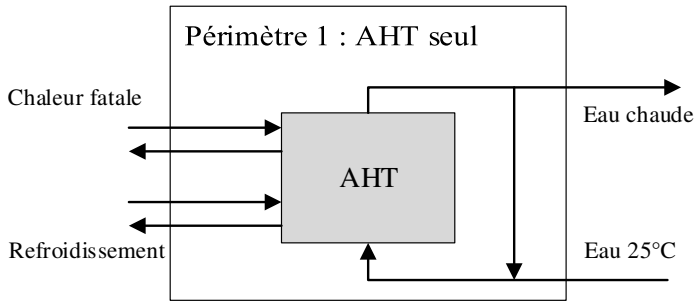


Figure 3 : *Périmètre 1*

En théorie, la température en sortie d'AHT peut atteindre des températures supérieures à 165°C. En pratique, dépasser cette température pose des risques importants. En effet, à des températures élevées, la solution de bromure de lithium utilisée dans les AHT devient très corrosive, et les inhibiteurs usuels tolèrent mal les hautes températures. De plus, le risque de cristallisation augmente avec l'élévation des températures de travail [2].

La température atteignable en sortie d'AHT dépend de la température de sortie de la chaleur fatale et de la température de refroidissement, et du cycle mis en oeuvre. Dans le cas d'une utilisation directe du flux de chaleur (100°C/80°C), l'AHT à cycle simple peut produire de l'eau chaude saturante à environ 139°C. Dans le cas d'une utilisation indirecte, qui implique un transfert de la chaleur fatale sur un medium intermédiaire et donc une baisse de la température sous forme de pincement à l'échangeur fixée à 10K (90°C/75°C), l'AHT à cycle simple peut produire à environ 133°C, tandis que l'AHT à cycle bi-étagé permet d'atteindre une température de sortie de 163°C.

Les AHT sont conçus pour produire de l'eau surchauffée. Il n'y a actuellement pas d'offre pour une production de vapeur par l'AHT.

L'intégration énergétique de l'AHT est contrainte par les faibles différences de températures acceptables aux échangeurs. La température à laquelle le flux de chaleur fatale est refroidi par l'AHT doit être aussi élevée que possible pour maximiser la température de production ; elle ne peut être inférieure à environ 70°C. L'AHT ne permet donc pas de valoriser un flux de chaleur fatale sur une large plage de température. Cela signifie qu'il est particulièrement adapté pour valoriser l'énergie latente issue de la condensation d'effluents gazeux, mais ne permet pas de valoriser l'énergie issue du refroidissement jusqu'à température ambiante d'effluents liquides. De même, au niveau de la production, la température d'entrée de l'eau d'alimentation est maintenue à environ 10K de la température de production visée. Cela implique a minima un mélange en sortie d'AHT, avec un débit de recirculation conséquent.

Le COP thermique de l'AHT est défini comme suit :

$$COP_{th,AHT} = \frac{Q_{rehaussée}}{Q_{chaleur\,fatale,utile}} \tag{1}$$

La consultation a permis de confirmer l'hypothèse classique d'un COP_{thAHT} entre 0,45 et 0,5 pour un cycle simple et 0,3 pour les cycles bi-étagé. Cela signifie que les systèmes de récupération de chaleur fatale impliquant un AHT permettent de valoriser jusqu'à 50% de la chaleur fatale sur la plage de travail.

La consommation électrique des AHT est réputée faible car les consommateurs se limitent à deux (parfois trois) pompes. Cet aspect a été confirmé par l'étude. En effet, l'ordre de grandeur de la consommation électrique d'un AHT simple est estimé à une dizaine de $kW_{électrique}/MW_{chaud}$, plusieurs dizaines de $kW_{électrique}/MW_{chaud}$ pour un AHT bi-étagé (Figure 4).

Le CAPEX d'un AHT simple (Figure 5) peut être approché par l'équation (2) :

$$CAPEX_{AHT} = 93825 + Q_{rehaussée} * 147532 \tag{2}$$

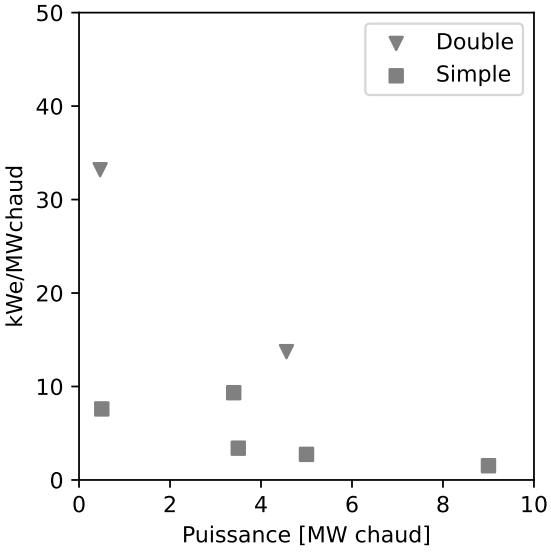


Figure 4 : *Consommation électrique*

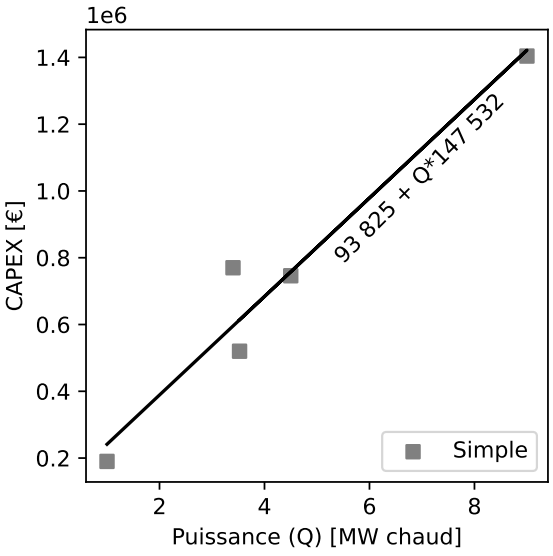


Figure 5 : *CAPEX*

4.2. Périmètre 2 - Technologies complémentaires

Le périmètre 2 comprend des technologies complémentaires qui sortent du domaine de l'AHT. Deux technologies ont été inclues dans cette étude : la compression mécanique de vapeur

(CMV) et le bouilleur électrique (*e-boiler*). Ces technologies permettent d'atteindre un niveau de qualité de vapeur supérieur, à savoir de la vapeur surchauffée, au prix d'une consommation électrique significative. Le périmètre inclut également le refroidissement par aérocondenseurs des flux "chaleur fatale" et "eau de refroidissement" en sortie d'AHT.

4.2.1. Compression mécanique de vapeur (CMV)

On considère la production de vapeur saturée par flash, puis une compression de cette vapeur par CMV afin d'obtenir une vapeur surchauffée (180°C pour 4,5 barG) (Figure 6).

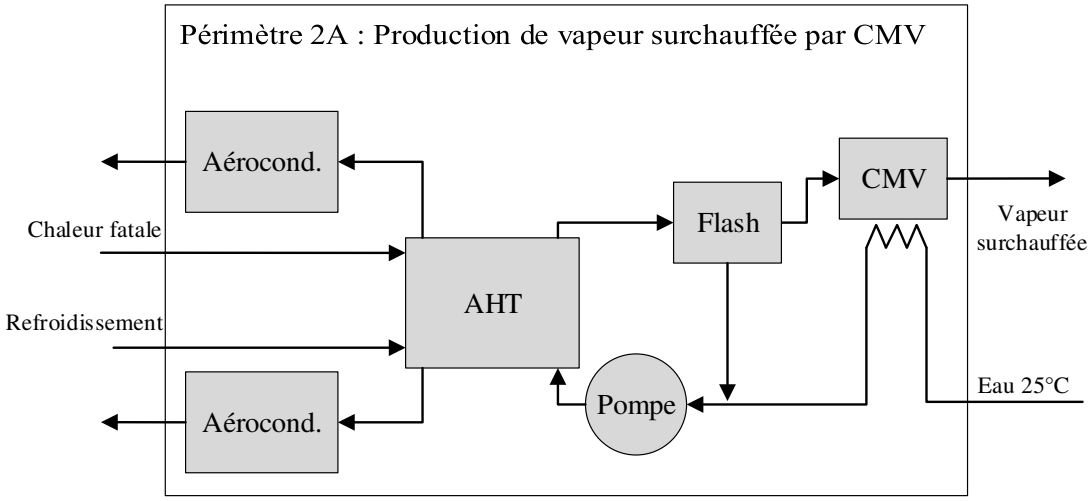


Figure 6 : *Périmètre 2A*

La production de vapeur par procédé flash est un phénomène thermodynamique où un liquide saturant, préalablement mis sous pression grâce à une pompe, subit une détente rapide, provoquant ainsi une vaporisation instantanée d'une partie du liquide. Un réservoir permet ensuite de séparer la phase vapeur produite de la phase liquide. Il s'agit donc d'un équipement passif, dont la consommation électrique se limite aux auxiliaires, notamment les pompes de circulation. Ce procédé est couramment utilisé dans les systèmes industriels, il est bien connu des fournisseurs d'AHT, qui se tournent naturellement vers lui pour répondre au besoin de vapeur exprimé lors de la consultation. Certains fournisseurs incluent le flash tank dans le calcul de pré-dimensionnement, tout en l'excluant du périmètre de fourniture.

Cependant, la limite rencontrée avec l'utilisation d'un flash tank est que la vapeur produite est saturée et non surchauffée. Sa pression et sa température sont nécessairement inférieurs à ceux en sortie d'AHT. L'étape finale de compression peut être effectuée intégrant un compresseur de vapeur. L'augmentation de température rend nécessaire le refroidissement du compresseur, cette chaleur excédentaire pouvant être utilisée pour préchauffer l'eau d'alimentation.

4.2.2. Bouilleur électrique

Actuellement, la vapeur surchauffée nécessaire à l'industrie est généralement produite à l'aide d'un bouilleur alimenté par des énergies fossiles, souvent du gaz. Il est envisageable de remplacer cet équipement par un bouilleur électrique, dans lequel le chauffage puis la vaporisation sont obtenues grâce à des résistances électriques ou des systèmes de chauffage par induction (Figure 5).

Dans ce cas, l'AHT ne contribuera que très partiellement à la consommation énergétique

totale. En effet, l'AHT ne couvre que la préchauffe (chaleur sensible, environ 10% de l'énergie nécessaire), tandis que la vaporisation (chaleur latente) et la surchauffe (chaleur sensible) sont couverts par le bouilleur électrique et représentent environ 90% de l'énergie nécessaire.

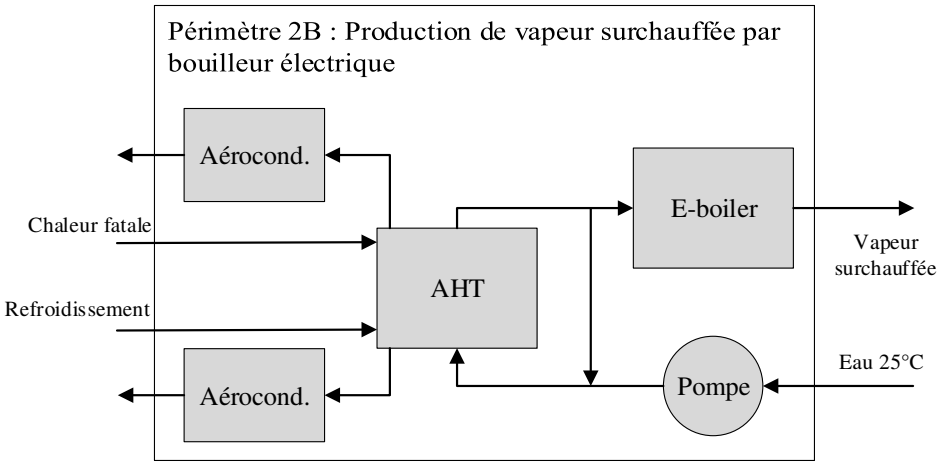


Figure 7 : *Périmètre 2B*

4.2.3. Grandeurs caractéristiques

La Figure 8 représente les puissances électriques des systèmes complets. La consommation électrique de l'AHT s'avère négligeable face à celles des auxiliaires. La préchauffe de l'eau d'alimentation d'un bouilleur électrique permet de réduire la contribution électrique d'une tonne/h de vapeur à environ 650 kW, soit 87% du total, avec une puissance pouvant être maximisée. L'utilisation de la CMV en complément de l'AHT se traduit quant à elle par une plus grande efficacité électrique (entre 100 et 200 kW électriques par tonne/h de vapeur produite) ; avec cependant une puissance limitée.

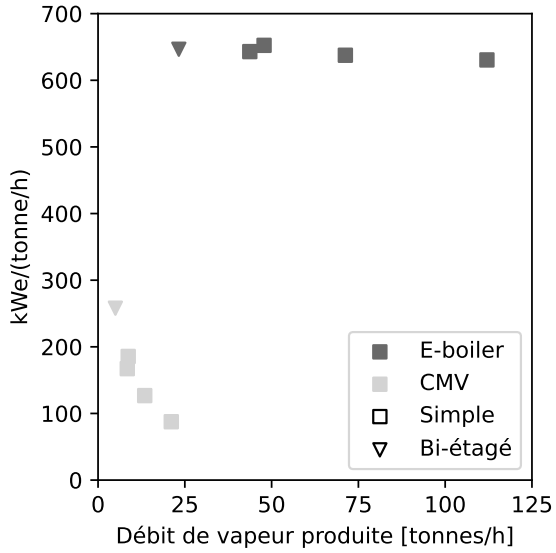


Figure 8 : *Puissances énergétiques en jeu dans les périmètres 2A et 2B*

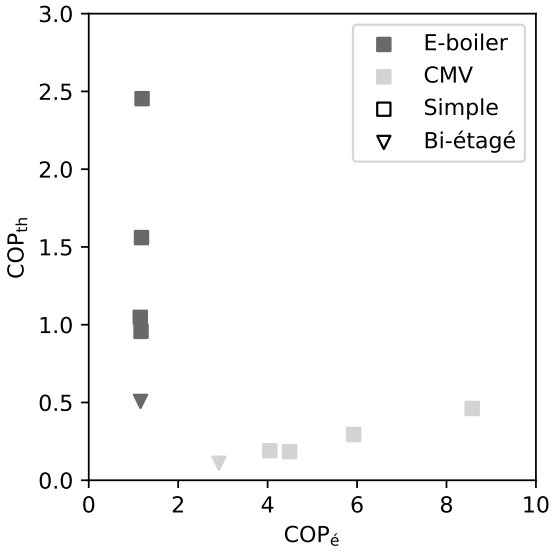


Figure 9 : *COP thermiques et électriques pour les périmètres 2A et 2B*

Le COP thermique du système est défini comme suit :

$$COP_{th,s} = \frac{Q_{vapeur}}{Q_{chaleur\,fatale}} \tag{3}$$

Le COP électrique du système est défini comme suit :

$$COP_{é,s} = \frac{Q_{vapeur}}{W_{AHT} + W_{Appoint} + W_{Aéro1} + W_{Aéro2}} \tag{4}$$

Les $COP_{th,s}$ et $COP_{é,s}$ sont représentés à la Figure 9. Le système 2A permet d'atteindre une efficacité électrique supérieure à 3 pour un cycle bi-étagé et entre 4 et 9 pour un cycle simple, avec un $COP_{th,s}$ restreint par le $COP_{th,AHT}$ à 0,5. Le système 2B permet d'augmenter légèrement le $COP_{é,s}$ au dessus de 1. Les $COP_{th,s}$ supérieurs à 0,45 sont alors dus à un apport d'énergie sous forme électrique, transformée en chaleur.

5. Conclusion

L'étude a permis de faire le point sur les fournisseurs actuels. Tous sont asiatiques, certains avec une expérience significative, d'autres arrivés plus récemment sur le marché. Les AHT proposés actuellements mettent en oeuvre le couple H_2O/LiBr et produisent de l'eau surchauffée.

Les AHT peuvent réhausser un flux de chaleur avec une efficacité thermique proche de 50%, avec une consommation électrique propre d'une dizaine de watt par kilowatt de chaleur réhaussée. En considérant un système complété par un compresseur de vapeur, le $COP_{é,s}$ est supérieur à 3 et peut dépasser 6 avec une intégration directe sur le flux de chaleur fatale. En préchauffe de l'eau d'alimentation d'un bouilleur électrique, l'AHT permet de réduire d'environ 10% sa consommation électrique.

L'intégration d'un AHT sur site industriel doit prendre en compte les contraintes technologiques de l'équipement, comme les plages de température limitées et le besoin de refroidissement.

Pour la production de vapeur à haute densité énergétique, le couplage d'un AHT avec des technologies complémentaires (CMV, bouilleurs) est à investiguer avec des études plus précises.

Références

[1] ADEME, La Chaleur Fatale, *Clés pour Agir*, 2017/09

[2] Falk Cudok, Niccolò Giannetti, José L. Corrales Ciganda, Jun Aoyama, P. Babu, Alberto Coronas, Tatsuo Fujii, Naoyuki Inoue, Kiyoshi Saito, Seiichi Yamaguchi, Felix Ziegler, Absorption heat transformer - state-of-the-art of industrial applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 141 (2021) 110757

Analyses expérimentales d'écoulement diphasique du réfrigérant dans une machine de froid à absorption de type GAX

Experimental analysis of the refrigerant two-phase flow in an absorption chiller based on GAX cycle

Van Kha PHAM[1,2,3], Nolwenn LE PIERRÈS[1], Hai Trieu PHAN [2,*]

[1] Laboratoire procédés énergie bâtiment (LOCIE) – CNRS, Université Savoie Mont Blanc, Savoie Technolac, 73370 Le Bourget du Lac, France
[2] CEA, LITEN – Université Grenoble Alpes, Campus INES, 73375 Le Bourget du Lac, France
[3] University of Transport and Communications, No 3. Cau Giay Street, Hanoi, Vietnam.
[*](Corresponding author: haitrieu.phan@cea.fr)

Résumé

Cette étude vise à analyser les données expérimentales d'un cycle de réfrigération avec générateur-absorbeur (GAX) ammoniac-eau pour évaluer les différentes conditions de fonctionnement du système. Les résultats permettent de déterminer les conditions thermodynamiques de l'écoulement du fluide frigorigène et d'évaluer les performances de l'évaporateur, qui est présenté comme le composant clé limitant les performances du refroidisseur. Il est démontré que la pureté du fluide frigorigène joue un rôle important dans les conditions d'écoulement diphasique et que l'écart entre les lignes de bulle et de rosée du mélange ammoniac-eau peut conduire à une limitation de la capacité d'évaporation.

Abstract

The main goal of this research is to analyze the experimental data of a ammonia-water Generator-Absorber heat-exchange (GAX) cooling cycle to evaluate the different operating conditions of the system. The results enable to determine the thermodynamic conditions of the refrigerant flow and evaluate the performance of the evaporator, which is shown as the key component limiting the chiller performance. This study demonstrates that the refrigerant purity has a strong role in the two-phase flow conditions and the deviation between the bubble and dew lines of the ammonia-water couple can lead to limitation of the evaporation capacity.

Nomenclature

A	heat transfer area, m^2
Cp	specific heat capacity, kJ/(kg.K)
h	enthalpy, kJ/kg
$\dot{m}$	mass flow rate, kg/h
p	pressure, bar
q_{vap}	Vapour quality, -
$\dot{Q}$	heat flux, kW
x	ammonia mass fraction, -
T	temperature, ℃
U	heat transfer coefficient, $W/(m^2.K)$

Greek symbols

ρ	density, kg/m^3
ε	thermal effectiveness, -
ΔT	temperature difference, K

Index and exponent

A	Absorber
C	Condenser
E	Evaporator
G	Generator
HTF	heat transfer fluid

[*] Auteur correspondant: haitrieu.phan@cea.fr

i	inlet
l	liquid
max	maximum
min	minimum
o	outlet
ref	refrigerant
s	saturated
sol	solution
v	vapour

1. Introduction

The International Energy Agency reported the growing demand for cooling over the next three decades as one of the top drivers of global electricity consumption. To cut down the electricity demand and the carbon dioxide emissions, an encouraging alternative to the conventional chillers is the adoption of absorption machines operating with abundant and sustainable heat sources, like solar radiation or industrial waste heat [1]. However, absorption chillers have some disadvantages such as large size, high cost and low efficiency, especially when producing negative temperatures. Several studies have been conducted to improve their performance, including the use of architectures such as double or triple-effect. However, these systems become more complex, leading to more difficult control and higher investment costs. A Generator-Absorber Heat-Exchange (GAX) cycle has a simple architecture like a single-effect cycle, but with higher performance by taking advantage of internal heat recovery. It was first proposed by Altenkrich in 1914 [2]. Due to the temperature difference between the high temperature part of the heat-rejecting absorber and the low temperature part of the heat-absorbing generator ($\Delta T_{overlap}$), the GAX effect allows a part of the heat rejected by the absorption process to be recovered to generate the refrigerant vapor, thereby reducing the required heat from the external heat source supplied at the generator. As the GAX cycles use ammonia-water (NH_3-H_2O) as the working couple, they can operate without crystallization problems [2].

Priedeman et al. [3] conducted an experimental study on an absorption chiller with a cooling capacity of 17.6 kW to produce chilled water at a temperature of 7.2 °C. The coefficient of performance (*COP*) reached 0.68 compared to a single-effect chiller with a *COP* of only 0.48.

Velázquez and Best [4] analyzed the thermodynamic performance of a 10.6 kW air cooled absorption chiller GAX cycle powered by natural gas and solar energy using air for cooling. When the evaporating temperature was reduced from 4 to -5.5 °C at a condensing temperature of 50 °C, the temperature lift (the temperature difference between the condenser and the evaporator) increases from 46 to 55.5 °C, but the *COP* decreases from 0.86 to 0.66. This is due to the pressure and temperature of the absorber, decreasing according to the evaporator pressure, thereby reducing the $\Delta T_{overlap}$.

Gómez et al. [5] studied a GAX absorption chiller with cooling power of 10.6 kW using heat source with temperature from 180 to 195 °C. 55.7% of the heat from internal heat recovery was utilized to create chilled water at 15 °C with a *COP* of 0.58.

García-Arellano et al. [6] investigated a dynamic analysis of a shell and tube evaporator with the refrigerant mass flow rate changing from 4 to 8.5 g/s. The chilled water produced had a temperature increased from 13.4 to 18.8 °C and the cooling capacity increased from 3.8 to 7.4 kW. A transfer function was found to predict the outlet temperature and cooling capacity, to be used in the control of the GAX cycle.

To our knowledge, there is a lack of information on the operation of absorption chillers GAX cycle to produce negative temperature (down to -20 °C). Within the framework of the European FriendSHIP project, a prototype of ammonia-water absorption chiller using GAX effect fed by solar heat has been developed to produce cold at -20°C for industrial applications (such as food

preservation and pharmaceuticals) [7]. In the present work, an experimental analysis on this novel architecture is carried out. In the literature, some common assumptions are used, such as at the exits of the condenser and evaporator, the refrigerant is fully condensed or evaporated [8], [9]. However, under the conditions of a cold water exit temperature of -20 °C these conditions are difficult to achieve. To clarify this issue, analysis of the refrigerant flow at the nominal working point of the prototype is carried out. The two-phase condition at the outlet of the evaporator as well as the cooling capacity are evaluated.

2. Experimental data analysis

2.1. Prototype architecture

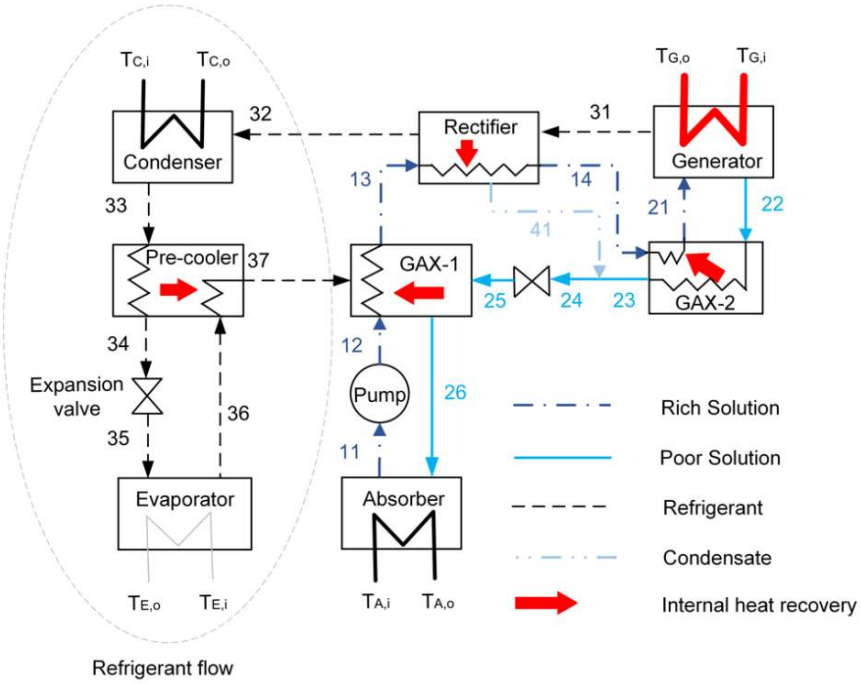


Figure 1: *Schematic of the GAX architecture [7]*

Figure 1 shows the schematic diagram of the FriendSHIP prototype including the main components. Because the system produces chilled water down to -20 °C, the external heat transfer fluid (HTF) of the evaporator is selected as temper -40, the HTF of the remaining components are water. The working principle of this prototype is explained in detail in [7]. Thanks to its innovative architecture based on the GAX effect, a part of the heat rejected by the absorption process is recovered to generate the refrigerant vapor in GAX-1 and GAX-2 (figure 1), thereby reducing the required heat from the external heat source supplied at the generator, and thus improving the performance of the cycle. A rectifier is necessary in the machine, as the volatility of water is close to that of ammonia. Thus, the purity of the vapour exiting the generator at point 32 is high but not strictly equal to 1, as this vapour contains a fraction of water. The refrigerant flow moves from state 32 to state 37, similar to a conventional absorption chiller. The poor solution exits the generator at high temperature in state 22 and is cooled in GAX-2. It then mixes with the condensate from the rectification process at state 41, becoming state 24. From there, it passes through an expansion valve to decrease its pressure and exits at state 25. In this state, it mixes with vapor at state 37 inside GAX-1, leading to the absorption phenomenon which releases heat to the rich solution in the other side of the heat exchanger and transform it from state 12 to state 13. At the outlet of GAX-1, the two-phase solution at state 26 enters the absorber to finish the absorption process by releasing heat to the heat transfer fluid.

2.2. Measurements

To study the limits and effects of different working conditions on the efficiency of the machine, experiments were conducted under 31 different operating steady states in the range shown in Table 1. The prototype is instrumented with 8 Pt100 temperature sensors and 4 flowmeters for the HTF. To determine the internal state parameters of the cycle, 25 thermocouples, 4 pressure gauges, 3 Coriolis flowmeters and 3 liquid level sensors are used.

Table 1: *Experimental campaign matrix for tests carried out on the GAX prototype*

Parameters	Nominal point	Operating range
$T_{G,i}$, ℃	130	120-155
$T_{A,i} = T_{C,i}$, ℃	20	15-25
$T_{E,o}$, ℃	-20	(-20)-(-5)
$\dot{m}_{pump}, kg/h$	170	170-180

2.3. Data processing

To analyze the system performance on the refrigerant flow (as shown in figure 1), parameters that cannot be measured directly will be defined in this section.

By correlation, the mass fraction of the solution and the refrigerant is determined when the temperature and density values are determined:

$$x = f(\rho, T) \tag{1}$$

The thermodynamic properties of the NH_3-H_2O couple were determined using the REFPROP software [10].

The heat flux can be calculated for the HTF as follows:

$$\dot{Q}_{HTF} = \dot{m}_{HTF} \times Cp_{HTF} \times \left|T_{HTF,i} - T_{HTF,O}\right| \tag{2}$$

Additionally, the heat flux can be calculated for the refrigerant side as follows:

$$\dot{Q}_{ref} = \dot{m}_{ref} \times \left|h_{ref,o} - h_{ref,i}\right| \tag{3}$$

Assuming that heat loss to the external environment is neglected, the global heat transfer coefficient of a heat exchanger can be determined by the following formula:

$$U = \frac{\dot{Q}_{HTF}}{A \times \overline{\Delta T}_{ln}} \tag{4}$$

Where: $\overline{\Delta T}_{ln}$ is the log-mean temperature difference, °C $\overline{\Delta T}_{ln} = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}}{ln \frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}}$ (5)

To determine the quality of the vapour leaving the evaporator, first the enthalpy at the outlet h_{36} is determined from the energy balance (assuming heat losses are neglected):

$$h_{36} = h_{35} + \frac{\dot{Q}_{E,HTF}}{\dot{m}_{E,ref}} \tag{6}$$

On the other hand, from temperature, pressure and ammonia mass fraction at the exit of the evaporator, we can calculate saturated liquid enthalpy $h_{36,l,sat}$ and saturated vapor enthalpy $h_{36,v,sat}$. The vapour quality q_{vap}, defined as the ratio of the mass flow of the vapour to the total mass flow of the refrigerant, can be calculated according to the following equation:

$$q_{vap} = \frac{h_{36} - h_{36,l,sat}}{h_{36,v,sat} - h_{36,l,sat}} \tag{7}$$

The thermal effectiveness is defined as the ratio of the actual transferred heat to the maximum transferable heat. The thermal effectiveness of evaporator (ε_E) is defined as follows:

$$\varepsilon_E = \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_{E,max}} \tag{8}$$

Considering the HFT as the limiting fluid, the maximum heat flux for an ideal evaporator is :

$$\dot{Q}_{E,max} = \dot{Q}_{E,HTF,max} = \dot{m}_{E,HTF} \times Cp_{temper} \times \left(T_{E,i} - T_{35}\right) \tag{9}$$

Where: $Cp_{temper}$is the specific heat capacity of the temper -40 HTF

3. Results and discussion

In order to clearly understand the operating principle of the novel prototype, the nominal point and the effects of the different parameters are investigated.

First, the performance at the nominal point is analyzed. Experimental data shows the prototype's cooling capacity is about 6 kW, with a supply heat of about 16 kW and electricity use of about 0.15 kW. This value of cooling capacity is lower than the design target of 10 kW. Therefore, the analysis of the processes involved in the refrigerant line (points 32 to 37 in Figure 1) is carried out for a better understanding of this deviation.

Table 2 shows the refrigerant experimental state points at different location from the inlet of the condenser (point 32) to the outlet of the pre-cooler (point 37). The condition of the refrigerant at the inlet and outlet of the condenser are shown by states 32 and 33 (figure 1). Point 34 represents the condition of the sub-cooled liquid refrigerant at the exit of the pre-cooler. Point 35 is the outlet of the expansion valve. Unlike the assumption that the enthalpy difference through the throttle valve is ignored, here because the temperature of the refrigerant at the throttle valve (~ -20 ℃) is very low compared to the ambient temperature (~ 20 ℃) and as the throttle valve is not isolated, there is heat transfer from the ambient to the refrigerant, causing an increase of the enthalpy through this throttle valve. Point 36 represents the exit of the evaporator and the condition of the refrigerant at the exit of the pre-cooler is shown by point 37. The enthalpy of points 36 and 37 are determined from the energy balance equations.

Table 2: *Refrigerant condition at experimental nominal operating conditions*

State points	Pressure (bar)	Temperature (℃)	x (-)	h (kJ/kg)
32	9.86	73.4	0.96	1712
33	9.86	20.3	0.96	392
34	9.86	-19.9	0.96	203
35	1.52	-24.0	0.96	224
36	1.52	-21.0	0.96	1257
37	1.52	3.1	0.96	1446

Figure 2 shows the T-x curves of bubble and dew lines of a NH_3-H_2O mixture at the working measured pressures (p_{32} = 9.86 bar and p_{35} = 1.52 bar). The temperature difference between the dew line and the bubble line at an ammonia mass fraction of 0.96 is huge, around 66 °C with a dew temperature of 44 °C. Since the exchange at the evaporator is limited by the inlet temperature of the HTF ($T_{E,i}$ = -17 °C), the condition for a complete evaporation of the

refrigerant can never be reached, therefore, the refrigerant exits the evaporator in two-phase condition.

As shown in Figure 3, the refrigerant continues to be evaporated in the pre-cooler (36 to 37). However, leaving the pre-cooler, the point 37 of the refrigerant is still in two-phase condition since the point 37 cannot reach the dew point line. The temperature of point 37 is limited by the pre-cooler efficiency as well as the temperature of point 33. The return of liquid refrigerant to the absorber is an efficiency loss for the cycle.

The above analysis shows that the evaporator is undersized and is the key component which limits the cooling capacity of the chiller. In order to identify ways to improve its design, analysis of the evaporator performance is described in the following paragraphs.

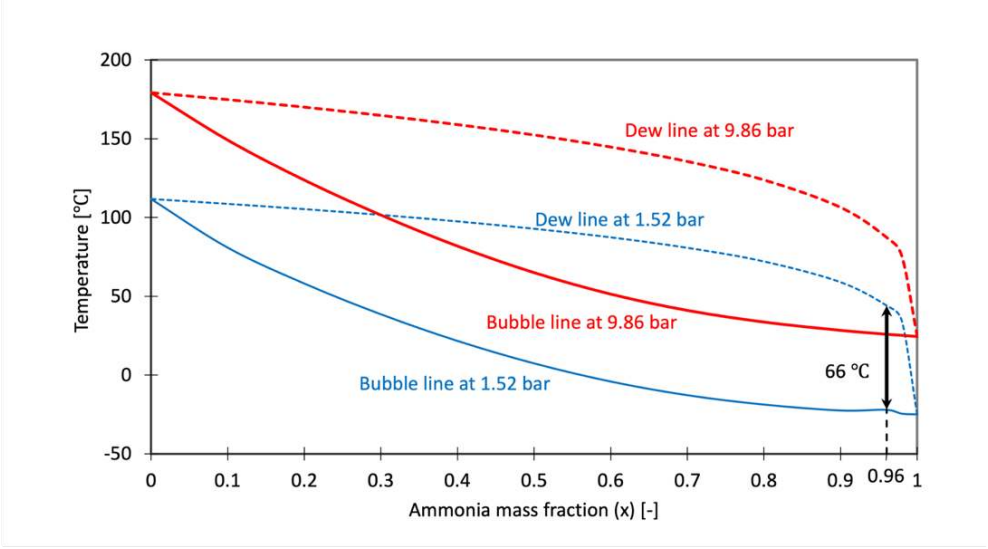
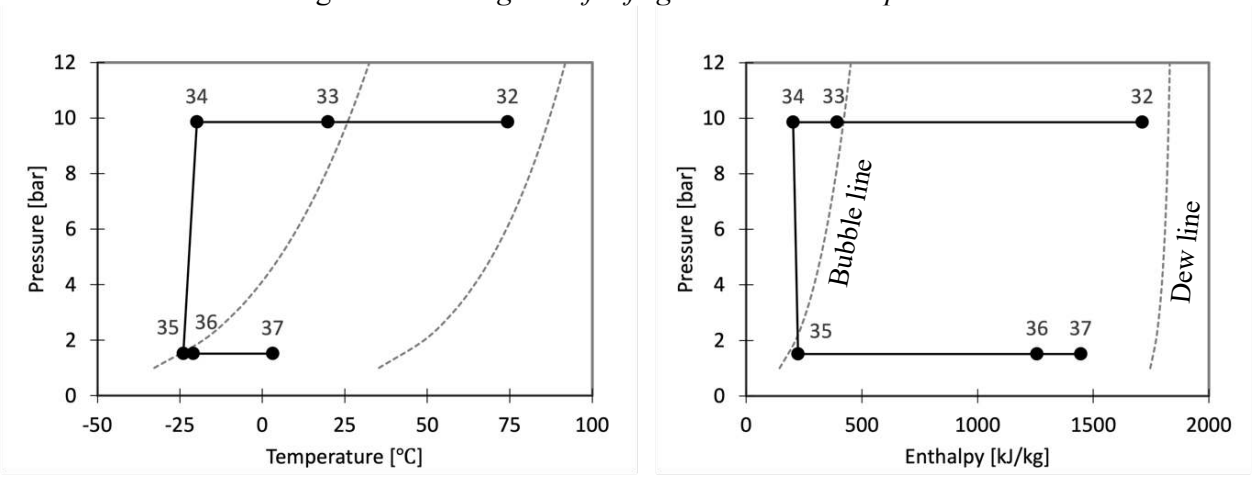


Figure 2: *T-x diagram of refrigerant at nominal point*



a) P-T diagram b) P-h diagram

Figure 3: *P-T and P-h diagrams of the refrigerant at x = 0.96*

Figure 4 illustrates the effect of refrigerant mass flow rate $\dot{m}_{ref}$, which varies with the evaporator temperature ($T_{E,o}$ from -20 °C to -5 °C), on the global heat transfer coefficient U_E when $T_{G,i}$ from 120 to 150 °C. When $\dot{m}_{ref}$ changes from 20 to 36 kg/h, U_E increases from 2300 to 2900 W/(m^2.K). The thermal effectiveness of the evaporator ε_E increases linearly with U_E and reaches a maximum value of 0.46 as shown in Figure 5. This value of ε_E is quite low compared to the selected design and simulation conditions (typically 0.80).

Figure 6 shows the experimental value of the vapour mass flow rate of refrigerant $\dot{m}_{ref,vapour}$ and the vapour quality (q_{vap}) at point 36 as functions of $\dot{m}_{ref}$. The vapour quality

remains nearly constant (around 0.75 to 0.80), leading to a linear increase of $\dot{m}_{ref,vapour}$ exit of the evaporator from 15 to 27 kg/h.

Figure 7 illustrates the effect of the change in the amount of vapor produced by the evaporator with the cooling capacity. At the point where $\dot{m}_{ref,vapour}$ is about 18.5 kg/h in Figure 7, this stability is not good compared to other conditions because of the very low inlet temperature the generator (120 °C). In some working conditions ($T_{G,i}$ from 120 to 150 °C) the cooling capacity increases to reach 10 kW thanks to the increase in the amount of vapor produced.

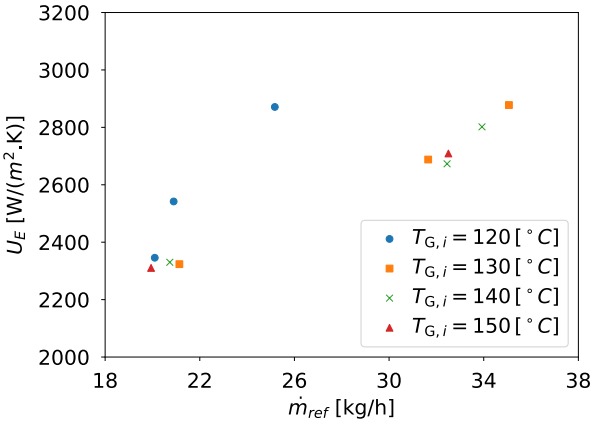


Figure 4: *Evaluation of the relationship between U_E and $\dot{m}_{ref}$ with varying $T_{G,i}$ at $T_{A,i}$ = 20 °C*

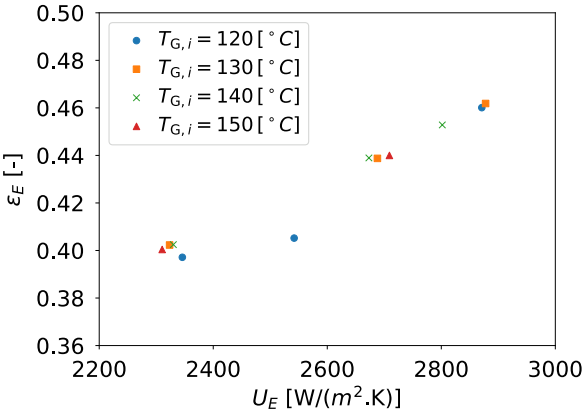


Figure 5: *Evaluation of the relationship between ε_E and U_E with varying $T_{G,i}$ at $T_{A,i}$ = 20 °C*

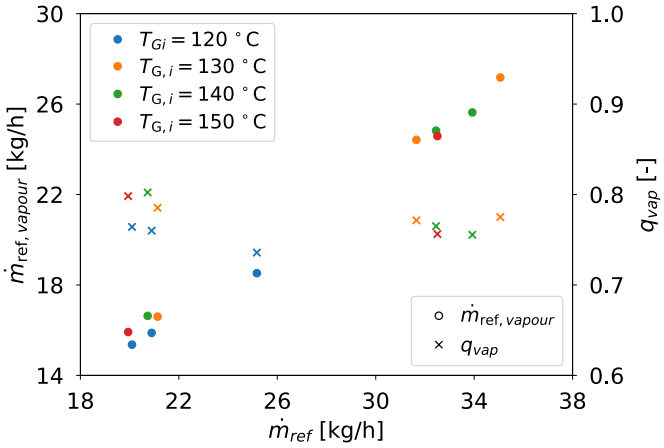


Figure 6*: Evaluation of the relationship between $\dot{m}_{ref,vapour}$, q_{vap} and $\dot{m}_{ref}$ with varying $T_{G,i}$ at $T_{A,i}$ = 20 °C*

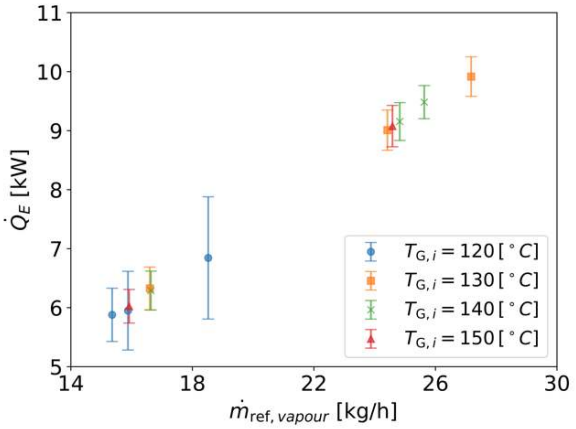


Figure 7*: Evaluation of the relationship between $\dot{Q}_E$ and $\dot{m}_{ref,vapour}$ with varying $T_{G,i}$ at $T_{A,i}$ = 20 °C*

This analysis shows that the impure refrigerant with an ammonia mass fraction of 0.96 has a strong impact on the thermodynamic conditions of the refrigerant in the evaporator, leading to strong limitation in term of the evaporation capacity. Therefore, to improve the chiller performance, it is important to focus not only on the evaporator size but also on the purity of the refrigerant generated, and as a consequence on the desorber design and dimensioning.

4. Conclusion

In this paper, the experimental data of a novel GAX absorption chiller were analyzed in order to identify two-phase conditions of the refrigerant flow. This analysis gives insight to explain why the measured cooling power (6 kW) is lower than the target power (10 kW). The low

thermal effectiveness of the evaporator (<0.46) is related to not only its geometry but also to the imposed thermodynamic conditions. The impure refrigerant with an ammonia mass fraction of 0.96 is the main factor that limits the evaporation capacity by a huge difference between the bubble and dew temperatures for that mixture. Thanks to this work, a way to improve the chiller performance was identified as a change of not only the evaporator sizing but also of the desorption process in order to improve the refrigerant quality.

References

[1] D. N. Nkwetta and J. Sandercock, A state-of-the-art review of solar air-conditioning systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 60, pp. 1351–1366, Jul. 2016, doi: 10.1016/j.rser.2016.03.010.

[2] K. E. Herold, R. Radermacher, and A. K. Sanford, *Absorption Chillers and Heat Pumps*, Second Edition. CRC Press, 2016.

[3] D. K. Priedeman, M. Garrabrant, J. A. Mathias, R. Stout, and R. N. Christensen, Performance of a Residential-Sized GAX Absorption Chiller, *Journal of Energy Resources Technology*, 2001, doi: doi.org/10.1115/1.1385519.

[4] N. Velázquez and R. Best, Methodology for the energy analysis of an air cooled GAX absorption heat pump operated by natural gas and solar energy, *Applied Thermal Engineering*, vol. 22, no. 10, pp. 1089–1103, Jul. 2002, doi: 10.1016/S1359-4311(02)00028-5.

[5] V. H. Gómez, A. Vidal, R. Best, O. García-Valladares, and N. Velázquez, Theoretical and experimental evaluation of an indirect-fired GAX cycle cooling system, *Applied Thermal Engineering*, vol. 28, no. 8–9, pp. 975–987, Jun. 2008, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2007.06.027.

[6] C. García-Arellano, O. García-Valladares, and V. H. Gómez, Experimental analysis of a transfer function for the transient response of an evaporator in an absorption refrigeration GAX system, *Applied Thermal Engineering*, vol. 30, no. 14–15, pp. 2026–2033, Oct. 2010, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2010.05.008.

[7] H. Demasles, A. Muller, and H. T. Phan, Development of ammonia-water absorption chillers for negative cooling in industrial solar systems, presented at the 26th IIR International Congress of Refrigeration, Paris , France, Aug. 2023. doi: 10.18462/iir.icr.2023.0054.

[8] A. S. Mehr, M. Yari, S. M. S. Mahmoudi, and A. Soroureddin, A comparative study on the GAX based absorption refrigeration systems: SGAX, GAXH and GAX-E, *Applied Thermal Engineering*, vol. 44, pp. 29–38, Nov. 2012, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2012.03.033.

[9] A. S. Mehr, V. Zare, and S. M. S. Mahmoudi, Standard GAX versus hybrid GAX absorption refrigeration cycle: From the view point of thermoeconomics, *Energy Conversion and Management*, vol. 76, pp. 68–82, Dec. 2013, doi: 10.1016/j.enconman.2013.07.016.

[10] E. H. Lemon, I. H. Bell, M. L. Huber, and M. O. McLinden, *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 10.0, National Institute of Standards and Technology*. (2018). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg. [Online]. Available: https://www.nist.gov/srd/refprop

Acknowledgements

Van Kha Pham received funding from the Vietnam Government Scholarship (Project 89, decision n° 2314/QĐ-BGDĐT dated 11/08/2023). The authors would like to express their gratitude to the French Alternative Energies and Atomic Energy Commission for the funding of this research (Contract n° C46726). We would like to thank the members of the European FriendSHIP project for their valuable research contributions and providing us with the experimental data used in this study.

Stockage thermique durable pour le Sahel : étude des propriétés de stockage à température ambiante des huiles de Lannea pour la technologie solaire à concentration.

Mahamadou MAIGA, Kokouvi Edem N'TSOUKPOE*

Laboratoire Énergies Renouvelables et Efficacité Énergétique (LabEREE), Département Génie Électrique, Énergétique et Industriel, Institut International d'Ingénierie de l'Eau et de l'Environnement (2iE), 01 BP 594 Ouagadougou 01, Burkina Faso
*(auteur correspondant : edem.ntsoukpoe@2ie-edu.org)

Résumé - Dans cette étude, nous avons évalué l'impact du stockage à température ambiante sur les huiles de graines de *Lannea microcarpa* (LaMSO) et *Lannea kerstingii* (LaKSO). Après un an de vieillissement avec et sans métaux industriels, leurs propriétés thermophysiques et chimiques sont restées stables en absence de métaux. L'acier inoxydable 316L et l'aluminium se sont révélés compatibles, tandis que l'acier galvanisé et le cuivre ont légèrement accéléré l'oxydation. Globalement, LaMSO et LaKSO présentent une bonne stabilité à long terme, avec une résistance à l'oxydation plus marquée pour LaKSO.

Abstract - In this study, we evaluated the impact of ambient temperature storage on the seed oils of Lannea microcarpa (LaMSO) and Lannea kerstingii (LaKSO). After one year of aging with and without industrial metals, their thermophysical and chemical properties remained stable in the absence of metals. Stainless steel 316L and aluminum were found to be compatible, while galvanized steel and copper slightly accelerated oxidation. Overall, LaMSO and LaKSO exhibit good long-term stability, with LaKSO showing greater resistance to oxidation.

1. Introduction

Face aux défis énergétiques du Sahel, la technologie solaire à concentration (CSP) a été identifiée comme une solution prometteuse pour répondre aux besoins énergétiques, notamment dans les zones rurales. Dans le cadre du projet CSP4Africa [1], différents aspects du développement de microcentrales CSP à forte valeur ajoutée locale en Afrique de l'Ouest ont été explorés. L'objectif était d'utiliser des ressources locales pour réduire les coûts et rendre la technologie plus durable. Sur le plan du stockage thermique, plusieurs huiles végétales produites localement, comme celles de *Jatropha curcas* (JaCCO et RJCO) [2], *Lannea microcarpa* (LaMSO) [3] et *Lannea kerstingii* (LaKSO) [4], ont été testées comme fluides caloporteurs (HTF) et de stockage de chaleur à température élevée. Ces quatre huiles végétales ont présenté des potentiels prometteurs pour ces applications. Cependant, pour envisager leur intégration dans les infrastructures industrielles existantes, il est essentiel d'évaluer leur compatibilité avec les métaux utilisés dans ces systèmes, que ce soit à température élevée pour simuler les conditions opératoires des systèmes ou à température ambiante pour simuler le stockage des huiles et les arrêts de longue durée des systèmes supposés les utiliser.

Cette étude a pour objectif d'évaluer la stabilité au stockage à température ambiante des huiles de Lannea en l'absence et présence des métaux d'ingénierie courants : acier inoxydable (316L), l'aluminium (Al), le cuivre (Cu), et l'acier galvanisé (GS). L'investigation se base sur des tests d'immersion des métaux [5] dans les deux huiles à température ambiante à l'ombre

pendant une année. Cela permet de prédire la résistance des métaux étudiés à la corrosion, ainsi que leurs effets potentiels sur les propriétés thermophysiques de ces deux huiles.

2. Matériel et méthodes

Dans cette étude, les matériaux suivants ont été utilisés :

- Les huiles des graines de *Lannea microcarpa* (LaMSO) et *Lannea kerstingii* (LaKSO) extraites à la presse à 70 °C. Les propriétés thermophysiques et chimiques des deux huiles ont été initialement mesurées, car elles sont influencées par divers paramètres, notamment la qualité de la matière première, les conditions de stockage, etc.
- Différents échantillons métalliques d'une longueur de 5 cm, d'une largeur de 1 cm et d'une épaisseur variant de 1 mm à 3 mm : acier inoxydable 316L (316L), aluminium (Al), cuivre (Cu) et acier galvanisé (GS).
  (i) L'acier inoxydable 316L (3 mm d'épaisseur) a été obtenu auprès de la société Köhler en Allemagne.
  (ii) Les trois autres échantillons métalliques (1 mm d'épaisseur), à savoir l'aluminium, le cuivre et l'acier galvanisé, ont été obtenus localement auprès d'entreprises spécialisées.
- Papiers abrasifs de rugosité P60
- Tubes cylindriques en verre borosilicaté d'un volume de 30 mL
- Balance analytique Precisa XT 220A : plage de pesée allant de 0 g à 220 g, avec une précision de 0,0001 g

La procédure expérimentale, résumée à la Figure 1, s'inspire de la norme ASTM G31 [5] pour analyser la stabilité au stockage des deux huiles (LaMSO et LaKSO) en présence de métaux (316L, Al, Cu, GS) à température ambiante.

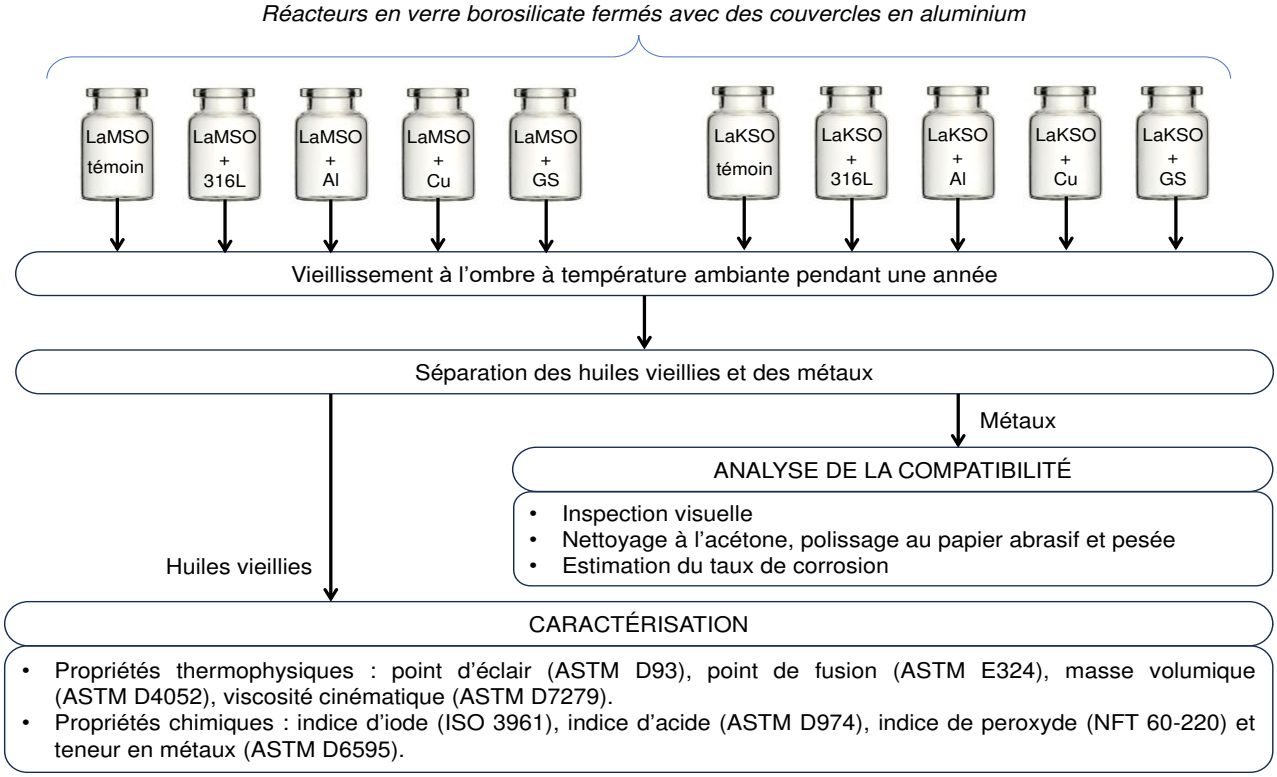


Figure 1: *Résumé de la procédure expérimentale*

Les échantillons métalliques (Figure 2a), préparés conformément à la norme ASTM G1 [6], ont été polis au papier abrasif, nettoyés à l'acétone, pesés, puis immergés séparément dans des réacteurs en verre borosilicaté contenant chaque espèce d'huile. Le test a été conduit en trois exemplaires à température ambiante à l'ombre pendant une année (Figure 2b et c). Dans la nomenclature adoptée ici, ''LaMSO'' et ''LaKSO'' désignent les huiles neuves, tandis que les échantillons vieillis sont nommés selon leurs conditions de vieillissement. Par exemple, ''LaMSO-1Y'' correspond à LaMSO vieilli pendant une année en l'absence de métal, et ''LaMSO-316L-1Y'' désigne LaMSO vieilli pendant une année avec l'acier inoxydable 316L. De même, ''LaKSO-1Y'' correspond à LaKSO vieilli pendant une année en l'absence de métal, et ''LaKSO-316L-1Y'' désigne LaKSO vieilli pendant une année avec l'acier inoxydable 316L. Le meme schéma s'applique également aux autres métaux (Al, Cu et GS).

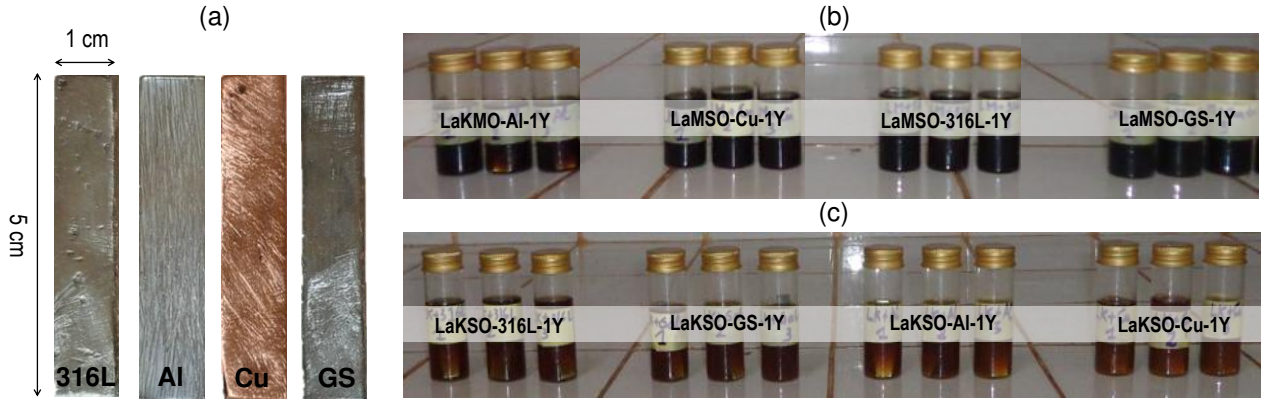


Figure 2: *présentation a) des échantillons métalliques et (b,c) d'huiles les contenants*

Au terme du test de vieillissement, tous les échantillons d'huiles ont été caractérisés. La caractérisation a consisté à déterminer les propriétés thermophysiques et chimiques suivantes : le point d'éclair (ASTM D93), le point de fusion (ASTM E324), la masse volumique (ASTM D4052), la viscosité cinématique (ASTM D7279), l'indice d'iode (ISO 3961), l'indice d'acide (ASTM D974), l'indice de peroxyde (NFT 60–220) et la teneur en métaux (ASTM D6595). Les méthodes décrites dans Ref. [3] ont été adoptées. Les résultats obtenus sont présentés sous la forme des moyennes statistiques accompagnées de leurs écarts types.

Les taux de corrosion (CR) des métaux ont été calculés selon l'équation (1). Ils ont permis d'évaluer la résistance à la corrosion des métaux selon le système proposé par Biernat et al. [7].

$$CR\ [\mathrm{mm \cdot an^{-1}}] = 8{,}76 \cdot 10^4 \times \frac{M_i - M_f}{S \times t \times \rho} \qquad (1)$$

Où : M_i [g] et M_f [g] sont respectivement les masses initiales et finales de l'échantillon métallique ; S [cm^2] est la surface métallique immergée ; t [h] est la durée du test de corrosion ; et ρ [$g \cdot cm^{-3}$] est la masse volumique de l'échantillon métallique.

3. Résultats et discussion

3.1. Analyse de la stabilité au stockage des propriétés thermophysiques des deux huiles

Les propriétés des échantillons de LaMSO et LaKSO vieillis pendant un an en l'absence et présence des métaux à température ambiante sont présentés respectivement aux figures 3 et 4. Étant des huiles extraites de graines de différentes espèces d'arbres du même genre, le stockage a eu des impacts négligeables et similaires sur les propriétés thermophysiques des deux huiles.

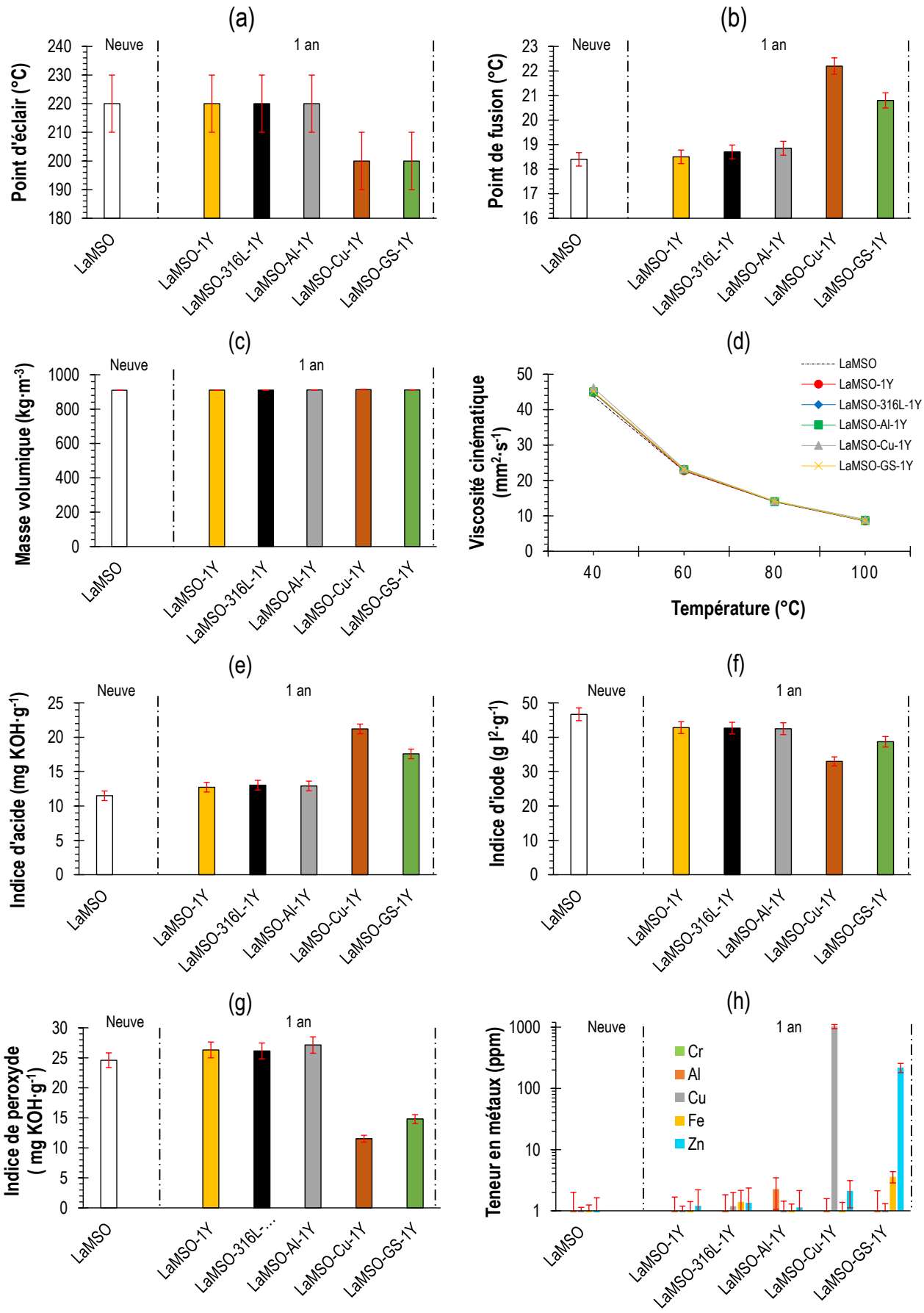


Figure 3: *Évolution des propriétés thermophysiques et chimiques des échantillons de LaMSO vieillis en présence des métaux (316L, Al, Cu, et GS) à température ambiante : a) point d'éclair, b) point de fusion, c) masse volumique à 25 °C, d) viscosité cinématique, e) indice d'acide, f) indice d'iode, g) indice de peroxyde et h) teneur en métaux*

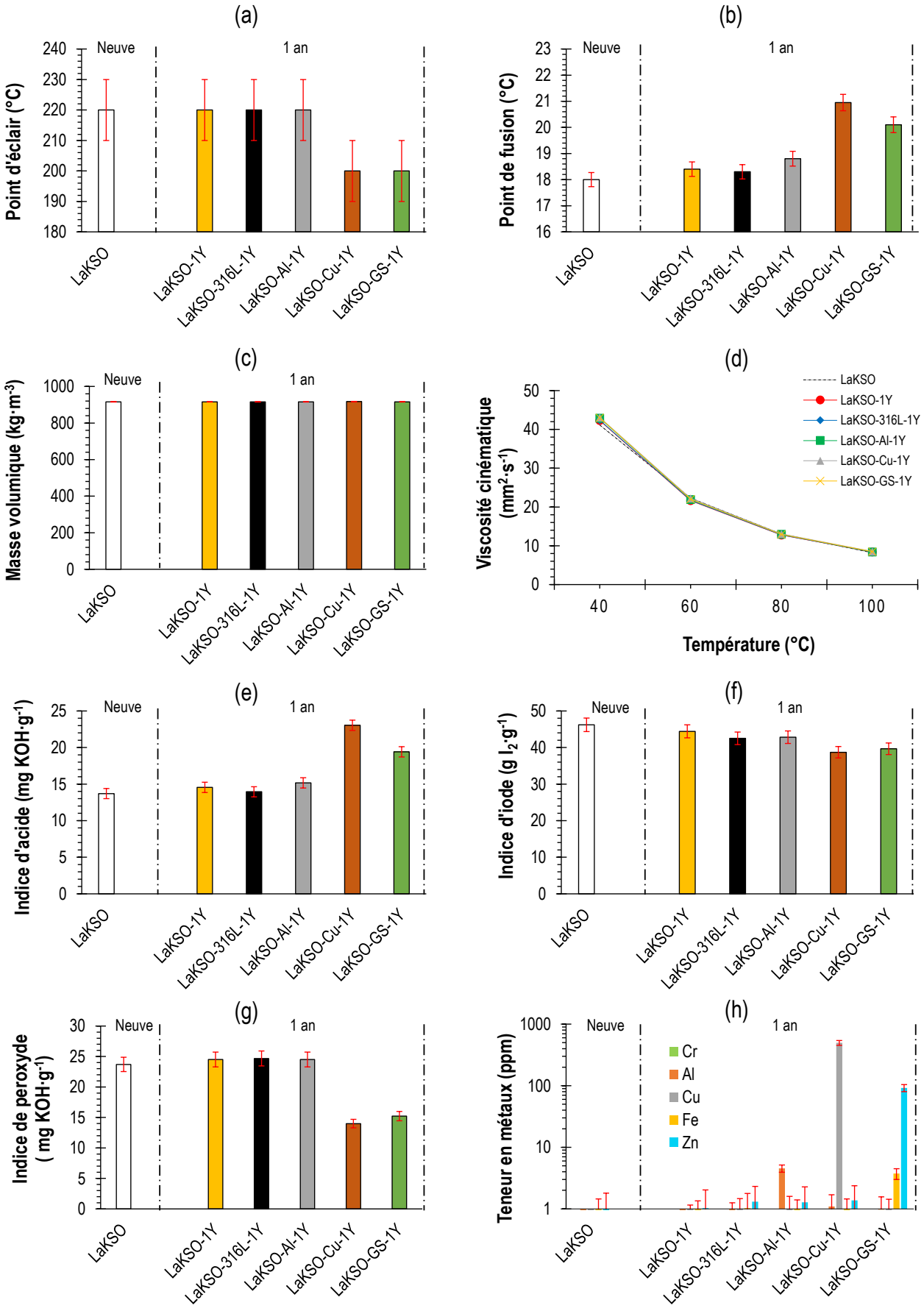


Figure 4: *Évolution des propriétés thermophysiques et chimiques des échantillons de LaKSO vieillis en présence des métaux (316L, Al, Cu, et GS) à température ambiante : a) point d'éclair, b) point de fusion, c) masse volumique à 25 °C, d) viscosité cinématique, e) indice d'acide, f) indice d'iode, g) indice de peroxyde et h) teneur en métaux*

Tout d'abord, les échantillons témoins, c'est-à-dire ceux vieillis en l'absence des métaux ont montré que les propriétés des deux huiles sont restées largement stables. Aucune évolution significative n'a été observée pour les propriétés analysées. Ce résultat est en accord avec les suggestions des indices d'iode déterminés, catégorisant LaMSO et LaKSO comme des huiles saturées et non siccatives [3,4].

Le point d'éclair s'est annoncé largement stable à 220±10 °C (figures 3a et 4a) pour les échantillons de LaMSO et LaKSO vieillis en présence de l'acier inoxydable 316L et l'aluminium. Aucune évolution n'a été observée, tout comme chez les échantillons témoins. Par contre, le point d'éclair des échantillons d'huiles vieillis en présence du cuivre et de l'acier galvanisé, a baissé à 200±10 °C (figures 3a et 4a), restant toujours plus élevé que le point d'éclair du fluide caloporteur prédominant dans les centrales CSP, Dowtherm A [8]. La baisse du point d'éclair dans les échantillons d'huiles vieillis en présence du cuivre et l'acier galvanisé suggère une décomposition des triglycérides contenus dans ces huiles en acide gras libres par une oxydation causée par les métaux concernés à température ambiante [8], ce qui est cohérent avec l'augmentation observée de l'indice d'acide (figures 3e et 4e) et la baisse de l'indice de peroxyde (figures 3g et 4g) dans ces échantillons avec le vieillissement. Les études antérieures [2–4,8] ont également rapporté une baisse du point d'éclair, alors que l'indice d'acide augmentait avec le vieillissement.

Le point de fusion est aussi resté stable autour de 18 °C (figures 3b et 4b) dans les marges d'erreur des mesures effectués pour les échantillons d'huiles vieillis en présence de l'acier inoxydable 316L et l'aluminium après une année de vieillissement à température ambiante, tout comme les échantillons témoins. Cependant, dans les échantillons d'huiles vieillis en présence du cuivre et de l'acier galvanisé, le point de fusion a augmenté respectivement d'environ 4 °C et 2 °C (figures 3b et 4b). Cette tendance, expliquée par la saturation des huiles [8], a été confirmée par la baisse en indice d'iode (figures 3f et 4f) des échantillons concernés, avec les échantillons d'huiles vieillis en présence du cuivre qui ont les plus grands points de fusion, présentant les plus faibles indices d'iode. L'indice d'iode des échantillons d'huiles vieillis en présence de l'acier inoxydable 316L et l'aluminium, ainsi que les échantillons témoins, a présenté une baisse de moins de 10 % par rapport l'indice d'iode des huiles neuves.

La masse volumique des deux huiles est également restée stable à un peu plus 900 $kg \cdot m^3$ (figures 3c et 4c), après une année de vieillissement en présence des métaux à température ambiante, les très faibles variations observées étant dans la marge d'incertitude des mesures. Ce résultat suggère un impact très limité des métaux sur la masse volumique de ces deux huiles.

Bien qu'une différence négligeable (figures 3d et 4d), dans la limite de 5 % d'augmentation, ait été observée à 40 °C, la viscosité des échantillons huiles vieillis est restée largement similaire à la viscosité des huiles neuves dans la plage de température allant de 60 °C à 100 °C, après une année de vieillissement à température ambiante en présence des métaux. Dans le présent contexte, cela suggère que le stockage à température ambiante n'a pas d'impact majeur qui puisse entrainer une augmentation de la charge de pompage de LaMSO et LaKSO comme HTF.

3.2. Vitesse de corrosion des métaux au terme du test

La Figure 5 montre que les deux huiles ont produit des effets similaires sur les métaux investigués. L'acier inoxydable 316L, l'acier galvanisé et l'aluminium ont conservé leur aspect initial, tandis que le cuivre, devenu verdâtre, révèle la formation d'oxyde de cuivre. Ces observations sont en accord avec les vitesses de corrosion déterminées (Figure 6), qui montrent que le cuivre fut significativement affecté (13 $\mu m \cdot an^{-1}$ pour LaMSO et 4 $\mu m \cdot an^{-1}$ pour LaKSO), contrairement aux autres métaux, qui enregistrèrent des taux de corrosion inférieurs à 0,6 $\mu m \cdot an^{-1}$.

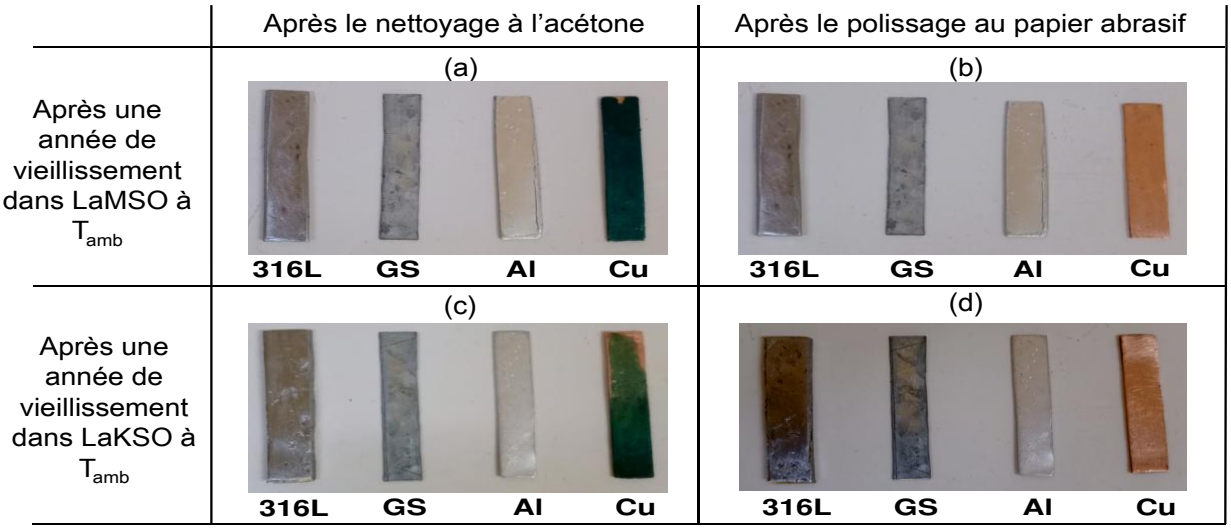


Figure 5: *Échantillons métalliques après (a,c) le nettoyage à l'acétone et (b,d) le polissage au papier abrasif au terme du test de vieillissement dans (a,b) LaMSO et (c,d) LaKSO*

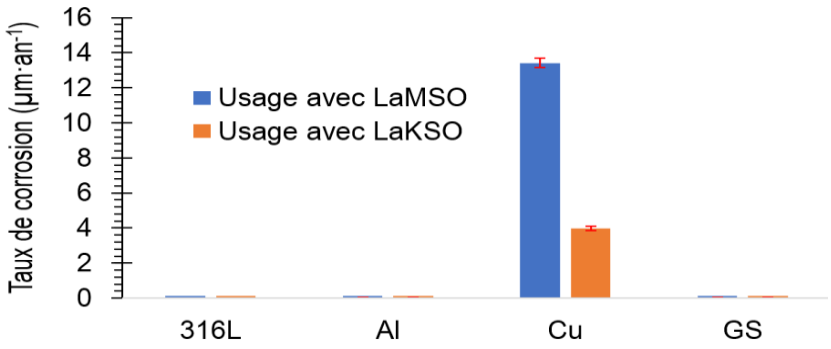


Figure 6: *Taux de corrosion des métaux*

3.3. Analyse de la compatibilité des deux huiles avec les métaux

L'observation générale issue de cette étude suggère que les propriétés des deux huiles vieillies en présence de l'acier inoxydable 316L et l'aluminium ne diffèrent pratiquement pas de celles observées en leur absence. Par conséquent, il est déduit que l'acier inoxydable 316L et l'aluminium n'ont pas eu d'impact majeur sur les propriétés des deux huiles. Cette observation a été confirmée par les teneurs en chrome et en aluminium négligeables (inférieures à 2 ppm) mesurées respectivement dans les échantillons d'huiles vieillis en présence de l'acier inoxydable 316L et l'aluminium (figures 3h et 4h).

En revanche, des variations légères ont été observées dans les propriétés des échantillons d'huiles vieillis en présence du cuivre et l'acier galvanisé. Bien que ces variations soient négligeables pour les propriétés thermophysiques analysées – masse volumique, point d'éclair, point de fusion et viscosité –, les propriétés chimiques montrent qu'une interaction a eu lieu entre les deux huiles et le cuivre, et l'acier galvanisé, ce qui s'est traduit par des teneurs en cuivre, en zinc et en fer extrêmement élevées dans les échantillons concernés.

En se basant sur la classification proposée par Biernat et al. [7], tous les métaux sont jugés hautement résistants aux deux huiles, à l'exception du cuivre avec LaMSO, dont le taux de corrosion dépasse 10 µm·an^{-1}. Par ailleurs, aucun des métaux n'a eu d'impact majeur sur les propriétés thermophysiques des deux huiles qui sont les propriétés d'intérêt dans le présent contexte. Par conséquent, ils sont tous considérés compatibles pour le stockage, avec l'acier inoxydable 316L en tête de liste, suivi par l'aluminium. Le cuivre vient en dernière position.

4. Conclusion

Les huiles des graines *Lannea microcarpa* (LaMSO) et *Lannea kerstingii* (LaKSO) ont récemment été proposées comme fluides de transfert et de stockage thermique pour les applications à température élevée, en particulier le solaire à concentration. Cette étude examine la stabilité au stockage des propriétés de ces deux huiles, en interaction avec les métaux courants dans les technologies solaires à concentration : acier inoxydable 316L (316L), aluminium (Al), cuivre (Cu) et acier galvanisé (GS). Après une immersion prolongée d'un an, 316L et Al n'ont entraîné aucune dégradation notable des deux huiles, confirmant leur compatibilité avec elles. Cu et GS ont présenté des interactions chimiques mineures, sans affecter significativement les propriétés thermophysiques des deux huiles (point d'éclair, point de fusion, masse volumique et viscosité). Ces résultats montrent que LaMSO et LaKSO peuvent être stockées en toute sécurité dans des réservoirs fabriqués à partir de ces métaux (316L, Al, Cu et GS) à température ambiante et, de même, ne présentent pas de risque majeur de corrosion pour les systèmes composés de ces métaux lors des arrêts de longue période, soutenant ainsi l'utilisation des deux huiles de Lannea comme fluides de transfert et de stockage thermique durable au Sahel.

Références

[1] N'Tsoukpoe KE, Azoumah KY, Ramde E, Fiagbe AKY, Neveu P, Py X, et al. Integrated design and construction of a micro-central tower power plant. Energy for Sustainable Development 2016;31:1–13. https://doi.org/10.1016/j.esd.2015.11.004.

[2] Gomna A, N'Tsoukpoe KE, Le Pierrès N, Coulibaly Y. Thermal stability of a vegetable oil-based thermal fluid at high temperature. African Journal of Science, Technology, Innovation and Development 2020;12:317–26. https://doi.org/10.1080/20421338.2020.1732080.

[3] Maiga M, N'Tsoukpoe KE, Gomna A. Experimental study of *Lannea microcarpa* seed oil as a heat transfer fluid or thermal energy storage material for medium-temperature applications. Energy Reports 2024;12:4129–42. https://doi.org/10.1016/j.egyr.2024.10.001.

[4] Maiga M, N'Tsoukpoe KE. *Lannea kerstingii* seed oil for sustainable thermal energy storage: Thermophysical properties, medium-temperature stability and interaction with common engineering metals. Solar Energy Materials and Solar Cells 2025;282:113367. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2024.113367.

[5] ASTM International. Standard Guide for Laboratory Immersion Corrosion Testing of Metals 2021. https://www.astm.org/standards/g31 (accessed May 30, 2024).

[6] ASTM International. Standard Practice for Preparing, Cleaning, and Evaluating Corrosion Test Specimens 2017. https://www.astm.org/g0001-03r11.html (accessed May 30, 2024).

[7] Biernat K, Ziółkowska M, Wardzińska D. Corrosiveness of Fuels During Storage Processes. Storage Stability of Fuels, IntechOpen; 2015. https://doi.org/10.5772/59798.

[8] Gomna A, N'Tsoukpoe KE, Le Pierrès N, Coulibaly Y. Review of vegetable oils behaviour at high temperature for solar plants: Stability, properties and current applications. Solar Energy Materials and Solar Cells 2019;200:109956. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.109956.

Remerciements

Ce travail a reçu un financement de la commission européenne dans le cadre du projet H2020/LEAP-RE [N° de subvention : 963530]. Nous remercions aussi le laboratoire TotalEnergies du Burkina Faso pour son soutien technique dans les mesures de viscosité, de masse volumique, de point d'éclair et de teneur en métaux. Mahamadou MAIGA est spécialement reconnaissant envers l'office allemand d'échanges universitaires (DAAD) pour lui avoir accordé une bourse pour ses études de doctorat [N° de référence : 57587957, 2021].

Caractérisation énergétique d'une cuisine solaire pour un restaurant.

Energy characterisation of a solar kitchen for a restaurant

Bastien Sanglard[1*], Xabier Apaolaza-Pagaoga[2], Thomas Fasquelle[1], Séverine Barbosa[1] et Benjamin Kadoch[1]

[1]Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI), CNRS, UMR 7343, Université Aix Marseille, 5 Rue Enrico Fermi, 13013 Marseille
[2]Groupe de recherche Energy, Département d'ingénierie Mécanique, Thermique et Fluidique, Université de Malaga, Calle Arquitecto Francisco Peñalosa, 6, 29071, Malaga, Espagne
[*](auteur correspondant : bastien.sanglard@univ-amu.fr)

Résumé - Cette étude a pour objectif la caractérisation énergétique d'un dispositif de cuisine solaire qui est opérationnel dans le restaurant Le Présage. Ce système de cuisson comprend un collecteur Scheffler, un réflecteur secondaire et une plaque de cuisson. La caractérisation repose sur la méthode des tests standards décrite par la norme ASAE S580.1, fournissant ainsi la puissance standard et le rendement énergétique de l'installation complète (réflecteur primaire, secondaire et plaque de cuisson). Cette caractérisation permet de comparer le système de cuisson avec d'autres cuisines solaires ou conventionnelles.

Abstract - This work aims to energetically characterised a professional solar cooker for a restaurant, Le Présage, which is composed of a Scheffler collector, a secondary reflector and a cooking hob. The characterisation is based on the standard test method following the ASAE S580.1 norm with improvements realised in several work. The standard test allows the calculation of the standardised power of the complete cooker as well as its efficiency. This characterisation allowed comparison with others solar and conventional cookers.

Nomenclature

A	Aire d'ouverture journalière, m²	T_w	Température de l'eau, °C
c_p	Capacité thermique massique, J.kg^{-1}.K^{-1}	$\overline{T_w}$	Température moyenne de l'eau, °C
f	Distance focale, m	ΔT_w	Différence de température de l'eau, °C
I	Irradiance directe normale (DNI), W.m^{-2}	v	Vitesse de vent, m.s^{-1}
M	Masse d'eau, kg	η_s	Rendement global standardisé, %
P	Puissance de la cuisine, W	*Indices et exposants*	
P_s	Puissance standardisée, W	i	Intervalle de 5 min
T_a	Température ambiante, °C		
T_d	Différence de température normalisée, °C		

1. Introduction

La cuisson est un besoin humain fondamental et repose, pour une majorité de la population mondiale, sur l'utilisation directe ou indirecte de combustibles fossiles. Le recours aux énergies fossiles entraine de fortes émissions de gaz à effet de serre, impacte l'environnement et la santé

humaine. Parmi les alternatives à l'utilisation des énergies fossiles, celle du solaire thermique à concentration, parait particulièrement intéressante en raison de la disponibilité de la ressource primaire et d'une large gamme de températures des fourneaux obtenue via cette technique.

Dans ce contexte, le projet « Conception de restaurants optimisés pour la cuisine solaire (CROCS) » porté par l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) et en collaboration avec la Société le Présage [1] s'attèle à caractériser et optimiser une cuisine solaire pour un restaurant à haute qualité environnementale. La cuisine étudiée repose sur l'utilisation d'un concentrateur Scheffler, d'un réflecteur secondaire et d'une plaque de cuisson [2].

La méthode des tests standard, conformément à la norme ASAE S580.1 [3] et sa correction [4], est largement utilisée pour caractériser les performances énergétiques des cuiseurs solaires. Elle permet la caractérisation des performances énergétiques des cuiseurs solaires via la conversion du rayonnement solaire en énergie thermique stockée dans de l'eau contenue dans une casserole ouverte et dont la montée en température jusqu'à ébullition est enregistrée par thermocouple(s). Cela donne accès à la puissance standardisée et au rendement de l'installation, ces deux paramètres permettant de comparer les cuiseurs solaires entre eux et avec des installations classiques. Cette méthode a déjà été utilisée pour caractériser des cuiseurs solaires familiaux [5], [6]. Cependant, à notre connaissance, un système composé d'un Scheffler, d'un miroir secondaire et d'une casserole n'a pas été étudié complètement.

Le travail présenté ici détaillera la méthode des tests standards ainsi que le banc de test utilisé à l'IUSTI. Ensuite, les résultats de mesure seront exposés, les performances énergétiques seront discutées et des pistes d'améliorations seront présentées.

2. Matériels et méthodes

2.1. Le banc de test

Le banc de test utilisé est composé d'un concentrateur Scheffler, d'un réflecteur secondaire et d'une casserole (voir Figure 1). Le concentrateur Scheffler repose sur l'utilisation d'une portion latérale d'un paraboloïde, et non d'un sommet, afin d'obtenir un point focal déporté. De plus, la structure du collecteur est déformable pour adapter la courbure du paraboloïde à la position journalière du soleil [2]. Ces deux spécificités permettent d'avoir un point focal déporté et fixe durant toute l'année.

Le Scheffler utilisé ici est construit à partir d'un paraboloïde de distance focale f=1,47 m et a une surface d'ouverture théorique de 8 m². Ce Scheffler est composé de nombreuses facettes planes rectangulaires de 8 cm par 10 cm et de 15 cm par 2,4 cm de côté. Elles offrent une réflectivité solaire de 80% ± 5% [7]. L'ouverture maximale du Scheffler en fonctionnement est de 6,8 m² au solstice d'hiver. Ce dernier est placé en position verticale sur une remorque ce qui permet sa mise en position dans la direction du sud solaire ; le suivi du soleil est réalisé manuellement avec un ajustement toutes les 5 min. Le banc de test est également composé d'une plaque trouée en acier galvanisé permettant au flux solaire d'arriver directement sur le fond de la casserole (voir Figure 1). Pour rediriger le flux, un réflecteur secondaire rectangulaire plat d'une réflectivité solaire de 90% (Alanod - MIRO-SUN) est utilisé. Il est placé sous la plaque, légèrement avancé et incliné de 8° (voir Figure 1). Bien que cette configuration ne corresponde pas à une installation classique, utilisant une plaque de cuisson, elle permet d'utiliser la méthode des tests standards telle quelle.

La casserole utilisée pour réaliser les tests est un faitout en acier inoxydable d'une capacité de 30,7 L pour un diamètre de 40 cm et une masse de 7,33 kg (Comptoir de Bretagne – ref 22356).

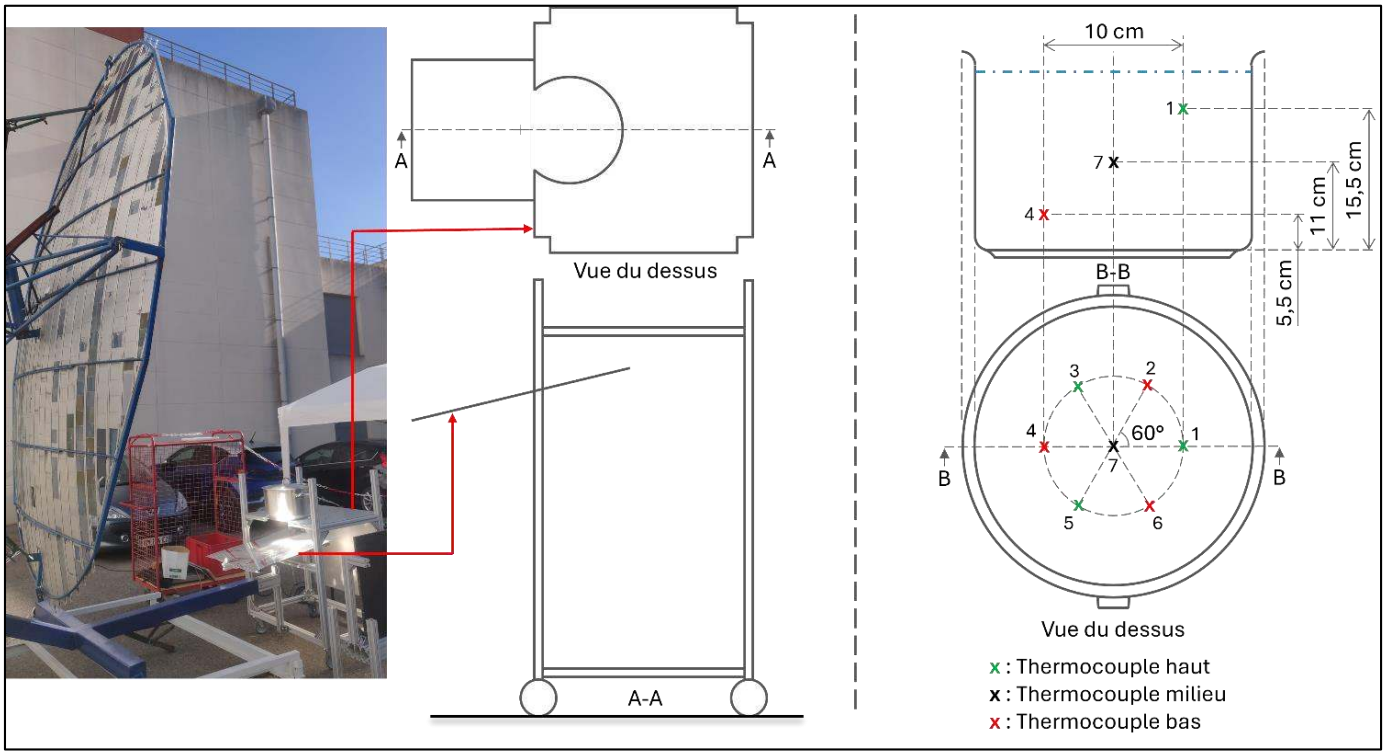


Figure 1 : (Gauche) Photo du banc de test et schéma du chariot avec la plaque trouée et le réflecteur secondaire. (Droite) Schéma de la position des thermocouples pour la mesure de la température de l'eau.

Pour mesurer la température de l'eau, la moyenne des mesures de 7 thermocouples (TC – type T) est utilisée. Les thermocouples sont répartis dans le volume d'eau comme schématisé sur la Figure 1. Les 6 premiers d'entre eux sont repartis sur un diamètre de 10 cm en alternant leurs positions verticales : soit à 5,5 cm du fond soit à 15,5 cm du fond. Le dernier thermocouple est placé au centre de la casserole à 11 cm du fond. La température ambiante est mesurée par un thermocouple (TC - Type K) placé à proximité du chariot et à l'abri du soleil, à côté duquel un anémomètre (Davis 7911) mesure la vitesse du vent. L'ensemble des données précédentes (températures et vent) est récupéré par un enregistreur de données (Graphtec - GL820 midi LOGGER). L'irradiance normale directe est mesurée et enregistrée toutes les minutes par un pyrhéliomètre (Kipp & Zonen RaZON + PH1). L'ensemble des spécifications des mesures sont présentées Tableau 1.

Paramètres	*Indices*	*Unités*	*Précisions*	*Erreur*
Masse d'eau	M	kg	0,1 kg	-
Température de l'eau	T_w	°C	0,1 °C	0,05%
Température ambiante	T_a	°C	0,1 °C	0,05%
Vitesse du vent	v	m/s	0,1 m/s	-
Flux solaire incident	I	W/m²	0,1 W/m²	2%

Tableau 1 : Liste des spécifications des mesures

2.2. Les tests standards

Les paramètres à mesurer et leurs spécificités sont regroupés dans le Tableau 2 selon la norme ASAE S580.1 [3], [4].

Certains de ces paramètres sont mesurés toutes les secondes (T_w, T_a et v) ou toutes les minutes (I). Ils sont ensuite moyennés sur des intervalles successifs i de 5 min pour pouvoir calculer la puissance de cuisson solaire P_i, la puissance standardisée $P_{s,i}$ et la différence de températures standardisée $T_{d,i}$ pour chaque intervalle selon les équations 1, 2 et 3 respectivement.

Paramètres	*Indices*	*Unités*	*Spécificités de la norme*
Masse d'eau	M	kg	4 kg d'eau/m² d'ouverture maximale
Température de l'eau	T_w	°C	Mesure à, minimum, 1 cm du fond de la casserole
Température ambiante	T_a	°C	Doit être comprise en 20 °C et 35 °C
Vitesse du vent	v	m/s	Doit être proche de 1 m/s
Flux solaire incident	I	W/m²	Doit être > 450 W/m², ΔI < 100 W/m² sur 5 min

Tableau 2 : Paramètres mesurés, indices, unités et spécificités de chaque paramètre d'après la norme ASAE S580.1[3] et ses améliorations [4].

$$P_i = \frac{\Delta T_w \cdot M \cdot c_p}{300} \quad (1)$$

$$P_{s,i} = P_i \cdot \frac{850}{I_i} \quad (2)$$

$$T_{d,i} = (\overline{T_{w,i}} - T_{a,i}) \cdot \frac{850}{I_i} \quad (3)$$

Avec c_p la capacité thermique massique de l'eau (prise à température ambiante) et I_i l'irradiance directe moyenne pour chaque intervalle de 5 min. Il est intéressant de noter que la capacité de stockage thermique de la casserole n'est pas considérée dans ce calcul. Cela s'explique par sa faible influence, car elle ne représente que 1,2 % de celle de la quantité d'eau.

Classiquement, la normalisation est basée sur une irradiance globale de 1000 W. Cependant, comme l'installation utilisée ici ne concentre que l'irradiance directe, une irradiance représentative de 850 W est utilisée.

Une fois ces paramètres calculés il est possible de tracer l'évolution de la puissance standardisée en fonction de la différence de température. La valeur retenue, notamment pour comparer des installations, est $P_{s,50}$, obtenue pour une différence de température de 50 °C. De plus, le rendement standardisé η_s de l'installation en fonction de la différence de température est calculé grâce à l'équation 4.

$$\eta_{s,i} = \frac{P_{s,i}}{A \cdot I_i} \quad (4)$$

Avec A l'aire d'ouverture du Scheffler du jour.

3. Résultats et discussion

Dans cette section, les résultats du test standard réalisé le 15 janvier 2025 à Château-Gombert, 13013 Marseille (lat - 43,345° N) sont présentés, analysés et discutés. Les mesures ont commencé à 13h00 et le test à 13h06, heures locales, alors que le midi solaire était à 12h47. La quantité d'eau placée dans la casserole était de 27,19 kg.

3.1. Les conditions expérimentales

Les évolutions temporelles des températures mesurées dans l'eau (température des thermocouples, numérotés de 1 à 7, et celle moyenne) et de la température ambiante sont reportées sur la Figure 2. Elle présente également les mesures réalisées durant ce test de l'irradiance solaire directe moyenne pour chaque intervalle de 5 minutes avec les incertitudes élargies à 95% de confiance.

Il est à noter que la température ambiante reste quasiment constante sur toute la durée du test avec une valeur moyenne de 13 °C ± 1,4 °C. Les mesures montrent que l'installation permet bien d'attendre 100 °C mais lentement (environ 2h30). De plus, les mesures des thermocouples montrent que, au sein de la casserole, la température de l'eau est homogène puisque les courbes des températures sont confondues. Il est néanmoins possible de remarquer que les thermocouples n°4 et n°6 affichent des températures légèrement supérieures aux autres après environ 1h d'expérience.

L'irradiance solaire moyenne varie d'environ 862 W.m^{-2} à 659 W.m^{-2}, avec une diminution de plus en plus rapide avec l'avancement du test. Cependant, ses variations par intervalle de 5 min sont faibles, en moyenne 9,8 W.m^{-2}. Les valeurs de l'irradiance sont donc dans les recommandations.

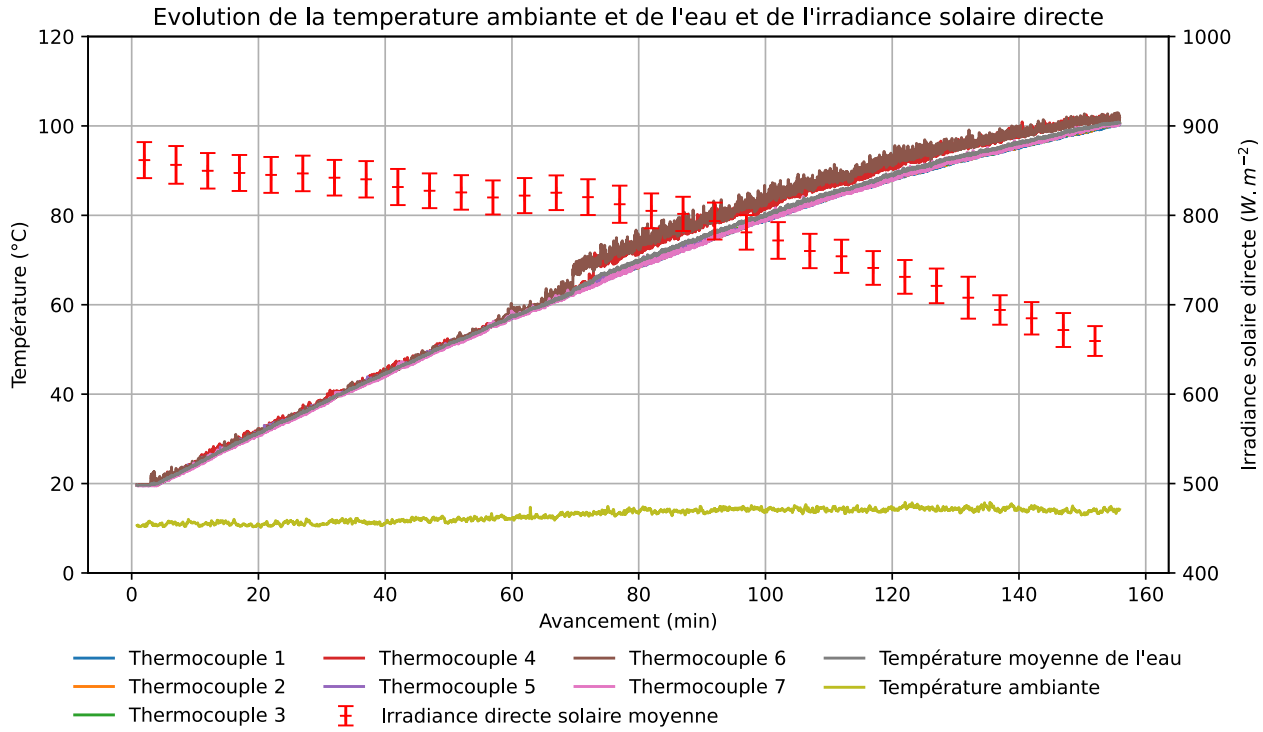


Figure 2 : Évolution de la température de l'eau et ambiante et de l'irradiance solaire directe pour chaque intervalle de 5 minutes et les écart-types correspondants.

Sur la durée du test, la vitesse moyenne du vent (non tracée) est de 0,06 m/s ; cela correspond aux recommandations de la norme [3], [4].

Ces premiers résultats permettent plusieurs observations. D'abord, il est important de noter que la température ambiante a une valeur assez éloignée de la valeur minimale recommandée par la norme (20 °C), ce qui favorise les échanges thermiques entre la casserole et l'environnement notamment les échanges convectifs aux parois de la casserole, qui sont également accentués en présence de vent. Cela fait donc chuter le rendement de l'installation.

Ensuite, la légère différence de température affichée par les thermocouples n°4 et n°6 indique que la tache de concentration du flux solaire sous la casserole n'est pas bien centrée et légèrement décalée sur la droite (lorsqu'on est dos au Scheffler) et vers l'avant de la casserole (soit en direction du Scheffler). Cela implique surement que le flux solaire n'est pas uniquement concentré sur le fond de la casserole et qu'il déborde donc sur la plaque en acier.

3.2. Les performances énergétiques

La Figure 3 présente les évolutions de la puissance standardisée (éq. 2), la puissance incidente moyenne et le rendement global de l'installation (éq. 4) en fonction de la différence de températures normalisée. Dans chaque cas, les incertitudes élargies à 95% de confiance sont donnés. De plus, une courbe de tendance linéaire des valeurs post-transitoires est tracée.

La Figure 3 indique que la puissance standardisée varie fortement sur la durée du test avec un maximum de 1397 W ± 40,5 W et un minimum de 593 W ± 15,6 W. Cette forte variation coïncide avec la valeur de 0,82 prise par le coefficient de détermination (R^2) de la courbe de tendance ; la valeur minimale acceptée étant de 0,75 [5], [6]. Par ailleurs, l'évolution de la puissance standardisée montre que la durée du régime transitoire du système est courte puisque l'état stationnaire est atteint après 10 min d'expérience seulement.

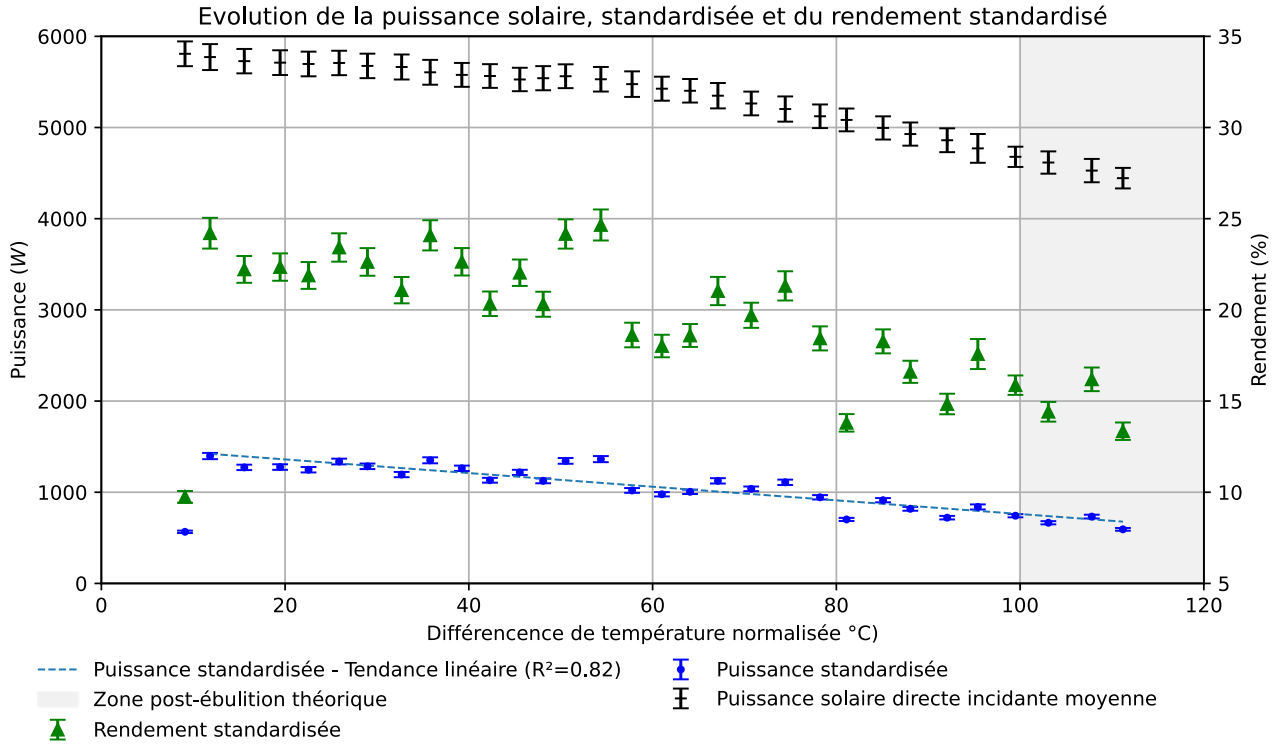


Figure 3 : Puissance standardisée avec courbe de tendance linéaire, puissance incidente moyenne et rendement global de l'installation. Toutes les valeurs sont calculées pour chaque intervalle de 5 min

Finalement, le rendement standardisé de l'installation est aussi, logiquement, très disparate et très faible avec des valeurs comprises entre 9,7% ± 0,3% et 24,7% ± 0,9%.

Ces résultats mettent en avant des aspects intéressants du test. Tout d'abord, il est logique d'observer une baisse de la puissance solaire incidente puisque le test a commencé vers 13h et s'est achevé vers 15h30, soit une importante diminution de l'élévation du soleil durant le test : d'environ 23,8° à 8,3°. Cela implique une forte baisse de l'intensité solaire. Il est également logique de voir une différence de température normalisée supérieure à 100 °C, grisée sur la Figure 3, puisqu'il y a environ 200 $W.m^{-2}$ de différence entre la valeur de normalisation et celle mesurée en fin de test (voir Figure 2). Ces valeurs n'ont pas de sens physique à proprement

parlé en raison du changement de phase de l'eau mais elles sont néanmoins considérées pour réaliser la régression linéaire.

Par ailleurs, les variations des valeurs de la puissance standardisée peuvent s'expliquer par le fait que le suivi du soleil a été réalisé à la main toutes les 5 min. En effet, la faible précision de ce suivi ne permet pas d'être toujours parfaitement face au soleil et induit donc des différences dans l'aire d'ouverture effective du concentrateur.

Finalement, les très faibles rendements et la longue durée du test sont dus à plusieurs aspects : i) un suivi du soleil insuffisant, ii) les défauts de planéité du réflecteur secondaire et iii) les conditions expérimentales. Ces trois points sont expliqués et discutés ci-après.

i) La parabole Scheffler ne concentrant que l'irradiance directe, tout retard dans le suivi induit une forte perte en puissance puisque de nombreux rayons solaires sont perdus. De plus, comme le point focal est déporté, le retard dans le suivi du soleil induit un mouvement de la tache concentrée ce qui induit aussi de fortes pertes.

ii) Il a été remarqué que le réflecteur secondaire était légèrement bombé avant le début du test. Les observations pendant le test ont permis de voir que la courbure du miroir s'est accentuée durant le test et a rediminué après. Cela est probablement dû à l'augmentation de la température du miroir et, donc du gradient de température dans le miroir. Ce défaut est très problématique puisqu'il induit une dé-focalisation du flux solaire ce qui fait drastiquement chuter les températures maximales atteignables et la puissance atteignable sur l'aire de la surface inférieure de la casserole.

iii) Les conditions expérimentales regroupent beaucoup de paramètres avec plus ou moins d'impacts. D'abord, la surface inférieure de la casserole, qui est en acier inoxydable donc argenté et brillant, réfléchit une partie du flux solaire incident. Ensuite la température ambiante, comme expliqué précédemment, était particulièrement faible lors du test ce qui favorisait les pertes. Finalement, le positionnement du chariot peut avoir aussi un impact, plus faible, s'il n'est pas fait correctement.

3.3. Comparaison à d'autres cuiseurs solaires

Nos résultats expérimentaux indiquent que dans ces conditions, la puissance standardisée à T_d = 50 °C est $P_{s,50}$ = 1135,4 W. Cela correspond à un rendement standardisé de 20,6 %. Dans leur étude [6], Apaolaza-Pagaoga *et al.* ont étudié 9 configurations différentes du concentrateur dit « Copenhagen » grâce aux tests standards. Au maximum, ils ont pu atteindre une $P_{s,50}$ de 57,3 W pour un rendement standardisé de 17,8% [6]. Ruivo et al. [5] ont étudié des concentrateurs dit « Funnel » dans plusieurs configurations (avec ou sans couvercle, peint ou non etc) et ont pu atteindre une puissance $P_{s,50}$ de 81,6 W au maximum en chauffant de l'eau pour un rendement standardisé de 18,7%.

Dans les deux exemples précédents, la valeur de $P_{s,50}$ est nettement plus faible que celle reportée dans cette étude : 19,8 et 13,9 fois, respectivement. Mais ces importants écarts s'expliquent par les différences d'aire d'ouverture. En effet, pour rappel notre installation expérimentale affiche une aire d'ouverture de 6,8 m² contre 0,339 m² dans le premier cas et 0,5 m² dans le second, soit une diminution d'un facteur 19,9 et 13,5 respectivement. $P_{s,50}$ n'est donc pas le paramètre le plus pertinent pour réaliser une comparaison. En revanche, il est beaucoup plus intéressant de remarquer que le rendement standardisé obtenu dans cette étude est du même ordre de grandeur que ceux présentés dans les références [5], [6]. Il est aussi important de noter que les cuiseurs [5], [6] sont optimisés contrairement au dispositif considéré dans ce travail.

4. Conclusions et perspectives

Ce travail présente l'étude énergétique d'un système de cuisson solaire composé d'un récepteur de type Scheffler, d'un réflecteur secondaire plat, d'une plaque trouée et d'une casserole. L'étude repose sur la méthode du test standard [3], [4] pour évaluer plusieurs indicateurs de performances.

Les résultats présentés ici sont très encourageants. En effet, malgré une température ambiante faible, une irradiance solaire faible et d'importants défauts de suivi et de forme du réflecteur secondaire, il a été possible d'atteindre 100 °C de température moyenne pour 27,2 kg d'eau. En présence d'une irradiance solaire directe de 5515 W, la puissance standardisée pour une différence de 50°C entre la température ambiante et celle de l'eau ($P_{s,50}$) est de 1135 W ; soit un rendement de standardisé 20,6%. Bien que relativement bas, ce rendement est du même ordre de grandeur que ceux de la littérature [5, 6].

Malgré ces résultats encourageants, de nombreux aspects restent à améliorer et offrent des perspectives très intéressantes. La première étape consistera à réaliser le suivi du soleil de manière automatique pour éviter tout retard. Ensuite, la seconde, sera d'assurer la planéité du réflecteur secondaire et la position du chariot plus précisément. Finalement, la troisième, sera de peindre la surface inférieure de la casserole en noir mat pour absorber un maximum d'énergie. Ces trois améliorations permettront, sans doute, d'augmenter les performances de l'installation.

Références

[1] Présage, « Accueil ⋆ Le Présage », Le Présage. Consulté le: 5 décembre 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://lepresage.fr/wp/

[2] D. S. Reddy, Mohd. K. Khan, Md. Z. Alam, et H. Rashid, « Design charts for Scheffler reflector », *Sol. Energy*, vol. 163, p. 104-112, mars 2018, doi: 10.1016/j.solener.2018.01.081.

[3] *ASAE S580 JAN03 - Testing and Reporting Solar Cooker Performance*, 2003.

[4] C. R. Ruivo, G. Coccia, G. Di Nicola, A. Carrillo-Andrés, et X. Apaolaza-Pagoaga, « Standardised power of solar cookers with a linear performance curve following the Hottel-Whillier-Bliss formulation », *Renew. Energy*, vol. 200, p. 1202-1210, nov. 2022, doi: 10.1016/j.renene.2022.10.041.

[5] C. R. Ruivo, A. Carrillo-Andrés, et X. Apaolaza-Pagoaga, « Experimental determination of the standardised power of a solar funnel cooker for low sun elevations », *Renew. Energy*, vol. 170, p. 364-374, juin 2021, doi: 10.1016/j.renene.2021.01.146.

[6] X. Apaolaza-Pagoaga, A. Carrillo-Andrés, J.-P. Jiménez-Navarro, et C. Rodrigues Ruivo, « Experimental evaluation of the performance of new Copenhagen solar cooker configurations as a function of solar altitude angle », *Renew. Energy*, vol. 229, p. 120782, août 2024, doi: 10.1016/j.renene.2024.120782.

[7] G. Guillet, J. Gaspar, S. Barbosa, T. Fasquelle, et B. Kadoch, « Experimental evaluation of the concentrated solar heat flux distribution provided by an 8 m 2 Scheffler reflector », *Renew. Energy*, vol. 223, p. 119958, mars 2024, doi: 10.1016/j.renene.2024.119958.

Remerciements

Ce travail a bénéficié d'une aide du gouvernement français au titre de France 2030, dans le cadre de l'Initiative d'Excellence d'Aix-Marseille Université – A*MIDEX ***AMX-20-TRA-034***. Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la société le Présage pour leur soutien à ce projet.

Modèle 1D-1D de condenseur avec CATHARE pour la simulation à l'échelle système de cycles de Rankine

1D-1D condenser model with CATHARE for system-scale simulation of Rankine cycles

Vincent AUDOLY[1*], Laura MATTEO[1], Claire VAGLIO-GAUDARD[1], Gédéon MAUGER[2], Nicolas TAUVERON[3]

[1]CEA Cadarache, DES/IRESNE/DER
13108 Saint-Paul-Lez-Durance
[2]CEA Saclay, DES/ISAS/DM2S, Université Paris-Saclay
91191 Gif-sur-Yvette
[3]Univ Grenoble Alpes, CEA/LITEN/DTCH/LCST
38000 Grenoble
[*](auteur correspondant : vincent.audoly@cea.fr)

Résumé - Le condenseur est un élément essentiel des cycles de Rankine, mis en œuvre dans les centrales thermiques comme les centrales nucléaires. Ces condenseurs, souvent des échangeurs à tubes et calandre, permettent de condenser la vapeur de turbine basse pression grâce à l'eau de refroidissement circulant dans les tubes. La pression dans le condenseur, influencée par les échanges thermiques, impacte directement la production électrique et le rendement de la centrale. Cet article propose un modèle dynamique de condenseur 1D-1D utilisant le code thermohydraulique CATHARE-3. Une comparaison à des résultats expérimentaux et à l'approche corrélative du Heat Exchange Institute (HEI) donnent un bon accord en fonctionnement nominal. Ce modèle permet également de simuler le comportement dynamique du condenseur.

Abstract - The condenser is an essential component of Rankine cycles, implemented in thermal power plants such as nuclear power plants. These condensers, often tube and shell heat exchangers, condense low-pressure turbine steam by means of cooling water circulating through the tubes. The pressure in the condenser, influenced by thermal exchanges, directly impacts electricity production and plant efficiency. This paper proposes a dynamic 1D-1D condenser model using the CATHARE-3 thermal-hydraulic code. A comparison with experimental results and the Heat Exchange Institute (HEI) correlation approach shows good agreement under nominal operation. This model also allows for the simulation of the condenser's dynamic behavior.

Nomenclature

A	section de passage, m^2
C_f	coefficient de traînée
d	diamètre, m
h	coefficient d'échange, W. m^{-2}. K^{-1}
h_{lv}	chaleur latente de vaporisation J. kg^{-1}
L	longueur des tubes, m
N, n	nombre entier
S	surface d'échange, m^2
p	pas entre les tubes, m
T	température, K
U	coefficient d'échange global, W. m^{-2}. K^{-1}

Symboles grecs

α	angle, rad
Φ	flux thermique, W. m^{-2}
λ	conductivité thermique, W. m^{-1}. K^{-1}
μ	viscosité dynamique, kg. m^{-1}. s^{-1}
ρ	densité, kg. m^{-3}

Indices et exposants

p	paroi
l	liquide
v	vapeur
i	intérieur
e	extérieur

1. Introduction

Les cycles de Rankine sont largement utilisés pour convertir la chaleur en électricité, utilisant des sources de chaleur variées comme les combustibles fossiles, le nucléaire et les énergies renouvelables. Un fluide, souvent de l'eau, est pompé, vaporisé, puis détendu dans une turbine avant d'être condensé dans un condenseur. Ce cycle est crucial pour la décarbonation et la diversification des sources d'énergie, notamment en raison des enjeux de flexibilité et de fourniture de chaleur. Par ailleurs, le réchauffement climatique affecte les températures de la source froide, impactant le rendement des centrales et la quantification de cet impact est important. Le condenseur est un composant clé des centrales nucléaires où la vapeur se condense au contact de tubes contenant de l'eau de refroidissement. Les performances du condenseur influencent donc directement la production électrique. Une température de source froide basse et un coefficient d'échange élevé réduisent la pression dans la calandre, augmentant ainsi la chute d'enthalpie et le travail généré par la turbine. Pour simuler les réacteurs nucléaires et leurs cycles de Rankine, un modèle dynamique de condenseur est nécessaire. Cet article propose un modèle 1D-1D utilisant le code de thermo-hydraulique CATHARE-3 [1], permettant un compromis entre représentativité de la complexité des phénomènes physiques et les contraintes de temps de simulation. Un travail similaire utilisant le code RELAP5 a été effectué [2] mais utilise plusieurs objets 1D et 0D. Ici, seuls deux éléments 1D sont utilisés pour représenter la calandre et le faisceau tubulaire, cette approche est similaire à celle utilisée par Gong et al. [3].

Du fait de l'importance de ce composant, de nombreuses études numériques ont cherché à en simuler le comportement, via des modélisations à différentes échelles (0D, 1D, 2D, 3D). Pour une intégration dans un code système comme CATHARE-3, les approches 0D et 1D sont préférées car elles se connectent bien au reste du circuit modélisé en 1D. Bien que la modélisation en CFD puisse fournir des informations détaillées, elle est coûteuse en capacité de calcul et non nécessaire pour le niveau de modélisation considéré. L'article présente une approche de modélisation 1D-1D avec CATHARE-3, validée à partir de données expérimentales issues d'un article de Saari et al. [4] et comparée à l'approche HEI [5]. Une analyse des termes de résistance thermique est effectuée pour interpréter les résultats. Enfin, une simulation de variation de puissance dans un cycle de Rankine illustre le comportement dynamique du modèle.

2. Description du modèle CATHARE-3

2.1. Description de la géométrie

Les condenseurs des centrales nucléaires sont des échangeurs à tubes et calandre dont le faisceau tubulaire a une forme souvent complexe. La direction de l'écoulement est tridimensionnelle, allant de l'extérieur à l'intérieur du faisceau tubulaire. Dans CATHARE-3, le module 0D a vocation à modéliser des grands volumes dans lesquels la vitesse d'écoulement est négligeable ; il est donc inadapté dans le cas d'un condenseur de centrale nucléaire dans lequel la vitesse de vapeur atteint de grandes vitesses (jusqu'à 100 m/s). Ainsi, un élément 1D sera utilisé pour la calandre comme pour le faisceau tubulaire.

Dans le cas d'un condenseur, les grandeurs géométriques importantes sont :

- d_e et d_i les diamètres extérieurs et intérieurs des tubes
- N_t le nombre total de tubes
- L_t la longueur des tubes

- p la distance entre chaque tube (pas du maillage)
- n_r le nombre moyen de rangées de tubes rencontrées par l'écoulement de vapeur, il dépend de la géométrie du faisceau tubulaire

La modélisation de l'écoulement en 1D nécessite de définir une section de passage pour le fluide, un périmètre frottant, et une longueur caractéristique. Dans le modèle proposé, la géométrie du faisceau tubulaire est projetée sur un axe vertical imaginaire qui représente la direction du fluide. Dans la géométrie réelle, la vapeur s'écoule des bords vers le centre du faisceau tubulaire en traversant une moyenne de n_r rangées de tubes. Dans ce modèle, il est supposé que la vapeur traverse verticalement du haut vers le bas un arrangement triangulaire de n_r rangées contenant chacune N_t/n_r tubes.

La section de passage considérée est la section minimale lors de la traversée d'une rangée, soit :

$$A = \frac{L_t(p - d_e)N_t}{n_r}$$

Le périmètre frottant à considérer est le périmètre frottant moyen vu par le fluide :

$$P = \frac{\frac{2d_e L_t N_t}{n_r} + \left(\frac{p\sqrt{3}}{2} - d_e\right) \times 0}{p\frac{\sqrt{3}}{2}} = 4L_t \frac{N_t}{n_r} d_e \frac{1}{p\sqrt{3}}$$

La hauteur de la zone représentant la calandre est :

$$H = n_r p \frac{\sqrt{3}}{2}$$

En ce qui concerne la modélisation du faisceau tubulaire, la section de passage est :

$$A = \frac{\pi d_i^2}{4} N_t$$

Le périmètre frottant :

$$P = \pi d_i N_t$$

Afin de définir un échangeur thermique entre les tubes et la calandre, le module 1D représentant les tubes fait un angle $\cos(\alpha) = H/L_t$ avec la verticale ascendante. Une visualisation de la géométrie est présentée en Figure *1*.

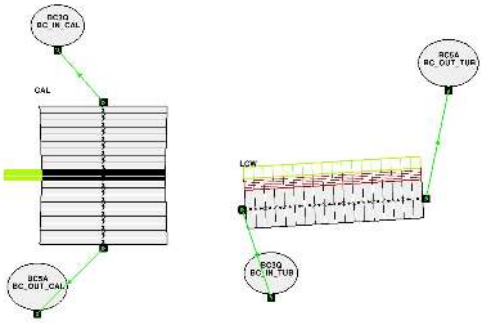


Figure 1 : *Schéma CATHARE-3 du modèle de condenseur*

2.2. Coefficients d'échange et pertes de charge

Le coefficient d'échange thermique entre l'eau du circuit de refroidissement et la paroi interne des tubes est calculée selon la loi de Dittus-Boelter qui est celle utilisée par défaut dans CATHARE-3 pour une convection monophasique liquide dans les tubes :

$$q_{pl} = 0{,}023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{\lambda_l}{d_i}\left(T_p - T_l\right) \tag{1}$$

où q_{pl} est le flux thermique de la paroi vers le liquide circulant dans les tubes, T_w et T_L les températures de la paroi et du liquide respectivement.

Pour le calcul du coefficient d'échange entre l'extérieur des tubes et la vapeur qui se condense, le coefficient d'échange s'exprime comme une combinaison d'un terme gravitaire et d'un terme de cisaillement. En ce qui concerne le terme gravitaire, la corrélation de Nusselt est utilisée :

$$Nu_{gr} = 0{,}728\left(\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v) g h_{lv} d_e^3}{\mu_l \lambda_l \Delta T}\right)^{0{,}25} \tag{2}$$

Tandis que pour le terme de cisaillement, c'est la corrélation de Shekriladze-Gomelauri qui est utilisée :

$$Nu_{sh} = 0{,}9\sqrt{\frac{v_g d_e \rho_l}{\mu_l}} \tag{3}$$

Le coefficient d'échange total s'écrit alors :

$$h = \frac{d_e}{\lambda_l}\sqrt{\frac{1}{2}Nu_{sh}^2 + \sqrt{\frac{1}{4}Nu_{sh}^4 + Nu_{gr}^4}} \tag{4}$$

Enfin, le coefficient d'échange est corrigé pour tenir compte des effets d'inondation, c'est-à-dire la dégradation de l'échange thermique du fait du noyage des tubes par les condensats issus des tubes au-dessus. Il existe plusieurs modèles proposés dans la littérature (voir [6]). Pour cette étude, la corrélation de Kern est utilisée :

$$\bar{h} = h\, n_r^{-\frac{1}{6}} \tag{5}$$

D'autres paramètres influent sur la qualité d'échange tels que le taux d'incondensables ou bien l'encrassement des tubes mais ils sont souvent difficiles à estimer. Ils ne seront pas étudiés ici.

Enfin, il est important de tenir compte des pertes de charge singulières dues au passage de la vapeur entre les tubes. Pour ce faire, la corrélation de Jakob est utilisée :

$$C_f = \left(1 + \frac{0{,}475}{\left(\frac{p}{d_e} - 1\right)^{1.08}}\right) Re_{max}^{-0.16} \tag{6}$$

où $Re_{max} = \frac{d_e \rho_v v_v}{\mu_v}$

3. Comportement stationnaire

L'évaluation du modèle est d'abord faite en état stationnaire et via une étude paramétrique sur la température et le débit de la source froide, ce qui permet une comparaison aux données expérimentales de Saari et al. [4] ainsi qu'à l'approche corrélative HEI. Ensuite, l'influence du débit de vapeur est étudiée. La performance d'un condenseur est généralement mesurée par le coefficient d'échange global U défini conformément à HEI et à l'approche LMTD par :

$$U = \frac{\Phi \ln\left(\frac{T_s - T_{in}}{T_s - T_{out}}\right)}{S(T_{out} - T_{in})} \tag{7}$$

Il est important de noter qu'en supposant la vapeur à saturation, P et U sont directement liés étant donné que la pression impose la température de saturation T_S. Une analyse des différents termes constituant la résistance thermique permet ensuite d'interpréter les résultats.

3.1. Influence de la source froide

Saari et al. [4] fournissent des données expérimentales pour trois géométries (A, B et C) de condenseurs à deux passages, de puissance équivalente. Le modèle décrit ci-dessus appliqué à ces trois cas mène aux hypothèses géométriques résumées dans le *Tableau 1*.

	A	*B*	*C*
Nombre de tubes	5225	6500	8800
Matériau	Acier SMO	Titane	Titane
Diamètre externe (mm)	28,0	24,0	22,0
Pas entre les tubes (mm)	35,0	32,5	27,5
Épaisseur des tubes (mm)	0,8	0,5	0,5
Longueur des tubes (m)	8,89	8,97	9,27
Nombre de rangées	12	18	8

Tableau 1 : *Paramètres géométriques des condenseurs*

Le débit de vapeur en entrée est fixé à 105 kg/s et son titre à $x = 0.91$. Le débit d'eau de refroidissement est fixé respectivement à 6200, 5900 et 5800 kg/s pour les condenseurs A, B et C. L'évolution de la pression dans la calandre et du coefficient d'échange global U en fonction de la température d'eau de refroidissement est présentée en Figure *2*.

Les résultats montrent un très bon accord entre le modèle 1D-1D et les données expérimentales (les écarts entre la pression prédite et mesurée sont toujours inférieurs à 5%). L'approche HEI 0D implémentée avec CATHARE-3 donne également de bons résultats. Il est intéressant de noter que la prise en compte des pertes de charge est cruciale pour avoir une variation du coefficient d'échange cohérente. Globalement, les modèles tendent à surestimer le coefficient d'échange (à l'exception du condenseur B). Cela peut s'expliquer par l'incertitude sur le nombre de rangées pris dans le modèle. Ce nombre est plus important pour le condenseur B, ce qui augmente la perte de charge totale.

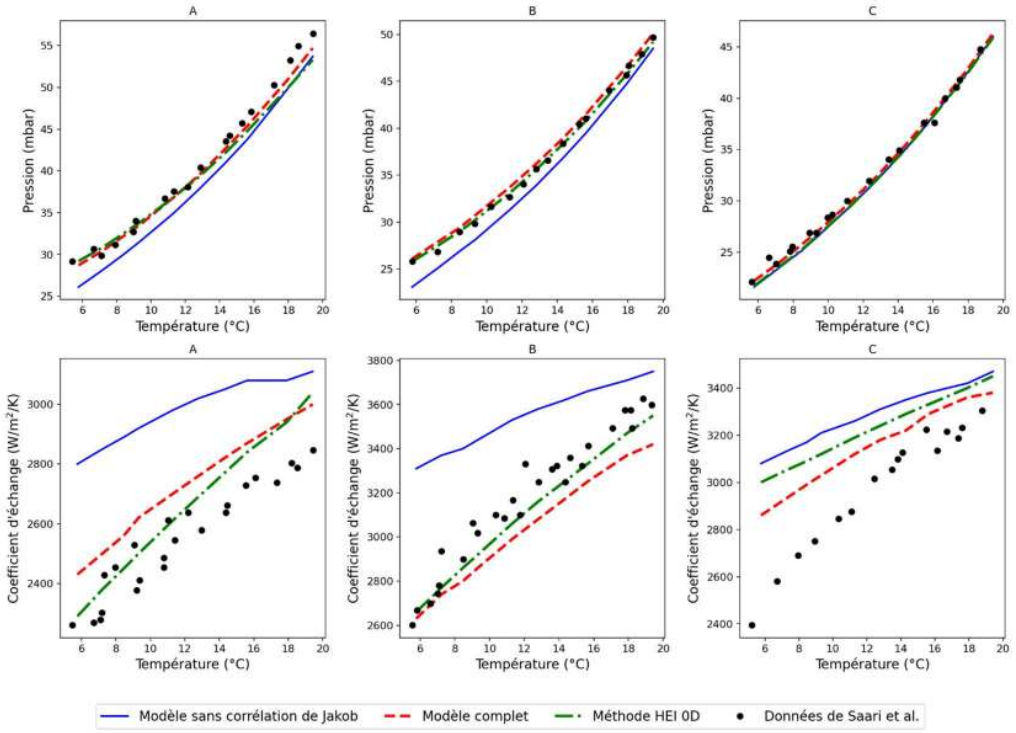


Figure 2 : *Pression dans la calandre et coefficient d'échange U en fonction de la température d'eau de refroidissement en entrée*

3.2. Influence des conditions d'entrée de la vapeur

Dans cette sous-partie, l'influence des conditions d'entrée de la vapeur est maintenant analysée. En effet, au cours de son fonctionnement, le condenseur est amené à condenser des débits de vapeur différents selon la charge du cycle de Rankine. Cette fois, les simulations sont faites dans le cas A. Le débit de vapeur est imposé entre 60 et 150 kg/s à saturation avec un titre en vapeur x = 1. La température d'entrée d'eau de refroidissement est fixée à 11°C. Les résultats de l'étude paramétrique sont donnés en Figure *3*.

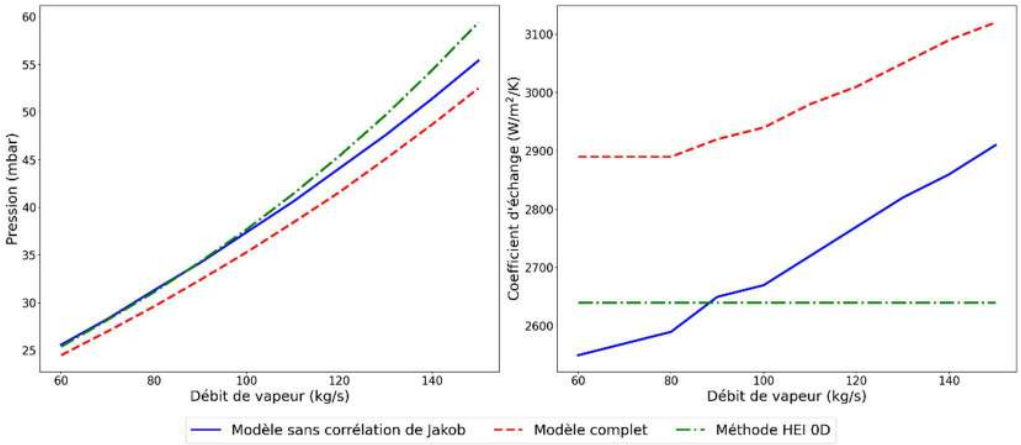


Figure 3 : *Pression dans la calandre et coefficient d'échange U en fonction du débit de vapeur entrant pour le condenseur A*

En l'absence de données expérimentales, la comparaison est effectuée vis-à-vis de l'approche HEI. Cette approche ne permet pas de prendre en compte la variation de débit de

vapeur pour le calcul du coefficient d'échange contrairement au présent modèle. Avec l'augmentation du débit (et donc de la vitesse) de vapeur, le coefficient d'échange augmente. Comme pour le cas précédent, la prise en compte des pertes de charge dégrade le coefficient d'échange thermique.

3.3. Analyse des résistances thermiques

Le coefficient d'échange U_{th} peut être calculé théoriquement à partir des coefficients d'échange côté liquide et vapeur et de la résistance thermique de la paroi des tubes par :

$$U_{th} = \left(\frac{d_e}{d_i} \frac{1}{h_{liq}} + \frac{1}{r_t} + \frac{1}{h_{vap}} \right)^{-1} \tag{8}$$

avec $r_t = \frac{d_e \, ln(d_e/d_i)}{2\lambda}$, la résistance thermique de la paroi. En faisant l'hypothèse que ce coefficient est constant le long des tubes, il est possible de montrer que U_{th} doit coïncider avec U. Ainsi, comprendre l'impact des paramètres de fonctionnement sur h_{liq} et h_{vap} permet de comprendre leur influence sur la performance globale du condenseur. L'analyse des termes dans les équations montre qu'une augmentation de la vitesse de la vapeur augmente le terme de cisaillement et donc h_{vap}. En revanche, le coefficient d'échange h_{liq} n'est pas impacté directement. Lorsque la température d'eau de refroidissement augmente, l'échange thermique dans son ensemble est dégradé et la pression dans la calandre augmente. Cette augmentation de pression induit une augmentation de la densité de vapeur et donc une vitesse de vapeur plus faible à débit constant. Cela conduit à une diminution du terme de cisaillement, ce qui a tendance à diminuer le terme d'échange global. Cependant, une température plus faible de l'eau induit également une baisse de la viscosité de l'eau qui se condense du côté de la vapeur, ce qui augmente le terme gravitaire et donc le coefficient d'échange global. Le même effet se produit de manière plus importante encore du côté de l'eau de refroidissement, le coefficient d'échange de Dittus-Boelter augmentant lorsque la viscosité de l'eau diminue. Par ailleurs, la pression dans la calandre a également un effet sur la perte de charge totale. En effet, plus la densité est importante, moins la vitesse est grande et plus les pertes de charge sont faibles, ce qui augmente le coefficient d'échange global. Comme le montre la Figure *2*, la prise en compte des pertes de charge est essentielle pour expliquer l'allure du coefficient d'échange avec une dégradation plus marquée pour les faibles températures (correspondant à une vitesse de vapeur plus élevée).

4. Comportement dynamique

Afin d'illustrer l'intérêt du modèle pour la simulation de transitoires, la réponse du condenseur à une augmentation du débit vapeur est simulée. Un modèle de puits est ajouté en sortie du condenseur : Il s'agit d'un volume dans lequel les condensats sont recueillis. Pour simplifier, on suppose que ce puits a une hauteur de 2 m et une section constante correspondant à la section de sortie du condenseur. Dans les centrales thermiques, le niveau d'eau dans ce volume est régulé. En état stationnaire, il y a autant d'eau condensée que d'eau prélevée en sortie par le circuit d'extraction des condensats et le niveau d'eau reste donc constant. Afin d'observer le comportement du système indépendamment de la manière de réguler, aucune régulation n'est implémentée. Une condition de pression en sortie est imposée en sortie du puits. Partant d'un débit de vapeur de 105 kg/s à saturation avec un titre x = 1, le débit est augmenté de 50 % en 1s à t = 10 s. La réponse en pression et en température de sortie d'eau de refroidissement est illustrée par la *Figure 4*. Lorsque le débit de vapeur en entrée augmente, il y a plus de vapeur entrante que de vapeur condensée. En conséquence, la quantité de vapeur dans la calandre, et donc la pression qui s'y établit, augmente.

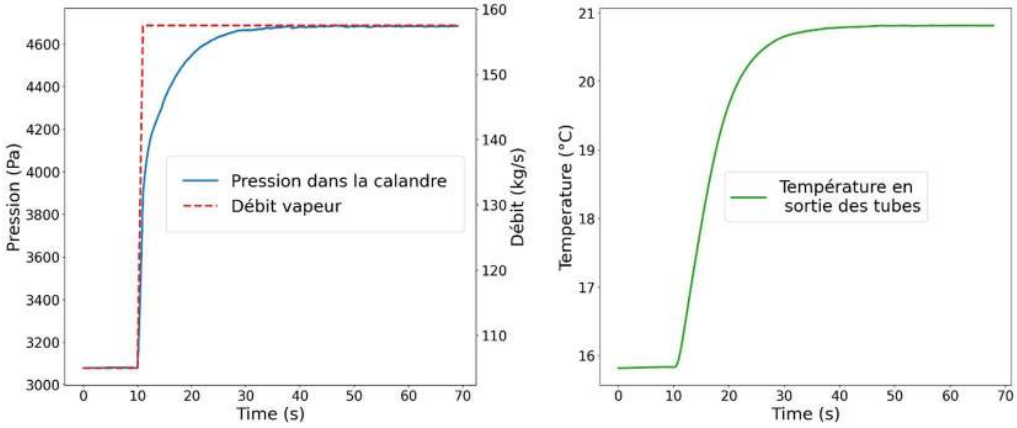


Figure 4 : *Réponse du condenseur à une augmentation soudaine du débit vapeur de 50%*

Cette augmentation se stabilise lorsque la pression est suffisante pour qu'il y ait équilibre entre le débit de vapeur entrante et le débit de vapeur condensée. Comme la quantité de vapeur à condenser, et donc la quantité de chaleur à évacuer, augmente, la température de l'eau en sortie du circuit de refroidissement augmente et se stabilise avec un temps caractéristique équivalent.

5. Conclusion

Dans cet article, un modèle 1D-1D de condenseur est développé à l'aide du code de thermohydraulique CATHARE-3. Une étude paramétrique sur la température d'eau de refroidissement permet de valider en partie le comportement stationnaire du modèle. Les résultats sont par ailleurs cohérents avec l'approche corrélative du HEI. Les simulations ont montré l'importance de prendre en compte les pertes de charge de façon précise. L'analyse des différents termes du modèle permet de montrer l'impact des différents paramètres de fonctionnement sur la qualité de l'échange thermique. En particulier, le coefficient d'échange augmente lorsque la vitesse de la vapeur augmente. Ce modèle permet de raffiner la prédiction de la pression dans la calandre par rapport à un modèle de coefficient d'échange constant ou calculé par HEI.

Références

[1] R. Préa, P. Fillion, L. Matteo, G. Mauger, and A. Mekkas, CATHARE-3 V2.1: The new industrial version of the CATHARE code, *Proceedings of Advances in Thermal Hydraulics*, 2020.

[2] X. Luo, H. Sun, Y. Fang, L. Qiao, and C. Wang, Modeling and transient simulation of condenser based on RELAP5, *AIP Conference Proceedings 2154*, 2019, doi: 10.1063/1.5125356.

[3] M. Gong, M. Peng, and H. Zhu, Research of parameter distributing simulation and modeling for the condenser in nuclear power plant, *Annals of Nuclear Energy*, vol. 133, pp. 313–326, Nov. 2019, doi: 10.1016/j.anucene.2019.05.030.

[4] J. Saari, J. Kaikko, E. Vakkilainen, and S. Savolainen, Comparison of power plant steam condenser heat transfer models for on-line condition monitoring, *Applied Thermal Engineering*, vol. 62, no. 1, pp. 37–47, Jan. 2014, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2013.09.005.

[5] *Standards for steam surface condensers*, 11th ed. Heat Exchange Institute, 2012.

[6] C. Bonneau, C. Josset, V. Melot, and B. Auvity, Comprehensive review of pure vapour condensation outside of horizontal smooth tubes, *Nuclear Engineering and Design*, vol. 349, pp. 92–108, Aug. 2019, doi: 10.1016/j.nucengdes.2019.04.005.

Outil d'aide à la décision pour la valorisation de la chaleur fatale industrielle : vers une industrie plus éco-efficace et résiliente

Decision support tool for the valorization of industrial waste heat: towards a more eco-efficient and resilient industry

Mohamed Amine BEN TAHER*, Manal AATIK, Alaa Hamadi, Bulent Baris

Capgemini Engineering - Technology & Engineering Center
4 Avenue Didier Daurat - 31700 Blagnac, FRANCE
*(auteur correspondant : mohamed-amine.ben-taher@capgemini.com)

Résumé - L'industrie rejette une part importante de l'énergie consommée sous forme de chaleur fatale, contribuant à la surconsommation énergétique et aux émissions de gaz à effet de serre. Dans ce contexte, un outil d'aide à la décision a été développé visant à identifier des solutions techniques pour récupérer et valoriser cette chaleur, dans une optique de durabilité et d'efficacité énergétique. Basé sur la méthodologie 3E (Énergétique, Exergétique, Environnementale), cet outil permet de simuler des processus tels que le cycle organique de Rankine, d'analyser les impacts environnementaux et de quantifier la production d'hydrogène.

Abstract - The industry releases a significant portion of the energy consumed as waste heat, contributing to energy overconsumption and greenhouse gas emissions. In this context, a decision-support tool has been developed to identify technical solutions for recovering and utilizing this heat, with a focus on sustainability and energy efficiency. Based on the 3E methodology (Energetic, Exergetic, Environmental), this tool enables the simulation of processes such as the Organic Rankine Cycle, the analysis of environmental impacts, and the quantification of hydrogen production.

Nomenclature

Cp	Capacité thermique massique, J/kg·K	$\dot{m}$	Débit massique, kg/s
F	Constante de Faraday, C/mol	*N*	Nombre de cellules d'électrolyse
h	Enthalpie spécifique, kJ/kg	*P*	Puissance, kW
I	Intensité électrique, A	*Q*	Flux thermique, kW
J	Densité de courant, A/m²	U	Tension électrique, V

1. Introduction

Les industries consomment environ 20 % de l'énergie totale mondiale et rejettent près d'un tiers de cette énergie sous forme de chaleur fatale. Cette chaleur, définie comme une énergie dissipée involontairement dans l'environnement, représente un potentiel important pour améliorer l'efficacité énergétique des installations industrielles tout en réduisant les émissions de gaz à effet de serre [1].

La récupération et la valorisation de la chaleur fatale constituent un levier stratégique pour réaliser des économies d'énergie significatives et répondre aux enjeux de durabilité. En effet, une grande partie de la chaleur produite par les procédés industriels est souvent perdue dans

l'environnement, alors qu'elle pourrait être récupérée et réutilisée pour alimenter divers besoins énergétiques, tels que le chauffage, la production d'électricité ou encore des procédés thermiques spécifiques [2]. En intégrant des systèmes de récupération de chaleur, les industries peuvent réduire leur consommation énergétique globale et diminuer leur empreinte carbone, contribuant ainsi à une meilleure utilisation des ressources disponibles tout en répondant aux exigences environnementales croissantes [3].

Parmi les technologies existantes pour valoriser cette chaleur, le cycle organique de Rankine (ORC) se démarque par sa grande flexibilité et son adaptabilité à différents contextes industriels. L'ORC est particulièrement performant pour exploiter des sources de chaleur à basse température (50 - 300 °C), ce qui en fait une solution idéale pour de nombreuses applications industrielles. En outre, cette technologie présente des coûts compétitifs par rapport à d'autres systèmes de récupération de chaleur, notamment grâce à ses faibles exigences en matière de maintenance et à sa robustesse opérationnelle [4].

Dans ce contexte, ce travail présente le développement d'un outil numérique d'aide à la décision, nommé SIM4ECO-INDUS, conçu en Python. Cet outil est capable de modéliser et simuler le fonctionnement des cycles ORC afin d'évaluer leurs performances dans des conditions industrielles variées. Il permet également d'identifier les fluides de travail les plus adaptés pour maximiser les performances des ORC et d'évaluer le potentiel de production d'hydrogène à l'aide d'électrolyseurs. Par ailleurs, il offre aux industries une vision claire et exploitable des solutions viables pour optimiser leurs processus énergétiques.

Ce développement constitue une aide précieuse pour les industriels, en facilitant l'intégration efficace de systèmes ORC dans leurs installations et en promouvant une gestion énergétique plus durable et économique. La plateforme SIM4ECO-INDUS propose ainsi une solution numérique innovante pour guider les industriels dans la valorisation de la chaleur fatale. Cet article détaille les caractéristiques de l'outil, les principes méthodologiques qui ont été adoptés ainsi que les résultats d'études de cas appliquées.

2. Principe et architecture de la plateforme

2.1. Principe général

La plateforme SIM4ECO-INDUS a été conçue pour modéliser et simuler des cycles de récupération de chaleur, notamment le cycle organique de Rankine (ORC). Elle s'appuie sur des principes thermodynamiques pour convertir la chaleur fatale en électricité ou en énergie mécanique, en utilisant des fluides organiques à bas point d'ébullition. Ce cadre méthodologique permet d'optimiser les performances énergétiques et environnementales des installations industrielles, tout en tenant compte des spécificités des sources de chaleur disponibles.

2.1.1. Cycle de récupération de chaleur : Fonctionnement du cycle ORC

Le cycle ORC repose sur quatre étapes principales, chacune correspondant à une transformation thermodynamique définie (figure 1 et 2) [5] :

- **Chauffage** (Transformation isobare) (4-1) : le fluide est introduit à haute pression dans un évaporateur, où il est chauffé à pression constante jusqu'à devenir vapeur.
- **Expansion** (Transformation isentropique) (1-2) : la vapeur haute pression se détend dans une turbine, convertissant l'énergie thermique en énergie mécanique

- **Condensation** (Transformation isobare) (2-3) : la vapeur se condense à pression constante, rejetant la chaleur dans une source froide.
- **Pompage** (Transformation isentropique) (3-4) : le fluide est comprimé à haute pression avant d'être réchauffé.

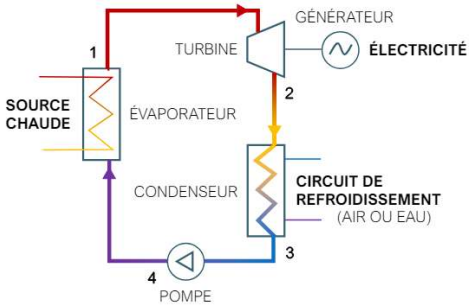


Figure 1 : *Composants du cycle ORC*

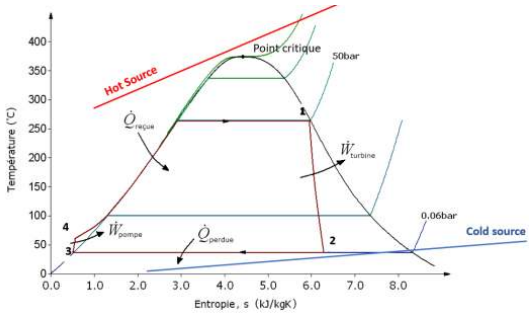


Figure 2 : *Diagramme Température – Entropie*

Pour évaluer les performances du cycle de récupération de chaleur ainsi que le gain potentiel après la valorisation, un bilan énergétique détaillé a été intégré dans la plateforme développée. Le tableau 1 présente un aperçu des puissances absorbées et dissipées par le cycle, exprimées en kilowatts (kW), en respectant les principes thermodynamiques fondamentaux.

Désignation	Bilan		Description
$\dot{Q}_{évap}$	$\dot{m}\,(h_1 - h_4)$	(1)	Puissance fournie à l'évaporateur
$\dot{Q}_{cond}$	$\dot{m}(h_2 - h_3)$	(2)	Puissance rejetée par le condenseur
$\dot{W}_p$	$\dot{m}\,(h_4 - h_3)/\eta_p$	(3)	Puissance consommée par la pompe
$\dot{W}_t$	$\dot{m}\,\eta_t\,(h_1 - h_2)$	(4)	Puissance produite par la turbine
$\dot{W}_{cy}$	$\dot{W}_t - \dot{W}_p$	(5)	Puissance nette du cycle
$\dot{W}_e$	$\eta_g \times \dot{W}_t$	(6)	Puissance électrique générée

Tableau 1 : Équations fondamentales et bilan énergétique des systèmes ORC [6]

où $\dot{m}$ est le débit massique en (kg/s) et $\sum_{i=0}^{4} h_i$ sont les enthalpies aux états respectifs en (kJ/kg); Les rendements de la pompe (η_p), de la turbine (η_t), et du générateur (η_g) sont respectivement considérés pour simuler un cycle réel, ce qui permet de prendre en compte les pertes d'efficacité dues aux irréversibilités thermodynamiques.

2.1.2. Fluides organiques : Sélection et critères de performance

Les fluides caloporteurs organiques jouent un rôle central dans les cycles ORC en assurant le transfert de chaleur d'une source à basse ou moyenne température vers le cycle thermodynamique, influençant ainsi l'efficacité, la récupération énergétique et la rentabilité [7].

Leur sélection repose sur des critères thermodynamiques, environnementaux et économiques. Des paramètres tels que la courbe de saturation et la plage de températures impactent la conception et l'adaptation des cycles aux sources disponibles, garantissant ainsi une efficacité optimale. Le tableau 2 résume les principaux critères de sélection optimaux.

Critères	Description
Sureté	Non toxique, non corrosif, non inflammable (classe ASHRAE)
Stabilité	Stable à haute température pour éviter la décomposition chimique
Pression	Fonctionne à des pressions adaptées sans équipement coûteux
Disponibilité & Coût	Disponible sur le marché à un coût raisonnable
Respect de l'environnement	Conforme aux réglementations de la destruction de la couche d'ozone (ODP) et le réchauffement climatique (GWP)

Tableau 2 : *Critères de sélection des fluides organiques*

2.1.3. Analyse des performances des électrolyseurs et production d'hydrogène

La plateforme SIM4ECO-INDUS inclut un module entièrement développé et implémenté, permettant d'analyser les performances des électrolyseurs dans le cadre de la valorisation énergétique. Ce module exploite l'électricité produite par le cycle ORC pour quantifier la production d'hydrogène à l'aide de technologies d'électrolyse éprouvées et avancées, telles que l'électrolyse alcaline (ALK) et les membranes échangeuses de protons (PEM).

L'outil offre une simulation complète pour estimer la quantité d'hydrogène produite en fonction des conditions opérationnelles du cycle ORC et des caractéristiques spécifiques des électrolyseurs. Chaque type d'électrolyseur (ALK et PEM) est modélisé à l'aide de relations mathématiques distinctes décrivant leur fonctionnement et leur rendement.

Les modèles empiriques d'un électrolyseur alcalin, largement documentés dans la littérature, ont été utilisés pour élaborer le modèle théorique [8]. La tension de fonctionnement d'une cellule d'électrolyse, U_E, dépend de la température de fonctionnement T_E et de la surface active de la cellule A_E (Eq.7).

$$U_E = U_{rev} + \frac{r_1 + r_2 \cdot T_E}{A_E} \cdot I_E + (s_1 + s_2 \cdot T_E + s_3 \cdot T_E^2) \cdot \log\left(\frac{t_1 + {t_2}/{T_E} + {t_3}/{T_E^2}}{A_E} \cdot I_E + 1\right) \quad (7)$$

Où les paramètres du modèle empirique sont : r_1 = 7.331e-5 $\Omega \cdot m^2$; r_2 = -1.107e-7 $\Omega \cdot m^2 °C^{-1}$; s_1 = 1.586 e-1 V; s_2 = 1.378e-3 $V°C^{-1}$; s_3 = -1.606e-5 $V°C^{-2}$; t_1 = 1.599e-2 $A^{-1} \cdot m^2$; t_2 = -1.302 $A^{-1} \cdot m^2 °C$; t_3 = 421.3 $A^{-1} \cdot m^2 °C^2$

Le courant traversant l'électrolyseur est calculé comme suit (Eq.8) :

$$I_E = \frac{\eta_g \cdot P_{ORC}}{U_E \cdot N_{EC}} \quad (8)$$

où P_{ORC} représente la puissance issue du cycle ORC et N_{EC} le nombre de cellules connectées.

Le taux de production d'hydrogène, $\dot{n}_{E,H2}$, est basé sur la quantité de courant traversant l'électrolyseur ainsi que sur son efficacité de Faraday E_F (Eq.9)

$$\dot{n}_{E,H2} = E_F \cdot \frac{N_{EC} \cdot I_E}{2 \cdot F} \quad (9)$$

Le modèle mathématique pour l'électrolyseur PEM repose sur la densité J, la tension de cellule U_{cell}, et la surface de la cellule A_{cell} [9]. La puissance électrique est exprimée par :

$$P_{PEM} = \eta_i \cdot P_{ORC} = J \cdot U_{cell} \cdot A_{cell} \quad (10)$$

La tension de la cellule U_{cell} est composée du potentiel réversible V_0, de la surtension ohmique V_{ohm} , et de la surtension d'activation $V_{act,i}$

$$U_{cell} = V_0 + V_{ohm} + V_{act,i} \quad (11)$$

Le débit molaire d'hydrogène est estimé comme suit (Eq. 12), avec F la constante de Faraday

$$\dot{n}_{E,H2} = \frac{J}{2 \cdot F} \quad (12)$$

2.2. Approche et architecture de la plateforme

2.2.1. Hypothèses de calcul

Le modèle ORC étudié (figure 2) est basé sur une configuration simplifiée comportant une pompe et une turbine isentropiques. Les principales hypothèses sont les suivantes :

- Régime permanent : les conditions opératoires (température, pression, débit) sont supposées constantes dans le temps.
- Fluide de travail incompressible en phase liquide : en phase liquide uniquement (lors du pompage), le fluide est supposé incompressible afin de simplifier le calcul de l'énergie mécanique fournie. Cette hypothèse ne s'applique pas lors des changements de phase.
- Configuration simplifiée : le modèle intègre un évaporateur classique (transformation du fluide en vapeur saturée) et un condenseur (retour à l'état liquide), sans prise en compte de sous-refroidissement ou de surchauffe avancée.

2.2.2. Approche d'analyse

L'évaluation des performances repose sur l'analyse 3E (énergétique, exergétique et environnementale). Cette approche garantit une optimisation énergétique tout en assurant la viabilité environnementale.

- Énergétique : Détermine l'efficacité de conversion de l'énergie thermique en travail utile.
- Exergétique : Identifie les pertes irréversibles et optimise les performances du cycle.
- Environnementale : Évalue l'impact des fluides de travail via les indicateurs ODP (potentiel de destruction de l'ozone) et GWP (potentiel de réchauffement global).

2.2.3. Architecture de la plateforme

La modélisation et l'analyse des cycles de récupération de chaleur fatale reposent sur un ensemble d'outils logiciels :

- Python : Langage principal pour le développement et la simulation.
- CoolProp : Bibliothèque thermodynamique pour le calcul des propriétés des fluides.
- Dash & Plotly : Visualisation interactive et dynamique des résultats.
- Pandas & Numpy : Traitement et manipulation des données.

2.2.4. Fonctionnalités de la plateforme

SIM4ECO-INDUS propose une interface intuitive pour évaluer simultanément l'efficacité énergétique, les impacts environnementaux et les performances exergétiques des processus industriels.

Cette interface offre les fonctionnalités suivantes :

- Identifier les flux de chaleur fatale pour optimiser la récupération d'énergie.
- Configurer et simuler les cycles ORC, en modélisant les processus thermodynamiques et en adaptant les paramètres opérationnels.
- Identifier le fluide optimal, en comparant les performances des conditions d'exploitation.
- Évaluer la production d'hydrogène via des électrolyseurs adaptés.
- Analyser les performances via l'approche 3E, en intégrant des indicateurs énergétiques, exergétiques et environnementaux.
- Visualiser les résultats de manière interactive, avec des graphiques dynamiques.

3. Résultats et discussions

3.1. Validation des modèles : cycle de récupération de chaleur et production d'hydrogène

3.1.1. Modèle du cycle de récupération de chaleur (étude de cas : usine d'aluminium)

Une usine de production d'aluminium utilise des cellules de réduction électrolytique à haute température (940 - 980 °C), consommant environ 10 kWh/kg d'aluminium produit (figure 3). Environ 35 % de cette énergie est dissipée sous forme de chaleur dans les gaz de combustion et l'air de refroidissement de la coque. Ces flux thermiques sont exploités pour alimenter un cycle ORC, convertissant la chaleur récupérée en électricité (figure 4).

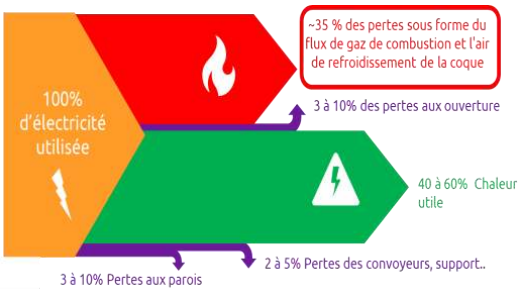


Figure 3 : *Bilan thermique des fours d'usine*

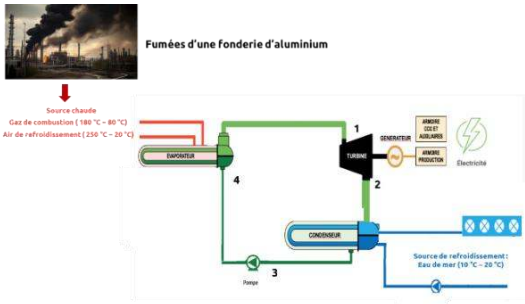


Figure 4 : *Cycle de récupération de chaleur*

L'outil de simulation a permis de modéliser le système en considérant une chaleur fatale totale absorbée par l'évaporateur de 16 MW, calculée en fonction des capacités thermiques respectives des deux flux : 79 kW/K pour les gaz d'échappement des cellules (H1), refroidis de 180 °C à 80 °C, et 34,51 kW/K pour l'air de refroidissement du pot (H2), dont la température passe de 250 °C à 20 °C [10]. Ces deux sources fournissent chacune environ 7,9 MW de puissance, utilisées comme chaleur d'entrée du cycle ORC. La puissance nette du cycle dépend des rendements adoptés : un rendement isentropique de 0,80 pour la turbine, un rendement hydraulique de 0,80 pour la pompe, et une efficacité pour le générateur de 0,90. La figure 5 compare la puissance nette obtenue par simulation avec les données de référence [10], mettant en évidence une bonne concordance entre les deux jeux de résultats, avec une erreur relative inférieure à 1,8 %. Ces écarts mineurs s'expliquent principalement par l'utilisation de package thermodynamique différentes (CoolProp dans notre modèle contre RefProp dans la référence).

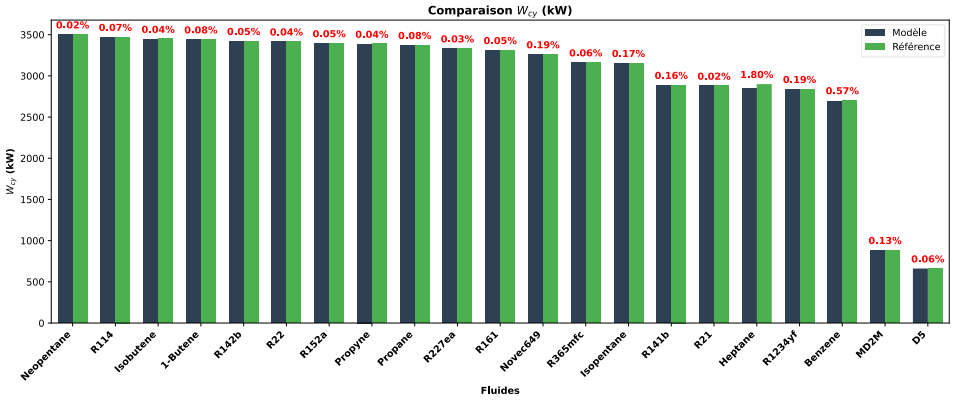


Figure 5 : *Comparaison entre les puissances nettes du cycle (Modèle vs Référence)*

3.1.2. Validation des modèles de production d'hydrogène

Le modèle alcalin a été confronté à celui de la référence [11], en supposant que l'intégralité de la puissance générée par l'ORC soit dédiée à l'électrolyse alcaline. Les résultats obtenus montrent une forte corrélation (figure 6). Bien que la quantité d'hydrogène produite semble faible, il convient de noter que cette configuration vise avant tout à valider la robustesse du modèle. Pour ce faire, les mêmes conditions que celles de la référence ont été reproduites,

permettant ainsi une comparaison directe. Concernant le modèle PEM, la validation repose sur la courbe (J-V) d'une cellule d'électrolyse, comparée aux données de référence [12], avec une divergence maximale de 5 % pour les densités de courant inférieures à 1000 A/m² (figure 7).

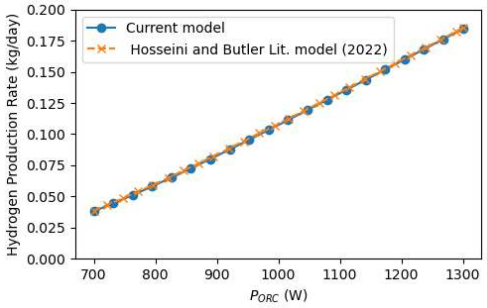


Figure 6 : *Validation du modèle Alkalin*

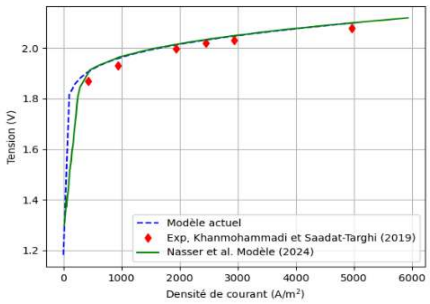


Figure 7 : *Validation du modèle PEM*

3.2. Simulation d'un cas d'utilisation sur Sim4Eco-Indus

La première étape consiste à identifier les flux de chaleur fatale. L'utilisateur choisit le nombre de flux de chaleur et définit leurs caractéristiques : température (entrée et sortie), débit et chaleur massique (Cp). L'interface calcule automatiquement la quantité totale de chaleur fournie. La valeur de 9068 kW a été calculée en fonction du cas test de l'utilisateur et des paramètres qu'il a définis (figure 8). Dans l'étape suivante, l'utilisateur configure le cycle de récupération ORC. Il sélectionne le fluide de travail, définit la configuration du cycle, choisit un électrolyseur et détermine le pourcentage d'énergie électrique utilisé pour la production d'hydrogène (figure 9). Une fois ces paramètres définis, la simulation peut être lancée.

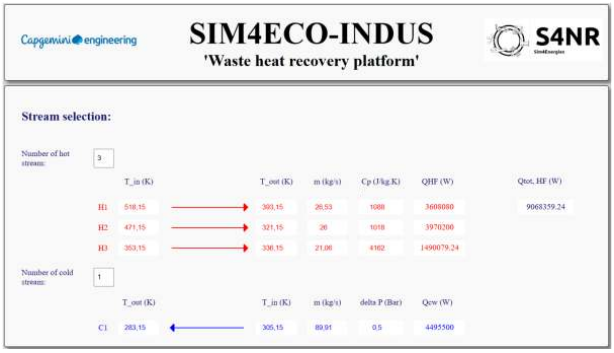


Figure 8 : *Identification et quantification des flux de chaleur fatale*

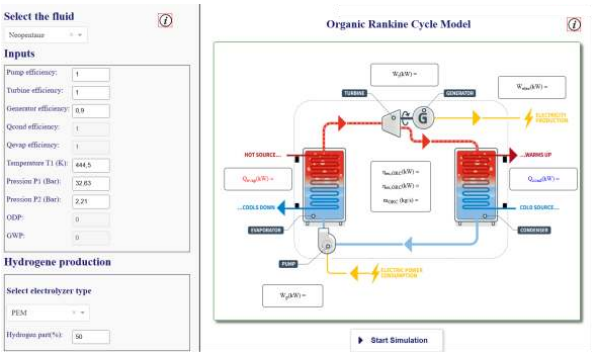
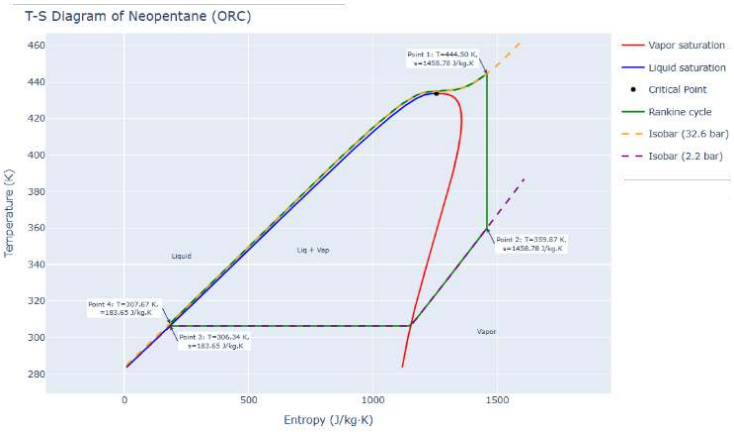


Figure 9 : *Configuration du cycle de récupération de chaleur et de l'électrolyseur*

Enfin, la troisième étape est dédiée à la présentation des résultats. Une fois la simulation achevée, l'interface permet de visualiser les résultats à différents niveaux. Une section spécifique affiche le graphique du cycle Rankine du fluide, tandis qu'une autre présente les performances thermodynamiques de la simulation (figure 10).



Pressions, températures, enthalpies and fluid state at each stage of the cycle

stage	P (bar)	T (°C)	H (kJ/kg)	S (J/kg.K)	X (%)
1	32.63	171.35	553.19	1458.78	100% Vapeur
2	2.21	86.72	453.06	1458.78	100% Vapeur
3	2.21	33.19	54.28	183.65	100% Liquide
4	32.63	34.52	59.55	183.65	100% Vapeur

Cycle performances

Parameter	Value	Unit
Heat absorbed by the evaporator (kW)	9068.36	kW
Heat rejected by the condenser	6300.05	kW
Power generated by turbine	1581.97	kW
Power supplied to pump	83.23	kW
Net cycle power	1494.24	kW
Electrical power generated	1423.77	kW
Rankine cycle flow rate	15.8	kg/s
Energy efficiency of the cycle	16.48	%
Exergy efficiency of the cycle	62.86	%
Overall energy efficiency (Process + ORC)	56.85	%
Hydrogen production rate per day	0.1348	kg/day
Hydrogen production rate per hour	0.0142	kg/h

Figure 10 : *Visualisation des performances thermodynamiques et du cycle Rankine*

Une section historique permet également de visualiser l'ensemble des simulations effectuées sous forme de radar diagramme et de comparer la performance des différents fluides utilisés (figure 11).

Summary table: cycle ORC performances

Parameter	Neopentane	Butene	Propane	Butane	Isobutene
Electric power generated (kW)	1423.77	1499.1	1529.13	1485.13	1487.46
Energy efficiency of the cycle (%)	16.48	17.2	17.5	17.11	17.09
Exergy efficiency of the cycle (%)	62.86	65.62	66.77	65.28	65.19
Global energy efficiency (Process + ORC) (%)	56.85	57.17	57.31	57.13	57.12
ODP	0	0	0	0	0
GWP	0	0	0	0	0

Summary table: hydrogen production

	Butane	Butene	Isobutene	Neopentane	Propane
Parameter	PEM	PEM	PEM	PEM	PEM
Hydrogen Production rate per day (kg/day)	0.1398	0.1405	0.1396	0.1348	0.1429
Hydrogen Production rate per hour (kg/h)	0.0147	0.0148	0.0147	0.0142	0.015

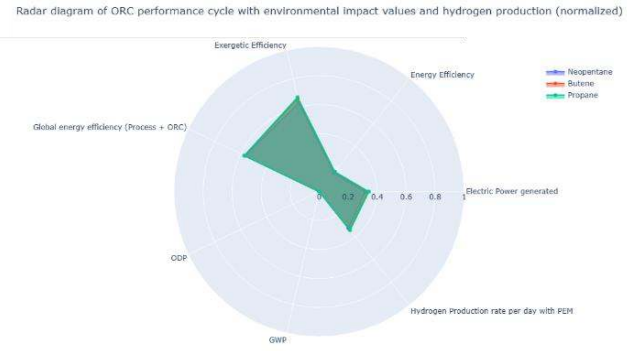


Figure 11 : *Rubrique historique et comparaison des résultats de simulation*

4. Conclusion

L'interface SIM4ECO-INDUS constitue une solution innovante pour la valorisation de la chaleur fatale industrielle, en intégrant une approche 3E qui optimise simultanément l'efficacité énergétique, l'exergie et l'impact environnemental. Cet outil d'aide à la décision facilite non seulement l'amélioration des performances énergétiques, mais contribue également à la décarbonation et à la résilience des processus industriels. À l'avenir, l'intégration de modèles économiques et d'analyses de cycle de vie permettra d'affiner encore davantage les stratégies d'optimisation, offrant ainsi une approche globale et durable pour l'industrie. De plus, le déploiement de la plateforme sur des secteurs industriels variés permettra d'évaluer son adaptabilité et d'enrichir ses bases de données. Une interface utilisateur encore plus interactive et personnalisable pourrait également améliorer l'expérience des ingénieurs et des décideurs. Enfin, l'ajout de modules d'intelligence artificielle offrirait des recommandations optimisées en temps réel, renforçant ainsi son rôle stratégique dans la transition énergétique.

Références

[1] ADEME, "Statistiques sur la chaleur fatale industrielle en France," 2022.
[2] International Energy Agency (IEA), Waste Heat Recovery, 2021.
[3] European Commission, Industrial Heat Recovery Strategies for Decarbonization, 2022.
[4] Quoilin, S., Declaye, S., & Lemort, V., Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle systems in waste heat recovery, Applied Thermal Engineering, 2013.
[5] Patel, B., & Kumar, P., Organic Rankine Cycle Technology for Heat Recovery: Thermodynamic and Economic Perspectives. Energy Conversion and Management, 2016.
[6] Smith, I. W., Brown, J., & Wilson, K. P. Thermodynamic Modeling and Performance Evaluation of Organic Rankine Cycles for Waste Heat Recovery, Journal of Applied Thermodynamics, 2018.
[7] Bao, J., & Zhao, L. A review of working fluid and expander selections for organic Rankine cycle, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2013.
[8] Ulleberg, Ø. Modeling of advanced alkaline electrolyzers: a system simulation approach. International Journal of Hydrogen Energy, 2003.
[9] Ayabadi, M. R. et al. Mathematical modeling and performance assessment of proton exchange membrane (PEM) electrolyzers for hydrogen production: A review. International Journal of Hydrogen Energy, 2021.
[10] Castelli, A et al. Optimization of organic Rankine cycles for waste heat recovery from aluminum production plants. Frontiers in Energy Research, 2019.
[11] S. E. Hosseini et al. Design and analysis of a hybrid concentrated photovoltaic thermal system integrated with an ORC for hydrogen production, J. Therm. Anal. Calorim, 2021.
[12] M. Nasser et H. Hassan, Green hydrogen production mapping via large scale water electrolysis using hybrid solar, wind, and biomass energies systems: 4E evaluation, Fuel. 2024.

Étude numérique de l'influence de l'assistance par compresseur du cycle Absorption Heat Transformer pour valoriser des sources de chaleur fatales à basse température

Numerical study of the influence of compressor assistance in the Absorption Heat Transformer cycle to upgrade low-temperature waste heat sources

Capucine LASSERRE[1*], Hélène DEMASLES[1], Romain COLLIGNON[1]

[1]Université Grenoble Alpes, CEA, LITEN
Campus INES, 73375 Le Bourget du Lac, France
[*](auteur correspondant : capucine.lasserre@cea.fr)

Résumé - Les transformateurs de chaleur à absorption ou Absorption Heat Transformer (AHT) sont une solution pour permettre la valorisation de la chaleur fatale à basse et moyenne température issue de rejets industriels ou de chaleur solaire. Bien que les performances de ces architectures soient très satisfaisantes, leur gamme de fonctionnement est soumise à deux limites : le fonctionnement en condition estivales et la température maximale de production. Cette étude quantifie l'influence de l'ajout d'un compresseur dans le cycle AHT fonctionnant avec le couple NH3/H2O afin d'étendre la gamme de fonctionnement des machines. Les trois architectures ont été modélisées et leur plages de fonctionnement ainsi que leur performances on été comparées.

Abstract - Absorption Heat Transformers (AHT) are a solution for recovering low- and medium-temperature waste heat from industrial waste or solar heat. Although the performance of these architectures is high, their operating range is subject to two limitations : operation in summer conditions and maximum production temperature. This study quantifies the influence of adding a compressor to the AHT cycle operating with the NH3/H2O couple in order to extend operating range of the machines. Three architectures were modeled and their operating ranges and performances were compared.

Nomenclature

COP_{elec}	Coefficient de performance électrique	*Indices et exposants*	
GTL_{out}	Gross Temperature Lift, K	$cold$	Froid
h	Enthalpie, J/kg	$comp$	Compresseur
$\dot{m}$	Débit massique, kg/s	f	Fluide
Q	Flux de chaleur, W	hot	Chaud
r	Rapport de compression	i	Entrée
T	Température, K	o	Sortie
x	Fraction massique d'ammoniac, kg/kg	p	Pompe
W	Travail, W	$waste$	Chaleur fatale

1. Introduction

D'après l'agence internationale de l'énergie (IEA) : « La réduction de l'utilisation des énergies fossiles pour la production de chaud et de froid reste un des plus grands challenges de la transition énergétique » [1]. En effet, la chaleur représente 50% des besoins en énergie finale à l'échelle planétaire, mais compte pour 40% des émissions de $C0_2$ liées à la production de l'énergie en 2019. Elle est issue à près de 90% de la combustion d'énergie fossile. Ainsi, l'augmentation de la part de chaleur issue de source renouvelable ou de récupération semble être nécessaire pour la réussite de la transition énergétique. Les Absorption Heat Transformers (AHT) sont à ce titre des solutions intéressantes. En effet, il s'agit de cycles thermodynamiques permettant de rehausser le niveau de température d'une source de chaleur non utilisable autrement vers une température haute plus facilement valorisable. Cependant, la forte dépendance de ses performances aux conditions opératoires rend difficile le développement de ses technologies. L'ajout d'un compresseur pour améliorer la flexibilité d'une machine à absorption a été prouvé dans le cas d'une pompe à chaleur via des simulations numériques [2] et des études expérimentales [3]. Ce concept peut être également utilisé pour élargir la gamme de fonctionnements des AHT. On parle alors de cycle hybrides assistés par compression. Ce gain de flexibilité issu de l'ajout du compresseur conduit à une augmentation du prix d'achat de la machine estimé à 25%. Certaines études rapportées dans la littérature mettent en évidence des performances prometteuses pour cette technologie. Gao et. al. [4] proposent une étude numérique et expérimentale qui combine le couplage thermique et l'hybridation pour rehausser une chaleur fatale de 45°C à 90°C avec un COP de 2,15. Un cycle hybride combinant une pompe à chaleur à compression mécanique de vapeur et un AHT est utilisé par Kim et. al. [5] pour assurer la production d'eau chaude à 90°C afin d'alimenter un procédé industriel. Toppi et. al. [6] utilise un cycle hybride pour valoriser de la chaleur fatale industrielle pour l'injection sur un réseau de chaleur. Il permet la production de chaleur jusqu'à 120°C pour un COP électrique de 4. La pertinence d'un AHT hybride est également étudié par Wang et. al. [7] Ils concluent que ce système est entre 15% et 70% plus efficace qu'une pompe à chaleur au regard des conditions extérieures. L'ensemble de ses études démontre que l'ajout d'un compresseur permet à l'AHT de fonctionner avec plus de flexibilité, avec un accent sur la possibilité de valoriser de la chaleur fatale plus basse température. Cependant, l'impact de la température de puits est peu étudié dans la littérature. Dans cette étude, deux architectures de machines à absorption assistées par un compresseur ont été réalisées par un modèle basé sur les équilibres thermodynamiques et leurs performances ont été comparées à l'architecture AHT simple effet simple étage standard. Les résultats montrent une amélioration des gammes de fonctionnement aussi bien pour répondre à des conditions de fonctionnement estivales que pour augmenter la température de la chaleur produite.

2. Description des cycles

2.1. Cycle AHT standard

L'architecture minimale du transformateur de chaleur à absorption (AHT) est présentée sur la Fig. 1. Il s'agit d'un cycle simple effet simple étage comprenant neuf composants principaux : six échangeurs de chaleur, deux pompes et un détendeur. Les échangeurs de chaleur sont un évaporateur, un condenseur, un désorbeur, un absorbeur et deux échangeurs de chaleur à solution interne (SHX et RHX). Le fluide de travail choisi dans cette étude est le couple NH_3/H_2O. Le cycle est alimenté par une source de chaleur fatale, servant de température intermédiaire, à la température T_{waste} fournie à l'évaporateur et au désorbeur. Habituellement, cette chaleur est

obtenue à partir d'une source de chaleur résiduelle d'une qualité trop faible pour être utilisée par la plupart des procédés. Dans le désorbeur, la solution riche s'évapore partiellement et produit deux écoulements séparés : une solution liquide pauvre et un réfrigérant vapeur. Le réfrigérant s'écoule vers le condenseur, échangeant de la chaleur avec la source froide tout en se condensant à basse pression. L'air ambiant à température T_{cold} est considéré comme source froide. Il est ensuite pompé vers un évaporateur où il est vaporisé à haute pression grâce à la source de chaleur intermédiaire. Dans l'absorbeur, la vapeur de réfrigérant et la solution pauvre liquide sont mélangées pour régénérer la solution riche. Le processus d'absorption est une réaction exothermique, permettant la production de chaleur à une température plus élevée et qui peut être transférée à la source chaude à une température T_{hot}. En général, la température intermédiaire, ici la chaleur fatale T_{waste}, d'un système AHT fonctionnant en régime nominal est assez basse (< 120°C). Dans ces conditions, la vapeur de réfrigérant produite est très pure, avec une fraction massique d'eau inférieure à 4%, et il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un rectifieur.

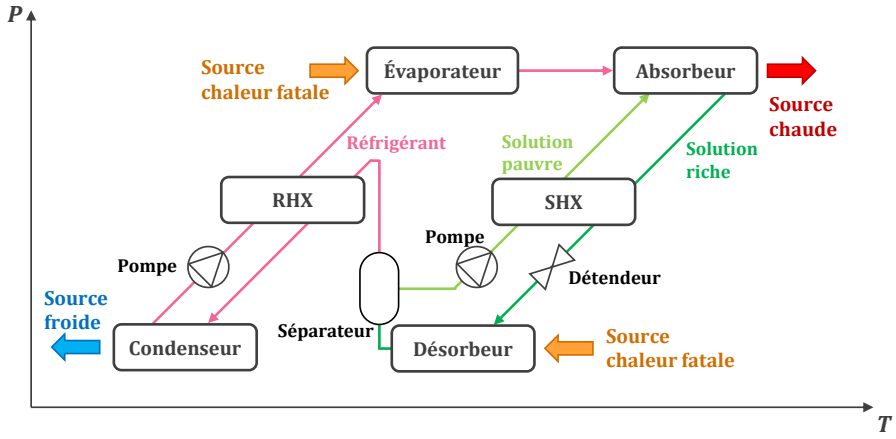


Figure 1 : *Schéma de l'architecture AHT standard représentée dans un diagramme pression/température.*

2.2. Cycles AHT assistés par un compresseur

Malgré les bonnes performances des cycles AHT standard, l'architecture simple effet simple étage ne permet pas de produire de la chaleur à une température très élevée [8], généralement inférieure à 130°C pour les cycles NH_3/H_2O. La pression à laquelle l'absorption a lieu constitue une limite au niveau de sortie à haute température. La haute pression du système est une conséquence de la combinaison de la température des sources de chaleur. Typiquement, dans le cas de l'architecture standard, la haute pression est maintenue en dessous de 30 bars absolus. Une deuxième limite est la température maximale qui peut être utilisée comme source froide au niveau du condenseur. Plus la température de la source froide est élevée, plus les performances sont faibles. On observe une diminution brutale des performances autour de 30°C au niveau de la source froide, température au-delà de laquelle la machine ne peut pratiquement plus produire d'effet utile. Les températures estivales pouvant atteindre 50°C dans certaines régions du monde, une production ininterrompue devient un véritable défi. Afin d'étendre les deux limites de la plage de fonctionnement du système AHT standard, un compresseur peut être introduit dans le cycle, sa position dépendant de la limite de production à haute température ou de la limite de fonctionnement en été. Les deux architectures habituellement envisagées sont parfois appelées EVA et DECO dans la littérature [4]. Ces acronymes font référence à la position du compresseur dans le cycle et seront utilisés plus loin. L'architecture EVA, dans laquelle le com-

presseur est situé entre l'évaporateur et l'absorbeur, comme le montre la figure 2 à gauche, est une solution qui permet d'augmenter la pression du processus d'absorption et donc d'augmenter la température de sortie du système pour une température constante de la source de chaleur fatale. L'architecture DECO, où le compresseur est situé entre le désorbeur et le compresseur, comme présenté sur la figure 2 à droite, est une solution qui permet de récupérer la chaleur fatale en été en diminuant la pression au niveau du désorbeur. Généralement inutile dans les architectures AHT, un rectifieur a été ajouté dans le cycle. Cet élément est utilisé dans les machines où les deux composants de la solution peuvent être vaporisés dans les conditions de pression et de température du désorbeur, comme le mélange NH_3/H_2O. Le rectifieur est utilisé pour condenser une partie de la vapeur du réfrigérant afin d'augmenter sa pureté, ce qui, dans notre cas, augmente la concentration massique de NH_3 dans la phase vapeur. Des séparateurs permettent également de séparer les phases vapeur et liquide aux positions appropriés dans les cycles.

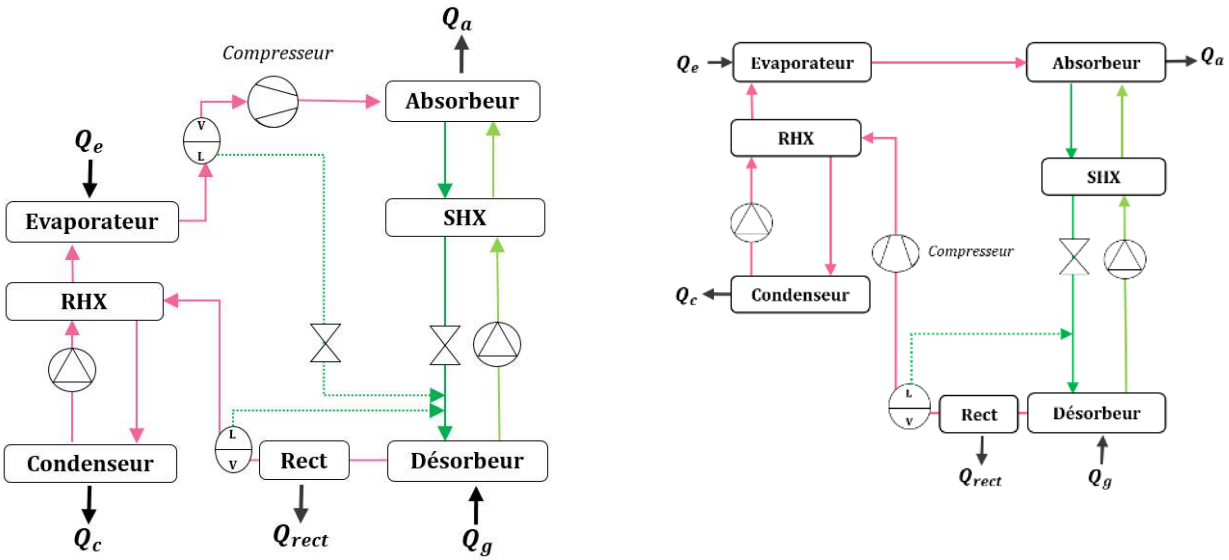


Figure 2 : *Schéma des deux architectures assistées par compresseur, correspondant aux deux positions où le réfrigérant est sous forme vapeur et ainsi où il est possible de placer un compresseur. Leurs noms correspondent à la position du compresseur dans le cycle, EVA à gauche pour un compresseur entre l'Évaporateur et l'Absorbeur et DECO à droite car positionné entre le Désorbeur et le Condenseur.*

3. Modélisation

Les différentes architectures de machines à absorption ont été modélisées en régime permanent à l'aide des équations d'équilibre thermodynamique. Le logiciel EES (Engineering Equation Solver) a été utilisé pour résoudre le système d'équations et pour évaluer les propriétés des fluides. Le fluide à la sortie de l'évaporateur et du désorbeur est dans un état transitoire de changement de phase. Des bouteilles de séparation sont donc utilisées. Elles sont considérées comme idéales et adiabatiques. Aucune perte de charge n'a été prise en compte dans le système. Les équations de débit massique et d'équilibre des espèces ont été utilisées pour évaluer les flux à travers chaque élément :

$$\sum_f \dot{m}_f = 0 \tag{1}$$

$$\sum_f \dot{m}_f x_f = 0 \tag{2}$$

où f est le fluide considéré, m est le débit massique et x est la fraction massique d'ammoniac. L'équation de bilan énergétique est évaluée au niveau de chaque élément pour évaluer l'énergie échangée à travers lui par chaque fluide f et chaque pompe p :

$$\sum_f Q_f + \sum_p W_p + \sum_f \dot{m}_f h_f = 0 \tag{3}$$

où Q est le flux de chaleur échangé, W est le travail mécanique transféré et h est l'enthalpie du fluide. Les deux échangeurs de chaleur internes ont été modélisés à l'aide de la méthode du NUT basée sur une efficacité d'échange de 80%. Les échangeurs de chaleur traversés par une source externe ont été modélisés grâce à un pincement de température de 5°C. Le compresseur réalise une transformation irréversible définie par un rendement isentropique $\eta_{comp} = 0,75$ et un taux de compression $r = \frac{P_{comp,o}}{P_{comp,i}}$, qui est un paramètre étudié dans ce travail. De plus, la consommation électrique de toute machine tournante est quantifiée en introduisant un rendement électrique $\eta_{elec} = 0.9$ à la transformation de l'électricité en énergie mécanique et un rendement mécanique $\eta_{meca} = 0.8$ à la transmission de l'énergie mécanique du rotor vers le fluide. Pour un AHT simple effet simple étage, la rectification n'est généralement pas nécessaire. Cependant, en raison de l'inclusion d'un compresseur dans le cycle, la rectification devient nécessaire dans la plupart des conditions de travail. Afin de faciliter la comparaison entre les configurations, la rectification est effectuée à l'aide d'une source externe. La source externe est régulée de manière à obtenir une fraction massique d'ammoniac du réfrigérant vapeur à la sortie du redresseur de $x = 0,97$. Si la fraction massique d'ammoniac x est spontanément supérieure à ce seuil dans les conditions de fonctionnement considérées, aucune rectification n'est effectuée. Pour quantifier les performances des différentes architectures, le coefficient de performance électrique (COP_{elec}) (4) a été utilisé. En outre, pour quantifier l'effet utile de la machine en termes d'amélioration de la température, l'élévation de la température ou Gross Temperature Lift (GTL) (5) entre la source de chaleur fatale et la sortie de la source chaude est évaluée.

$$COP_{elec} = \frac{Q_a}{\sum_P W + W_{comp}} \tag{4}$$

$$GTL_{out} = T_{hot,o} - T_{waste,i} \tag{5}$$

4. Résultats

4.1. Influence de la compression sur le fonctionnement en conditions estivales

L'introduction d'un troisième niveau de pression grâce au compresseur devrait permettre la production de chaleur lorsque la température de la source froide augmente, en été par exemple. L'influence du taux de compression imposé (c'est-à-dire le travail produit) par le compresseur sur les performances et la capacité de production de la machine lors de l'augmentation de la température de la source de chaleur froide T_{cold} en conditions estivales à une température

constante de la source de chaleur fatale $T_{waste} = 80$°C pour différents rapports de compression r est présentée dans la figure 3. Dans cette figure, les courbes pour l'EVA ne sont pas tracées lorsque la compression conduit à une pression intermédiaire inférieure à la basse pression. L'AHT standard peut fonctionner avec des performances satisfaisantes jusqu'à ce que la source froide atteigne 30°C, après quoi les performances se dégradent brusquement, c'est pourquoi seule les températures de la source froide T_{cold} supérieures à cette valeur ont été représentées. En ce qui concerne les performances des machines assistées, les architectures EVA et DECO montrent une augmentation de la consommation d'électricité, et donc de COP_{elec}, lorsque l'on augmente le taux de compression. Cependant, cette baisse de performance est associée à une augmentation de la capacité de production lorsque la température froide augmente. La température de coupure est de 38°C pour l'architecture AHT standard. Elle peut atteindre 60°C pour les architectures hybrides si le rapport de compression est adapté, c'est-à-dire $r = 1.4$ et $r = 1.6$ pour l'architecture EVA et $r >= 1.4$ pour DECO. Pour les deux architectures, la température de sortie à la source chaude augmente considérablement avec le taux de compression. Pour DECO, le GTL_{out} augmente jusqu'à 15°C (40%) et pour EVA, le GTL_{out} augmente jusqu'à 30°C (120%). Ces résultats permettent de montrer l'intérêt de l'ajout d'un compresseur dans le cycle AHT afin de garantir une production de chaleur en condition estivale, bien que fonctionnant dans un régime dégradé. Les meilleures performances de l'architecture EVA aussi bien en terme de COP_{elec} que de GTL_{out} tendent à montrer qu'elle est toujours préférable à l'architecture DECO pour répondre à ce besoin.

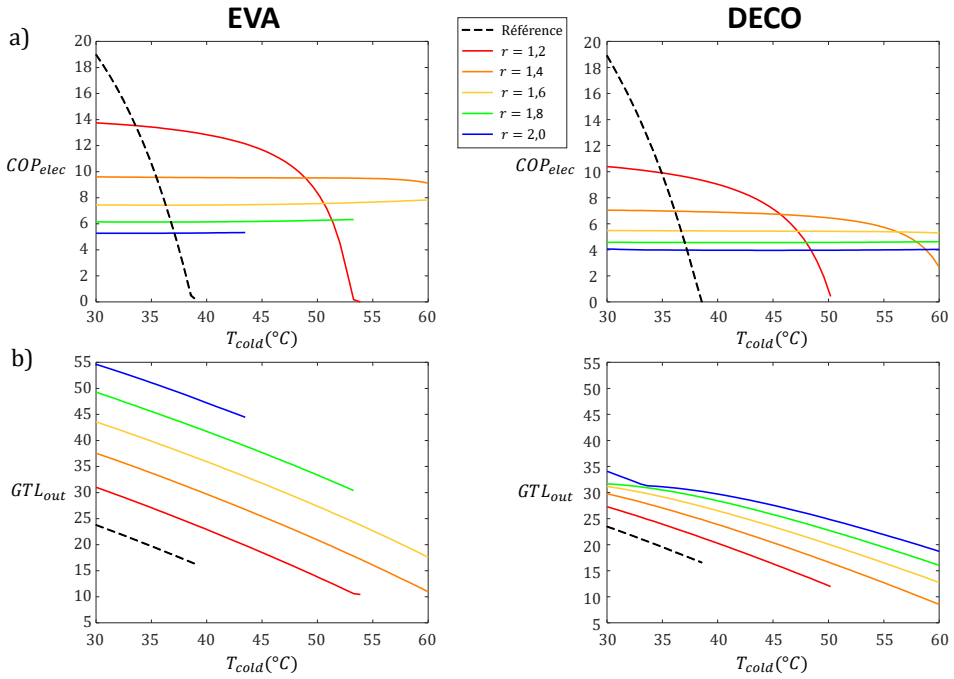


Figure 3 : *Étude de l'influence de l'ajout d'un compresseur dans le cycle AHT en conditions estivales sur les Coefficients de Performance électrique (a) et Gross Temperature Lift (b) pour les architectures EVA à gauche et DECO à droite.*

4.2. Impact de la compression sur la production de chaleur à plus haute température

L'influence du troisième niveau de pression créé par le compresseur sur la production de chaleur en conditions nominales pour des températures de chaleur fatale faibles ($T_{waste} < 100$°C) a

été étudiée. Dans cette configuration, la source de température froide a été fixée à $T_{cold} = 15$°C., ce qui correspond à des températures printanières ou a un refroidissement par eau de rivière par exemple. La température T_{waste} de la source de chaleur fatale ainsi que le rapport de compression r ont été variés, les résultats sont représentés sur la figure 4. Les calculs montrent des coefficients de performance COP_{elec} toujours inférieurs pour les architectures assistées par rapport à l'architecture standard, avec une multiplication de la consommation d'énergie électrique allant de 2 à 5. Cette augmentation de consommation d'électricité est due au travail de compression effectué par le compresseur qui est très élevé par rapport à la consommation des pompes seule pour l'AHT standard. Aucun élargissement de plage de fonctionnement vers les hautes températures n'est constaté avec même un rétrécissement de la plage de fonctionnement pour DECO. L'élargissement observé dans la direction des basses températures ne semble pas permettre une augmentation de la température finale de production de chaleur. Concernant le relevé de chaleur GTL_{out} produit, l'architecture EVA semble capable d'augmenter significativement la température de production avec une augmentation stable en fonction de T_{waste} et donc dépendant uniquement du rapport de compression r. Cette augmentation du relevé atteint 30°C de plus que l'architecture standard (+150%). Du côté de l'architecture DECO, l'influence du rapport de compression se ressent par un déplacement du maximum de relevé vers des plus basses températures de chaleur fatale sans augmentation significatives de sa valeur. Ces résultats montrent qu'il est possible de maximiser la production de chaleur dans des conditions de fonctionnement où l'architecture standard fonctionne, au prix d'une consommation électrique plus importante. Néanmoins, l'architecture EVA semble une nouvelle fois se distinguer par des performances globalement toujours supérieures à celles de DECO.

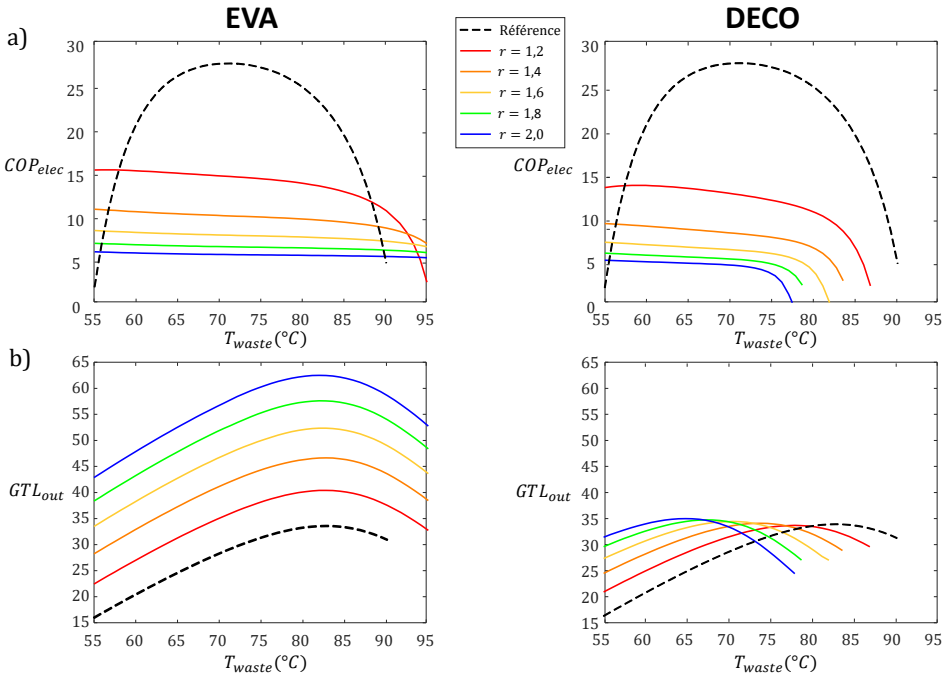


Figure 4 : *Étude de l'influence de l'ajout d'un compresseur dans le cycle AHT pour la production de chaleur à haute température à l'aide de source basse température sur les Coefficients de Performance électrique (a) et Gross Temperature Lift (b) pour les architectures EVA à gauche et DECO à droite*

5. Conclusion

Dans cette étude, deux architectures de machines Absorption Heat Transformer assistées par compresseur ont été modélisées à l'aide d'équations bilan de la thermodynamique : EVA et DECO. Le Coefficient de performance électrique et le Gross Temperature Lift de ces architectures ont été comparées avec ceux d'une machine à absorption AHT standard. L'ajout d'un compresseur dans un cycle AHT permet un élargissement de sa gamme de fonctionnement. Cela rend cette technologie moins vulnérable à la variabilité saisonnière de la température ambiante, notamment en conditions estivales lorsque la température dépasse 35°C. L'AHT hybride peut fonctionner avec une température ambiante pouvant atteindre les 60°C. Cela permet d'assurer ainsi une production continue même lors des épisodes de forte chaleur, bien qu'au prix d'un fonctionnement en régime dégradé au regard de la consommation d'énergie électrique. L'ajout du compresseur permet également d'améliorer la valorisation de chaleur fatale basse température (¡100°C) en conditions nominales de fonctionnement. Il est en effet possible d'obtenir un gain en température entre la source de chaleur fatale et la source chaude jusqu'à 60°C, contre 30°C pour l'architecture standard. Ce qui permet de produire de la chaleur jusqu'à 140°C à partir d'une source à 80°C. Des deux architectures étudiées, EVA semble présenter des performances toujours supérieures à celles de l'architecture DECO. Cependant l'ajout d'un troisième niveau de pression impose des niveaux de pression très importante à l'absorbeur ce qui rend le développement complexe au regard des technologies disponibles. L'architecture DECO permet une amélioration moins significative des performances mais n'impose pas une augmentation de la pression maximale au sein de la machine. De plus amples études sur l'évolution du niveau de pression au sein des machines ainsi qu'une comparaison avec des machines à compression mécaniques de vapeur permettront de mieux guider le choix de l'architecture la plus efficace en fonction des besoins et contraintes imposés.

Références

[1] IEA, Renewable Energy Policies in a Time of Transition : Heating and Cooling, *IEA* (2002).

[2] C. Schweigler, M. Helm and T. Eckert, Flexible heat pump or chiller with hybrid water/LiBr absorption/compression cycle, *Int. J. Refrig.*, 105 (2019) 178–187.

[3] W. Wu, B. Wang, S. Shang, W. Shi and X. Li, Experimental investigation on NH3-H2O compression-assisted absorption heat pump (CAHP) for low temperature heating in colder conditions, *Int. J. Refrig.*, 67 (2016) 109-124.

[4] J. T. Gao, Z. Y. Xu and R. Z. Wang, Enlarged temperature lift of hybrid compression-absorption heat transformer via deep thermal coupling, *Energy Convers. Manag.*, 234 (2021).

[5] J. Kim, S. R. Park, Y. J. Baik, K. C. Chang, H. S. Ra, M. Kim, Minsung angY. Kim, Yongchan, Experimental study of operating characteristics of compression/absorption high-temperature hybrid heat pump using waste heat, *Renewable Energy*, 54 (2013) 13-19.

[6] T. Toppi, M. Aprile, G. Abrami and M. Motta, Compressor-assisted heat transformer for waste-heat powered district heating applications, *Proc. Int. Sorption Heat Pump Conf. 2021 - Part II Call 2021*, 2021, 205–209

[7] J. Wang, B. Wang, X. Li, W. Wu, and W. Shi, Performance analysis on compression-assisted absorption heat transformer : A new low-temperature heating system with higher heating capacity under lower ambient temperature, *Appl. Therm. Eng.*, 134 (2018) 419-427.

[8] F. Cudok, N. Giannetti, J.L.C. Ciganda, J. Aoyama, P. Babu, A. Coronas, T. Fujii, N. Inoue, K. Saito, S. Yamaguchi, and F. Ziegler, Absorption heat transformer - state-of-the-art of industrial applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 141 (2021) 110757.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le CEA-LITEN qui a financé cette étude.

Optimisation par Algorithme Génétique de la Performance Énergétique et du Confort Thermique d'un Système de Climatisation par Eau de Mer (SWAC)

Optimization of Energy Performance and Thermal Comfort of a Sea Water Air Conditioning (SWAC) System using a Genetic Algorithm

Kanhan SANJIVY[1,2*], Perceval RAYBAUD[1], Franck LUCAS[1]

[1]Laboratoire de Géosciences du Pacifique Sud (GEPASUD) : Université de la Polynésie française
[2]Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), France
[*](auteur correspondant : kanhan.sanjivy@doctorant.upf.pf))

Résumé - La technologie SWAC (Sea Water Air Conditioning) utilise l'eau de mer profonde, naturellement froide, pour refroidir les bâtiments. Cet article présente une optimisation de ce système, basée sur un modèle de SWAC validé expérimentalement grâce l'installation localisée à Tetiaroa. L'optimisation, ciblant la performance énergétique et le confort thermique, est précédée d'une phase de screening par la méthode de Morris pour identifier les paramètres les plus influents. Enfin, l'optimisation multicritère des six paramètres retenus, utilisant l'algorithme génétique NSGA-II, permet d'identifier une configuration optimale maximisant le coefficient de performance (COP) tout en garantissant le confort thermique. La solution optimisée permet de tripler les performances du SWAC modélisé en atteignant un COP de 85,6, contre 24,2 pour l'installation réelle. L'approche méthodologique adoptée présente un fort potentiel d'intégration dans des outils d'aide à la décision pour l'optimisation des futurs systèmes SWAC ou pour d'autres systèmes énergétiques.

Abstract - Sea Water Air Conditioning (SWAC) technology uses naturally cold deep seawater to cool buildings. This article presents an optimization of this system based on an experimentally validated SWAC model from the installation located in Tetiaroa. The optimization, targeting energy performance and thermal comfort, is preceded by a screening phase using the Morris method to identify the most influential parameters. Finally, the multi-objective optimization of the six parameters, employing the NSGA-II genetic algorithm, identifies an optimal configuration that maximizes the coefficient of performance (COP) while ensuring thermal comfort. The optimized solution achieves a threefold increase in the modeled SWAC performance, reaching a COP of 85.6 compared to 24.2 for the actual installation. The adopted methodological approach shows strong potential for integration into decision-support tools for optimizing future SWAC systems or other energy systems.

Nomenclature

c_p	Capacité thermique isobare, J kg^{-1}.K^{-1}	λ	Conductivité thermique, W m^{-1}.K^{-1}
D	Diamètre, m	μ^*/σ	Effet élémentaire moyen/Écart-type
e	Épaisseur d'isolant, m	ρ	Masse volumique, kg m^{-3}
H	Hauteur manométrique, m	*Indices et exposants*	
$\dot{Q}$	Puissance frigorifique, kW	CW/SW	Eau glacée/Eau de mer
UA	Coefficient d'échange global, W m^{-2}.K^{-1}	HEX	Échangeur de chaleur
$\dot{V}$	Débit volumique, m^3.h^{-1}	int/ext	Intérieur/Extérieur
$\dot{W}$	Puissance électrique, kW	prim/glob	Primaire/Global

1. Introduction

La technologie SWAC consiste à puiser de l'eau de mer naturellement froide située dans les grandes profondeurs grâce à une conduite ancrée sur le fond marin. L'eau de mer profonde transite dans un échangeur thermique pour transmettre son froid à une boucle de distribution d'eau glacée fermée permettant de climatiser l'ensemble des bâtiments y étant relié. Les limites des cycles thermodynamiques habituels ne s'appliquent à ce procédé car il repose sur le transport d'un fluide froid en phase liquide et non sur le pompage de chaleur d'une source froide vers une source chaude dont les performances sont limitées par l'efficacité de Carnot.

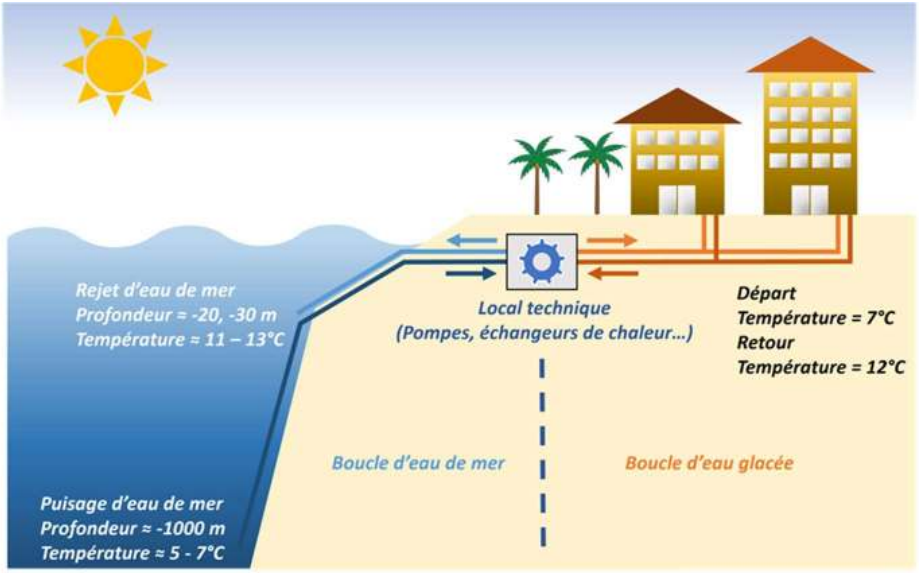


Figure 1 : Principe de fonctionnement d'une installation SWAC [1]

Le système SWAC typique est illustré ci-dessus (Figure 1), il se décompose en 3 parties :

- La boucle d'eau de mer (SW) dite « primaire » comprenant une conduite de puisage descendant à environ 1000 m de profondeur et une conduite de rejet à 20 m. L'eau de mer est d'environ 5 à 7°C en entrée et est rejetée à une température entre 11 et 13°C [1]. Le point de rejet est normalement défini de manière à rejeter l'eau de mer à une température proche du milieu pour ne pas impacter la faune et la flore marine environnante. Cette température de rejet n'est cependant pas soumise à des réglementations spécifiques.
- La boucle d'eau glacée (CW) dite « secondaire » servant de réseau de distribution de froid dans le bâtiment. La température de l'eau glacée est généralement fixée à 7°C pour le départ et 12°C pour le retour.
- Le local technique comprend une ou plusieurs pompes pour chacune des deux boucles, ainsi que les échangeurs permettant le transfert du froid d'une boucle à l'autre.

Un modèle numérique validé expérimentalement de ce procédé a été réalisé en se basant sur le SWAC de Tetiaroa en Polynésie française qui opère dans des conditions réelles [2]. Un tel modèle permet la réalisation d'analyses de sensibilité paramétrique, dont l'objectif final est l'optimisation en fonction de divers critères. Dans notre cas, ces analyses de sensibilité permettent d'identifier et de quantifier l'impact des différents paramètres de conception et d'opération sur la performance énergétique, et le confort thermique dans les bâtiments. Une fois ces paramètres critiques identifiés, des stratégies d'optimisation peuvent être mises en œuvre afin d'identifier la combinaison de paramètres optimale qui maximise la performance globale du système SWAC tout en assurant le confort thermique au sein du bâtiment.

2. Méthodologie d'optimisation

Pour cette étude, les paramètres du modèle pris en compte sont ceux liés au système de climatisation. La liste des paramètres considérés et leurs plages de variations sont données dans le Tableau 1 :

Catégories	*Paramètres*	*Plage de variations*
Régime de températures des boucles	T_{source} ; ΔT_{CW}	T_{source} : 5 à 12°C ΔT_{CW} : 4 à 8°C
Propriétés physiques des matériaux des conduites	λ_{SW} ; λ_{CW} ; ρ_{CW} ; $c_{p_{CW}}$	± 30 %
Caractéristiques des pompes	$\dot{V}_{SW}$; $\dot{V}_{CW}$; ΔH_{SW} ; ΔH_{CW} ; $\dot{W}_{SW}$; $\dot{W}_{CW}$	± 5 %
Échangeurs de chaleur	UA_{HEX} ; $\dot{V}_{SW,HEX}$; $\dot{V}_{CW,HEX}$; $\Delta P_{SW,HEX}$; $\Delta P_{CW,HEX}$	UA_{HEX} : 100 à 400 kW.K Sinon : ± 30 %
Dimensions des conduites	$D_{int,SW}$; $D_{ext,SW}$; $D_{int,CW}$; e_{CW}	e_{CW} : 1 à 4 cm Sinon : ± 30 %
Température de consigne dans le bâtiment	$T_{building}$	24 à 27°C

Tableau 1 : Liste des paramètres du modèle SWAC et de leur plage de variations

Le modèle est réalisé sous l'environnement de simulation EnergyPlus en cosimulation avec Python, le modèle de bâtiment est en mode "autosize", c'est-à-dire que la surface d'échange de la batterie de refroidissement ainsi que le débit nominal d'air fourni par le ventilo-convecteur s'adaptent en fonction de la configuration de SWAC testée. En d'autres termes, le système de diffusion du froid dans le bâtiment est toujours correctement conçu par rapport au SWAC auquel il est couplé. Pour chaque configuration, le modèle est simulé pour une période d'une semaine, avec un pas de temps de 6 min, auquel on rajoute une simulation de dimensionnement réalisée au préalable sur une journée. Les fonctions objectifs de cette optimisation sont le COP global (voir équation 2), les pertes thermiques du réseau de froid (différence entre la puissance frigorifique transmise au réseau de froid et celle diffusée dans le bâtiment) ainsi que la proportion d'heures où la température de consigne n'est pas atteinte dans le bâtiment, désignée par « Heures non satisfaites » ou « Unmet Hours » (pourcentage d'heures où la température de consigne dérive de plus d'1°C). Il est important de minimiser les pertes thermiques le long de la boucle d'eau glacée afin d'éviter que le bâtiment ne soit surdimensionné pour compenser ces pertes. La démarche de l'analyse de sensibilité/optimisation est illustrée dans la Figure 2 :

Figure 2 : Schéma du processus d'analyse de sensibilité et d'optimisation du modèle numérique

Dans un premier temps, la méthode de Morris [3] sera utilisée pour effectuer un « screening » des paramètres, c'est-à-dire une analyse permettant d'identifier les paramètres les plus influents, à moindre coût. Bien que cette méthode permette de mesurer les effets individuels (ordre 1), elle ne permet pas de classer les interactions entre les paramètres (effets d'ordre 2). Enfin, une optimisation sera réalisée par l'algorithme génétique NSGA-II [4]. L'utilisation de ce type d'algorithme évolutionnaire est une approche standard pour la résolution de problèmes multi-objectifs permettant de déterminer un ensemble de solutions optimales en identifiant le front de Pareto ou une approximation de celui-ci.

Dans notre « screening » par la méthode de Morris, nous avons fixé le nombre de trajectoires à 20, conformément à l'approche usuelle suggérée par Campolongo et al. [5]. Sachant que le modèle dispose de 22 paramètres, il faut donc effectuer 460 simulations pour le screening initial. La sensibilité de chaque paramètre sera évaluée par les indices de sensibilité μ^* et σ qui représentent respectivement l'effet élémentaire moyen et son écart-type. Un effet élémentaire moyen élevé indique que le paramètre exerce une influence notable sur la sortie du modèle, indépendamment des interactions avec les autres paramètres. L'écart-type, quant à lui, ne mesure pas directement ces interactions mais reflète plutôt la variabilité de l'effet d'un paramètre. Un écart-type élevé suggère que l'impact du paramètre varie selon sa valeur, ce qui peut indiquer une sensibilité à d'autres paramètres. À l'inverse, un faible écart-type indique que l'effet du paramètre est relativement stable, quelles que soient les valeurs des autres paramètres.

En ce qui concerne l'algorithme génétique NSGA-II [4], la taille de la population initiale et le nombre de solutions par génération ont été fixés à 12 pour des raisons pratiques, car la puissance de calcul disponible permettait de réaliser simultanément 12 simulations. Les taux de croisement et de mutation (opérateurs génétiques de l'algorithme) ont été respectivement fixés à 100 % et 20 %. Ce choix repose sur la recommandation d'utiliser un taux de croisement élevé et un taux de mutation faible dans une première approche pour de petites populations (de l'ordre d'une dizaine d'individus), puis de réduire progressivement le taux de croisement et d'augmenter le taux de mutation si nécessaire [6]. Enfin, le critère d'arrêt a été fixé arbitrairement à 200 générations, et l'évolution du nombre de nouvelles solutions sur le front de Pareto au fil des itérations sera examinée pour vérifier la convergence.

3. Résultats

3.1. Paramètres influents

Les résultats du screening sont présentés ci-dessous sous la forme d'un diagramme de dispersion à gauche et d'un diagramme en barres à droite du μ^* et σ pour les fonctions objectifs suivantes : COP global (COP_{glob}); Pertes thermiques du réseau secondaire (DC_{loss}); Heures non satisfaites ou Unmet Hours (UH).

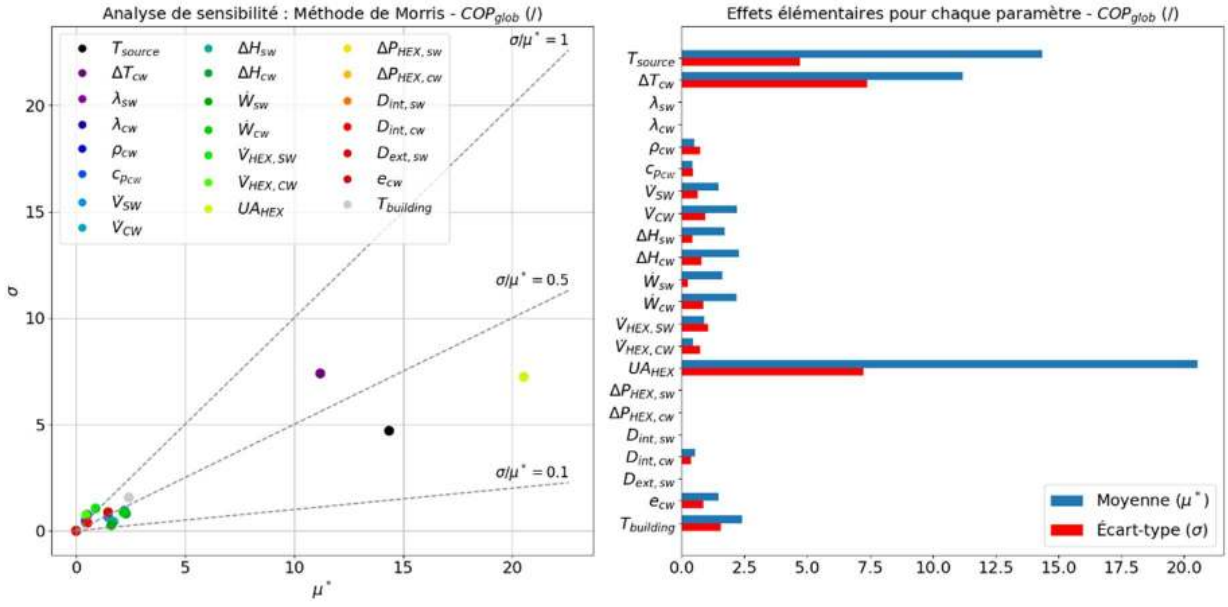


Figure 3 : Analyse de sensibilité des paramètres affectant le COP global en utilisant la méthode de Morris

On considère qu'un paramètre est influent sur le COP global lorsque la valeur de μ^* augmente d'une unité (Figure 3). Les paramètres les plus influents sont la température de puisage, le régime de température secondaire et le coefficient d'échange global de l'échangeur. Les caractéristiques nominales des pompes ainsi que l'épaisseur de la conduite secondaire et la température de consigne viennent ensuite, ce qui fait au total 11 paramètres retenus sur les 22 initiaux.

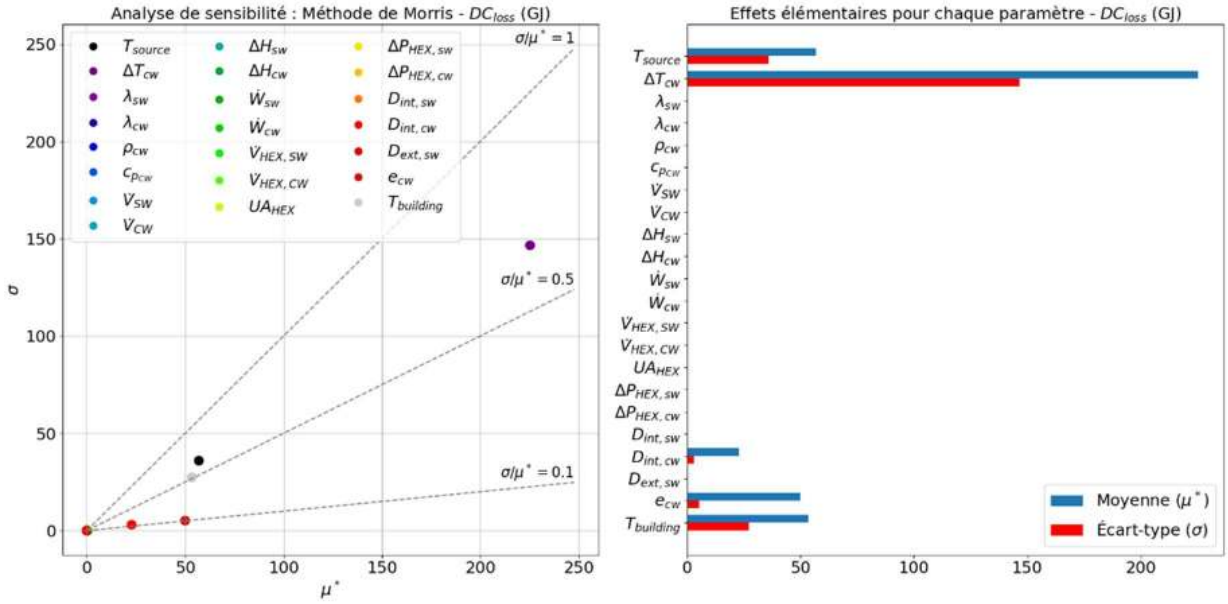


Figure 4 : Analyse de sensibilité des paramètres affectant les pertes thermiques du réseau secondaire en utilisant la méthode de Morris

Les pertes thermiques du réseau secondaire sont impactées principalement par l'écart de température aux bornes de celui-ci (ΔT_{CW}) (Figure 4). La température de la source d'eau de mer (T_{source}), la température de consigne dans le bâtiment ($T_{building}$) ainsi que les dimensions des conduites de la boucle secondaire ($D_{int,CW}$, e_{CW}) interviennent dans une moindre mesure.

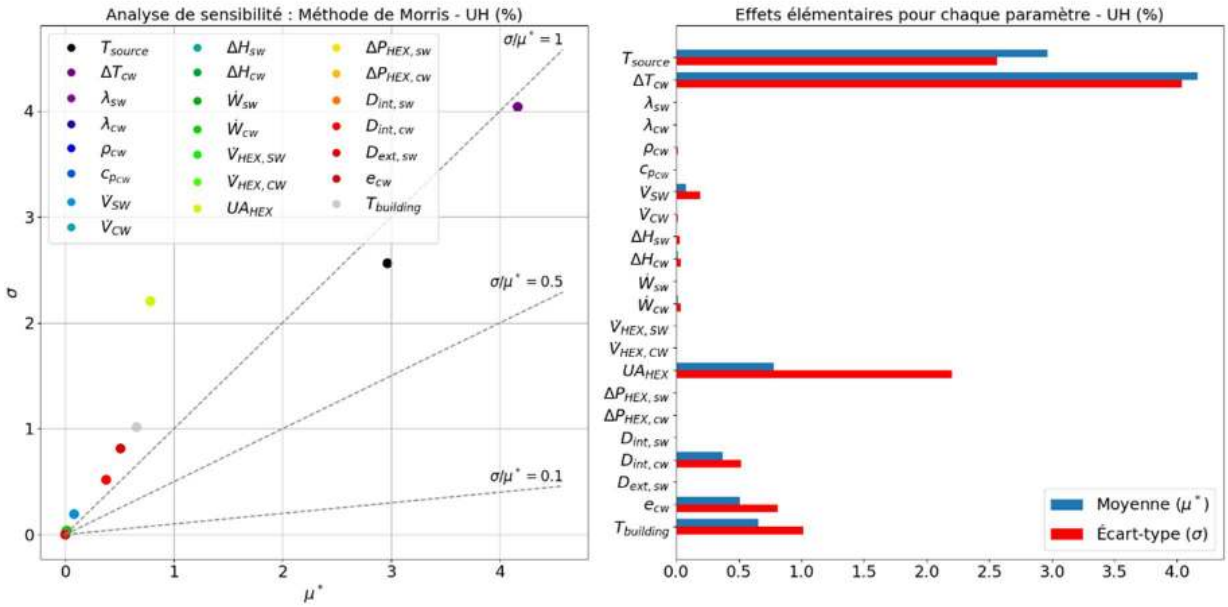


Figure 5 : Analyse de sensibilité des paramètres affectant la proportion d'Unmet Hours en utilisant la méthode de Morris

Enfin, la Figure 5 montre les effets des paramètres sur la proportion d'heures pendant lesquelles la consigne en température n'est pas atteinte dans le bâtiment. La température de puisage (T_{source}), la différence de température du réseau secondaire (ΔT_{CW}) et le coefficient global des échangeurs de chaleur (UA_{HEX}) sont les 3 paramètres les plus influents sur notre critère de confort thermique, étant donné leur impact direct sur la quantité de froid produite par l'installation SWAC. Le diamètre extérieur ($D_{int,CW}$) et l'épaisseur des conduites secondaires (e_{CW}) ont également un impact, car ils influencent les pertes thermiques du réseau secondaire, et donc la puissance frigorifique disponible au niveau de la batterie de refroidissement pour climatiser le bâtiment. Enfin la température de consigne ($T_{building}$) est également influente.

L'optimum des 6 paramètres liés aux pompes primaires et secondaires correspond à des rendements de pompes de 100 %, ce qui minimise les consommations électriques des pompes et maximise le COP. Comme l'optimum de ces 6 paramètres est déjà connu, ils ne seront pas retenus pour la suite des analyses afin de réduire le coût calculatoire élevé. Les 6 paramètres influents finalement sélectionnés pour l'optimisation sont donc les suivants (Tableau 2) :

Température de puisage	T_{source}
Différence de température secondaire	ΔT_{CW}
Coefficient d'échange global des échangeurs	UA_{HEX}
Diamètre intérieur des conduites secondaires	$D_{int,CW}$
Épaisseur d'isolant des conduites secondaires	e_{CW}
Température de consigne du bâtiment	$T_{building}$

Tableau 2 : Liste des paramètres influents sélectionnés

3.2. Solution optimisée

L'ensemble des solutions explorées pendant le processus d'optimisation est représenté dans la Figure 6. La figure représente les solutions selon 3 axes : le COP global, les pertes thermiques du réseau secondaire et le pourcentage d'Unmet Hours. Les points rouges sur cette figure correspondent aux solutions du front de Pareto, c'est-à-dire les solutions optimales qui offrent un compromis entre les différents objectifs sans être dominées par les autres solutions.

Pour choisir la solution optimale au sein du front de Pareto, on sélectionne d'abord le plan UH=0 %, c'est-à-dire l'ensemble des solutions pour lesquelles le confort thermique dans le bâtiment est assuré. Les solutions restantes sur le front de Pareto sont au nombre de 5, toutes avec un COP global supérieur à 50. En comparant ces solutions, on observe que celle ayant un COP global d'environ 52,9 fonctionne avec un régime de température secondaire de 5°C, contre 4°C pour les autres solutions. Pour cette raison, elle nécessite un débit d'air et une surface de batterie de refroidissement plus faibles que les autres (0,72 m³/s et 20,3 m²), et donc des coûts d'investissement pour les bâtiments climatisées plus faibles également.

Pour cette raison, cette solution est donc privilégiée, en plus d'avoir un COP global légèrement supérieur aux autres. Cette configuration est resimulée sur une période de 10 jours avec un pas de temps d'une minute pour estimer précisément ses performances.

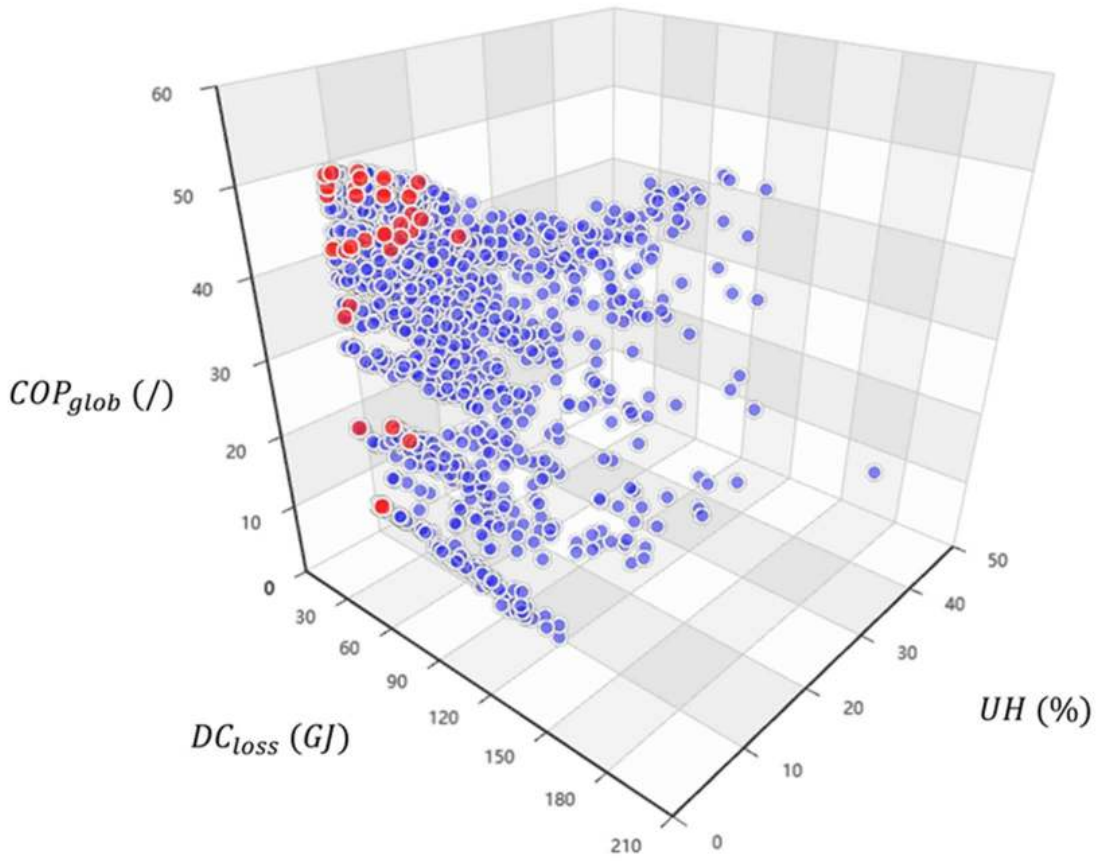


Figure 6 : Représentation 3D des solutions en fonction du COP global, des pertes thermiques secondaires et de la proportion d'Unmet Hours

La performance du SWAC sera estimée par deux indicateurs, le COP primaire et le COP global. Le COP primaire exclut le réseau de distribution de froid auquel le SWAC est connecté. Cet indicateur est à comparer avec le COP des systèmes de climatisation centralisés, tels que les groupes d'eau glacée ou les systèmes DRV (Débit de Réfrigérant Variable), qui disposent également d'une boucle de distribution. Le COP global, quant à lui, est représentatif de la performance globale du système, car il prend en compte l'ensemble des consommations. Cet indicateur est à comparer avec les systèmes unitaires de climatisation, tels que les split system, qui ne nécessitent pas de réseau de distribution de froid.

$$COP_{prim} = \frac{\int_0^t \dot{Q}_{CW} dt}{\int_0^t \dot{W}_{SW} dt} \quad (1)$$

$$COP_{glob} = \frac{\int_0^t \dot{Q}_{CW} dt}{\int_0^t \dot{W}_{SW} dt + \int_0^t \dot{W}_{CW} dt} \quad (2)$$

L'évolution des COP primaire et global de la solution optimisée sont représentés dans la Figure 7. D'après l'étude expérimentale de l'installation de Tetiaroa, son COP primaire variait entre 100 et 200, tandis que son COP global se situait entre 15 et 38. Les SCOP mesurés étaient de 141 pour le primaire et de 24,2 pour le global [2]. Avec l'optimisation présentée ici, les performances de ce SWAC sont nettement améliorées. Le COP primaire varie désormais entre 200 et 670, et le COP global oscille entre 36 et 127. En moyenne, le COP primaire atteint environ 422 et le COP global 85,6, soit près de trois fois plus que leurs COP moyens respectifs de l'étude expérimentale, ce qui illustre une amélioration significative des performances.

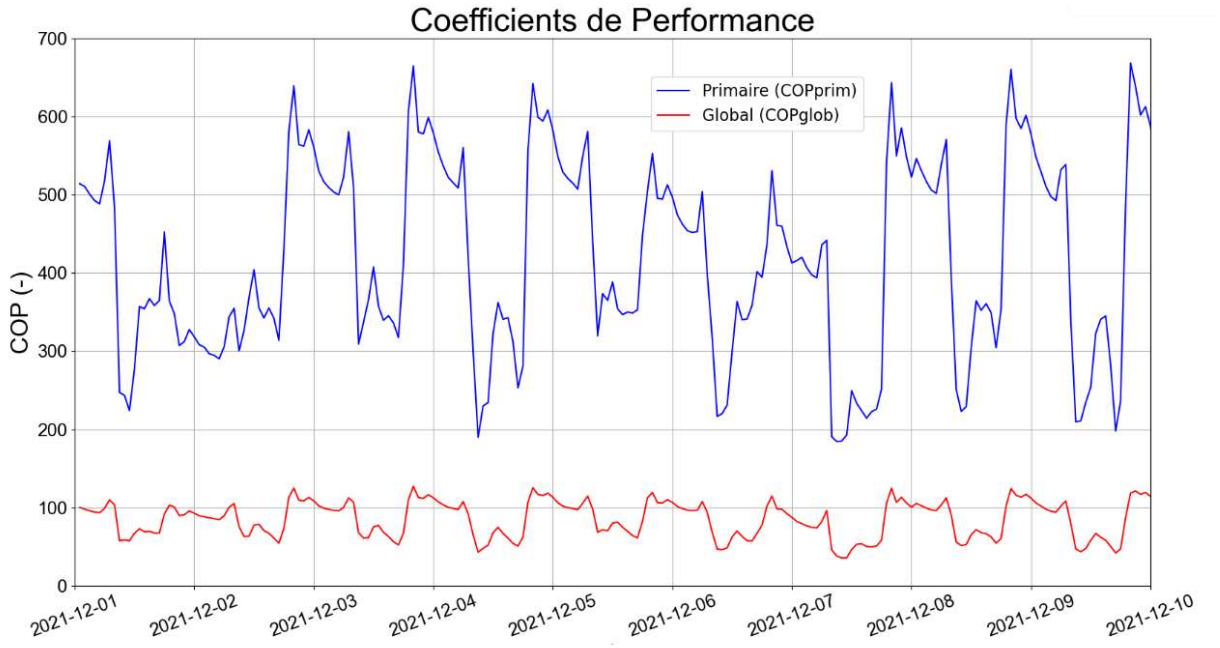


Figure 7 : Évolution des COP primaire et global de la solution optimisée

4. Conclusion

Cet article a exploré l'étude de sensibilité paramétrique et l'optimisation énergétique d'un système SWAC, visant à maximiser le COP global et à garantir le confort thermique de l'occupant. Une première sélection des paramètres influents a été réalisée avec la méthode de Morris, aboutissant à la conservation de six paramètres clés pour l'optimisation. À l'aide de l'algorithme NSGA-II, une solution optimale a été identifiée, présentant des performances nettement améliorées, avec un COP global moyen de 85,6 et un COP primaire de 422. Cela correspond à près de trois fois les valeurs expérimentales initiales, illustrant les gains significatifs de cette approche.

Références

[1] K. Sanjivy, O. Marc, N. Davies, et F. Lucas, « Energy performance assessment of Sea Water Air Conditioning (SWAC) as a solution toward net zero carbon emissions: A case study in French Polynesia », *Energy Reports*, vol. 9, p. 437-446, déc. 2023, doi: 10.1016/j.egyr.2022.11.201.

[2] K. Sanjivy, O. Marc, et F. Lucas, « Sea Water Air Conditioning (SWAC): A Resilient and Sustainable Cooling Solution for hot and humid climates - Energy Performance and Numerical Modeling », 2023.

[3] M. D. Morris, « Factorial Sampling Plans for Preliminary Computational Experiments », *Technometrics*, vol. 33, nº 2, p. 161, mai 1991, doi: 10.2307/1269043.

[4] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, et T. Meyarivan, « A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II », *IEEE Trans. Evol. Computat.*, vol. 6, nº 2, p. 182-197, avr. 2002, doi: 10.1109/4235.996017.

[5] F. Campolongo, J. Cariboni, et A. Saltelli, « An effective screening design for sensitivity analysis of large models », *Environmental Modelling & Software*, vol. 22, nº 10, p. 1509-1518, oct. 2007, doi: 10.1016/j.envsoft.2006.10.004.

[6] A. Hassanat, K. Almohammadi, E. Alkafaween, E. Abunawas, A. Hammouri, et V. B. S. Prasath, « Choosing Mutation and Crossover Ratios for Genetic Algorithms—A Review with a New Dynamic Approach », *Information*, vol. 10, nº 12, p. 390, déc. 2019, doi: 10.3390/info10120390.

Méthodologie de classification des bâtiments à l'échelle de la ville au regard de leur potentiel de flexibilité énergétique

Methodology for classifying buildings at the city scale regarding their energy flexibility potential

Astrid GANSWINDT[123*], Auline RODLER[1], Sihem GUERNOUTI[1], Julien RAMOUSSE[2], David DA SILVA[3], Jean-Baptiste VIDEAU[3], Valentin GAVAN[3]

[1]Cerema, Equipe Bâtiments Performants dans leur Environnement (BPE)
Cité Administrative de Nantes, 12, bd Vincent Gâche - 44200 Nantes
[2] Laboratoire Procédés Energie Bâtiment (LOCIE), CNRS UMR 5271, Université Savoie Mont Blanc, Polytech Annecy-Chambéry
Campus scientifique, Savoie Technolac - 73376 Le Bourget-Du-Lac
[3] ENGIE Lab Crigen, Lab Ville et Bâtiments de demain
4, rue Joséphine Baker - 93240 Stains
*(auteur correspondant : astrid.ganswindt@cerema.fr)

Résumé - Cet article présente une méthodologie d'identification d'archétypes de bâtiments représentatifs des différents gisements de flexibilité à l'échelle d'une ville. Elle repose sur des techniques de clustering, qui répartissent les bâtiments en fonction de leurs usages, géométrie, morphologie et de leur contexte urbain proche, suivant l'influence que ces caractéristiques peuvent avoir sur le potentiel de flexibilité des bâtiments. La méthode développée est illustrée par un exemple d'application sur la ville de Nantes, mais se veut réplicable à d'autres villes, en fonction des données disponibles.

Abstract - This article presents a methodology for identifying building archetypes representing the different energy flexibility potentials at the city scale. This methodology employs clustering techniques to categorize buildings based on their usage, geometry, morphology, and urban surrounding, focusing on the characteristics that influence their flexibility potential. The method has been developped for the French city of Nantes, but is also intended to be generalized to other cities, depending on the available data.

1. Introduction

L'utilisation d'énergies renouvelables intermittentes et par conséquent, non pilotables (i.e. solaire, éolien) nécessite que les bâtiments adaptent leur consommation aux contraintes du réseau et aux conditions climatiques locales, tout en respectant les besoins des usagers : il s'agit de la flexibilité de la consommation ou « demand-side management »[1].

À l'échelle du bâtiment, le potentiel de stockage dans la masse thermique du bâtiment constitue un gisement de flexibilité conséquent [2]. Si l'exploitation des gisements de flexibilité des bâtiments à l'échelle du quartier permet d'augmenter le volume de stockage, elle permet aussi de développer des stratégies de maximisation du potentiel de flexibilité des bâtiments, avec notamment du foisonnement entre usages, c'est-à-dire un lissage de la demande énergétique d'un quartier du fait du caractère asynchrone des besoins des différents bâtiments [3], en particulier dans les secteurs résidentiel et tertiaire.

L'objectif de ces travaux de recherche est d'évaluer les gisements de flexibilité de différents types de bâtiments (résidentiels, bureaux, commerces, anciens, neufs, en tissu urbain dense, etc.) notamment via leur inertie, vis-à-vis de la production de chauffage et de refroidissement, dans le but de définir des configurations permettant de valoriser ces potentiels à l'échelle urbaine. Il s'agit de définir quels types de bâtiments mettre en relation au vu de leur inertie et de leur localisation les uns par rapport aux autres, ainsi que de déterminer à quelle distance de la source de production d'énergie du réseau de chaleur et de froid urbain (RCU) l'inertie des bâtiments peut-elle encore être valorisée et, dans le cas où la configuration bâtiment/RCU n'est pas adaptée, quelle autre source d'énergie est à favoriser (électricité, gaz, EnR).

Afin de répondre à ces questionnements, une méthodologie pour l'ensemble des travaux de recherche est mise en place pour modéliser le potentiel de flexibilité des bâtiments à l'échelle urbaine. Celle-ci se déroule en trois temps. Il s'agit tout d'abord de définir des archétypes de bâtiments représentatifs des différents potentiels de flexibilité de la demande du quartier, à partir de techniques de clustering. Ensuite, le potentiel de flexibilité de chacun de ces archétypes de bâtiments est évalué par simulation thermique dynamique (STD). Enfin, une dernière étape d'agrégation des bâtiments permet d'évaluer le potentiel de flexibilité à l'échelle urbaine.

Cet article présente la démarche correspondant à la première étape de ce travail de recherche. L'enjeu de cette étape de classification des bâtiments est de trouver un compromis pour définir un nombre suffisants d'archétypes de bâtiments représentant au mieux les différents gisements de flexibilité de la ville de Nantes, tout en limitant ce nombre d'archétypes afin de réduire les temps de calculs liés aux STD.

2. Méthode

2.1. État de l'art

2.1.1. Outils et méthodes de modélisation des bâtiments à l'échelle de la ville

L'enjeu du choix d'une méthode de modélisation des bâtiments à l'échelle urbaine est de trouver un compromis entre le nombre de bâtiments modélisés et leur niveau de détail. Ici, le nombre de bâtiments à modéliser est de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers. Un outil comme URBANopt [5], qui modélise jusqu'à quelques dizaines de bâtiments n'est donc pas adapté à cette étude, dont les objectifs en terme d'échelle s'apparentent davantage à ceux des logiciels DIMOSIM [4] et CityBES [5]. Si ces outils possèdent des versions disponibles gratuitement, il reste cependant difficile d'en changer le paramétrage pour une utilisation plus approfondie. C'est pourquoi ces outils modélisant l'ensemble des bâtiments ont été écartés au profit des techniques de clustering, qui ont pour but de définir des groupes de bâtiments (clusters), représentés par un bâtiment archétype. Ce dernier est ensuite modélisé par STD avec un niveau de détail élevé.

2.1.2. Méthodes de classification des bâtiments

Différentes méthodes de classification des bâtiments ont été envisagées pour cette étude, comme la méthode TABULA [6], qui répertorie les bâtiments résidentiels à l'échelle nationale, la classification en Local Climate Zones (LCZ) [7] qui qualifie l'environnement urbain à une maille de 200m, ou la classification GENIUS [8] qui définit des archétypes de bâtiments en fonction de leur contexte urbain et de leur besoins énergétiques. La particularité de la méthode

proposée ici est qu'elle prend en compte les spécificités d'une ville en particulier, avec une définition à la maille bâtiment pour le résidentiel et le tertiaire, en fonction du potentiel de flexibilité de ces bâtiments.

2.1.3. État de l'art des caractéristiques influentes pour la flexibilité

Les caractéristiques influençant le potentiel de flexibilité à l'échelle du bâtiment sont la qualité de son enveloppe pour le chauffage, et pour le refroidissement, il s'agit du contexte morphologique urbain et de la période d'activation de flexibilité, selon une analyse de sensibilité de Vivian et al.[9]. À l'échelle du quartier (trentaine de bâtiments), Martinez et al.[10] soulignent également l'importance des modalités d'activation de flexibilité (durée, différence de température), et ajoutent également les usages (scénarios d'occupation) comme facteur influent du potentiel de flexibilité. Dans cette étude, la morphologie urbaine a un impact secondaire sur ce potentiel, mais cela peut être dû au fait que le quartier étudié est relativement homogène. L'attention portée à la morphologie urbaine comme facteur influant sur le potentiel de flexibilité, notamment pour le refroidissement, constitue une originalité de l'approche proposée dans cet article.

2.2. Démarche

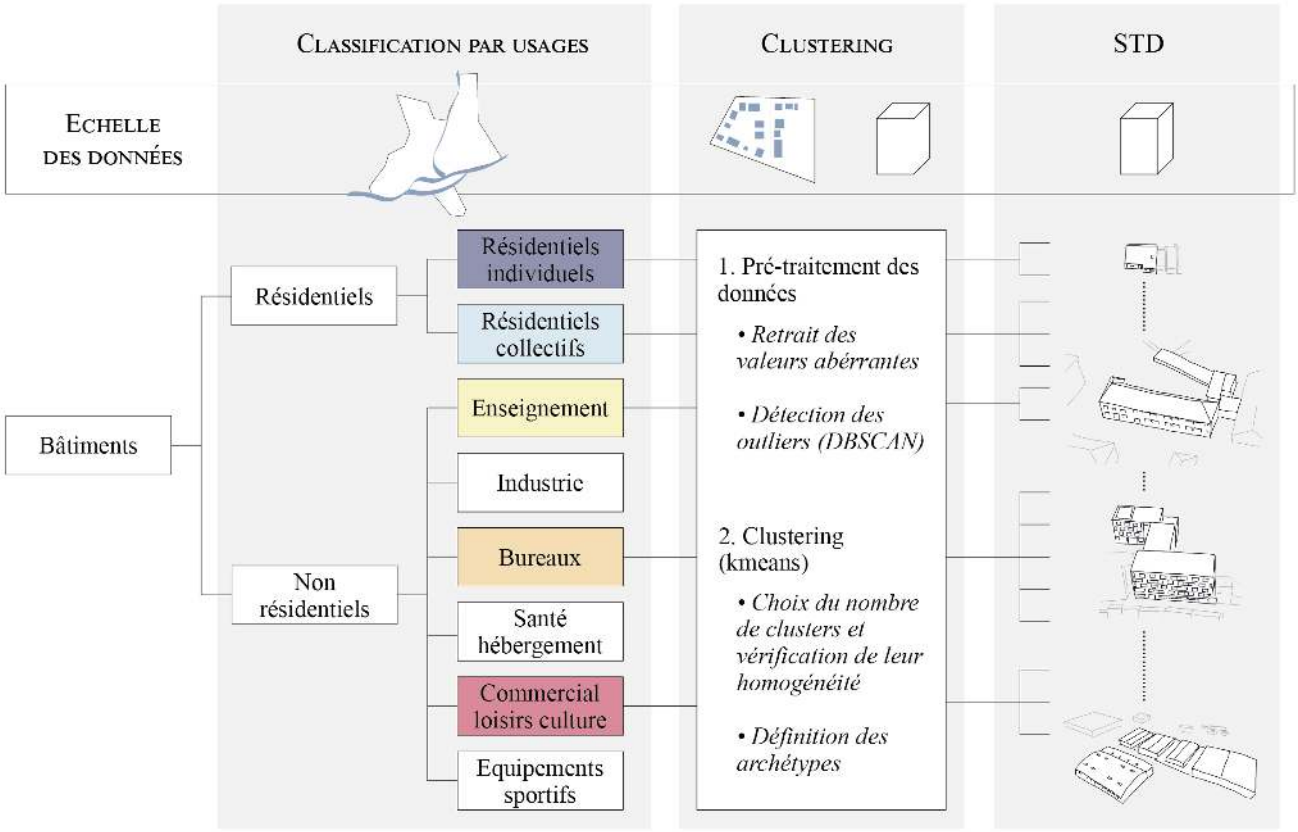


Figure 1 : *Démarche générale de définition des archétypes*

Comme représenté sur la Figure 1 les archétypes sont définis suivant deux étapes : une première étape de répartition des bâtiments par usage à l'échelle de la ville, suivie d'une seconde étape de clustering prenant en compte la géométrie du bâtiment et sa morphologie urbaine proche. Ce séquençage permet de hiérarchiser les données d'entrée en privilégiant une répartition par usages, qui ont une plus grande influence sur le potentiel de flexibilité que la

géométrie des bâtiments. Il permet aussi traiter spécifiquement les bâtiments tertiaires, dont la proportion restreinte par rapport au parc (15%) ne permet pas à ces bâtiments d'être suffisamment représentatifs à l'échelle de la ville, pour être classifiés dans des clusters spécifiques au tertiaire. Les paramètres les plus influents pour la flexibilité, à savoir les conditions d'activation de flexibilité et les caractéristiques thermiques des bâtiments, sont traités en dernière étape par simulation STD sur les archétypes de bâtiments, afin notamment de prendre en compte des variantes de rénovation.

Le clustering présenté dans la suite est appliqué aux bâtiments de la ville de Nantes (56 000 bâtiments), dont 70% sont du résidentiel individuel, 15% du résidentiel collectif et 15% du tertiaire. Parmi ces deux dernières catégories, 450 bâtiments sont recensés par Nantes Métropole comme étant raccordés au RCU.

3. Clustering

3.1. Hypothèses et prétraitement des données

3.1.1. Données d'usages

Les sous-catégories d'usages représentées en Figure 1 sont issues d'une analyse de scénarios d'occupation décrits dans la thèse de Nguyen [11]. Ceux-ci distinguent les occupations journalières (bureau), nocturnes (logements), en semaine et hors période estivale (bâtiments d'enseignement), etc.

La répartition des bâtiments en fonction de ces catégories nécessite un recoupement de plusieurs bases de données (BDD) à la maille bâtiment : BDTOPO [12], BDNB Expert [13], fichiers fonciers du Cerema [14], ainsi que des données recueillies pour le cas d'étude, à savoir les données de Nantes Métropole sur les bâtiments raccordés au réseau de chaleur. Ces dernières données spécifiques à Nantes représentent une centaine de bâtiments (0,2% du parc) et sont disponibles dans le cadre du partenariat de recherche. Le nombre de bâtiments recensés dans ces BDD y est généralement inversement proportionnel à la fiabilité des données. L'assignation finale des usages s'effectue en affectant pour chaque BDD une catégorie d'usages pour chaque bâtiment. Dans le cas où ces catégories entrent en contradiction, ce qui est le cas pour près de 80% des bâtiments, un ordre de priorité est donné en fonction de la fiabilité des BDD :

1. Données de Nantes Métropole sur les bâtiments raccordés au RCU.
2. Fichiers fonciers du Cerema issus de la BDNB Expert.
3. Fichiers fonciers du Cerema pour le tertiaire (typeact).
4. BDTOPO zone d'activité ou d'intérêt (ZOA), utilisée principalement pour le tertiaire.
5. Fichiers fonciers du Cerema pour le résidentiel et tertiaire (typeloc).
6. BDTOPO général (nature, usage 1 et usage 2).

Ainsi il est possible de répartir 90% des bâtiments en sous-catégories d'usages, à l'exception des bâtiments non renseignés dans les BDD ou avec des données trop imprécises.

Dans le cas de bâtiments multi-usages, tels que les logements collectifs sur socle commercial, un usage unique est affecté, avec priorité au résidentiel. Dans le cadre de cette étude, les locaux industriels ne sont pas traités dans le clustering car leurs gisements de flexibilité résident principalement dans leurs procédés industriels, qui sont très spécifiques et difficilement généralisables. Les équipements sportifs et les bâtiments de santé et d'hébergement (hôpitaux) sont également écartés de l'étude, car leur nombre est limité et car ils sont spécifiques à chaque ville. Il pourrait toutefois être intéressant de traiter ces usages spécifiques individuellement dans

le cadre de futures études.

3.1.2. Données morphologiques

Dans sa thèse, Bonhomme [8] présente les caractéristiques morphologiques urbaines qui impactent le plus les besoins de chaleur et de refroidissement, à savoir la densité (1), le coefficient d'emprise au sol (CES) (2) ainsi que la compacité (3), définis comme suit :

$$Densite = \frac{Surface_{batiment} \cdot Nb_{etages}}{Surface_{maille}} \tag{1}$$

$$CES = \frac{Surface_{batiment}}{Surface_{maille}} \tag{2}$$

$$Compacite = \frac{Surface\,verticale\,deperditive_{batiment}}{Volume^{\frac{2}{3}}} \tag{3}$$

Ces indicateurs sont calculés sur Geoclimate à la maille RSU, ou Reference Spatial Unit [15], découpage généré à partir du tracé des voiries et du parcellaire. Cette maille présente l'avantage de ne pas dépendre du point d'ancrage du maillage (comme pour un maillage régulier par exemple), tout en associant chaque bâtiment à une seule maille, sans chevauchement pour la majorité d'entre eux.

3.1.3. Variables retenues pour le clustering

Après analyse par information mutuelle des variables, qui mesure le degré de dépendance entre deux paramètres, une combinaison de six variables est retenue pour le clustering. À l'échelle du bâtiment, la hauteur, la surface et la compacité décrivent la géométrie des bâtiments, tandis que la surface verticale adjacente prend en compte leur mitoyenneté. À la maille RSU, la densité et le CES caractérisent la morphologie du contexte proche des bâtiments.

3.2. Détection des outliers

Le clustering est fortement sensible aux données isolées, qu'il convient donc d'analyser préalablement. Parmi ces valeurs se trouvent des bâtiments dont la répartition par usages est erronée, à l'exemple de résidentiels individuels de plus de 1000 m² ou de bureaux de moins de 50 m², qui correspondent généralement à des annexes. Ceux-ci sont retirés des données en aval de l'application du clustering.

Les valeurs isolées concernent également des bâtiments dont l'usage est correct, mais dont les caractéristiques diffèrent de la majorité des bâtiments du cluster. Il s'agit de bâtiments qualifiés d'outliers, identifiés ici comme les grands centres commerciaux ou les barres d'immeubles de logements collectifs par exemple. Dans la perspective d'évaluer le potentiel de flexibilité du quartier, il peut être opportun de conserver ces types de bâtiments qui représentent un gisement de flexibilité conséquent, même si peu représentatif de l'ensemble du cluster. Ainsi, pour les catégories de bâtiments résidentiels collectifs, commerciaux, d'enseignement et de bureaux, les outliers sont conservés pour la suite du clustering. Pour les autres sous-usages, les outliers sont détectés par la méthode Density-Based Spatial Clustering of Application with Noise (DBSCAN), dont l'hyperparamétrage retire des bâtiments à hauteur de 5%, dans le but de conserver une représentativité suffisante de l'ensemble des bâtiments.

3.3. Choix de la méthode de clustering et identification des archétypes

Avant tout, soulignons le fait que le choix d'une méthode de clustering dépend principalement de la forme du jeu de données à traiter. Dans la méthode développée ici, un clustering est réalisé pour chaque catégorie d'usages, ce qui implique des jeux de données différents, notamment en terme de nombre de bâtiments. La catégorie enseignement par exemple comporte plusieurs centaines de bâtiments de typologies variées, tandis que le résidentiel individuel est composé de plusieurs dizaines de milliers de bâtiments présentant des typologies relativement homogènes. Cependant, pour des raisons de cohérence de la démarche générale, nous sélectionnons une seule méthode de clustering pouvant s'adapter à ces différents jeux de données.

Pour cette étude, les méthodes de clustering hiérarchique et spectral [16] ont été écartées car elles sont peu adaptées à des jeux de données de grandes dimensions, tel que celui des bâtiments résidentiels individuels. La méthode DBSCAN est également écartée du clustering car elle peut générer des clusters de forme concave, pour lesquels la détermination d'un centroid est inappropriée. Les méthodes kmeans et Gaussian Mixture Model (GMM) sont comparées afin de déterminer la méthode la plus adaptée. Pour cela, trois indicateurs d'homogénéité du clustering sont calculés pour deux à dix clusters : le coefficient de silhouette (à maximiser), l'indice de Davies Bouldin (à minimiser) et l'indice de Calinski Harabasz (à maximiser).

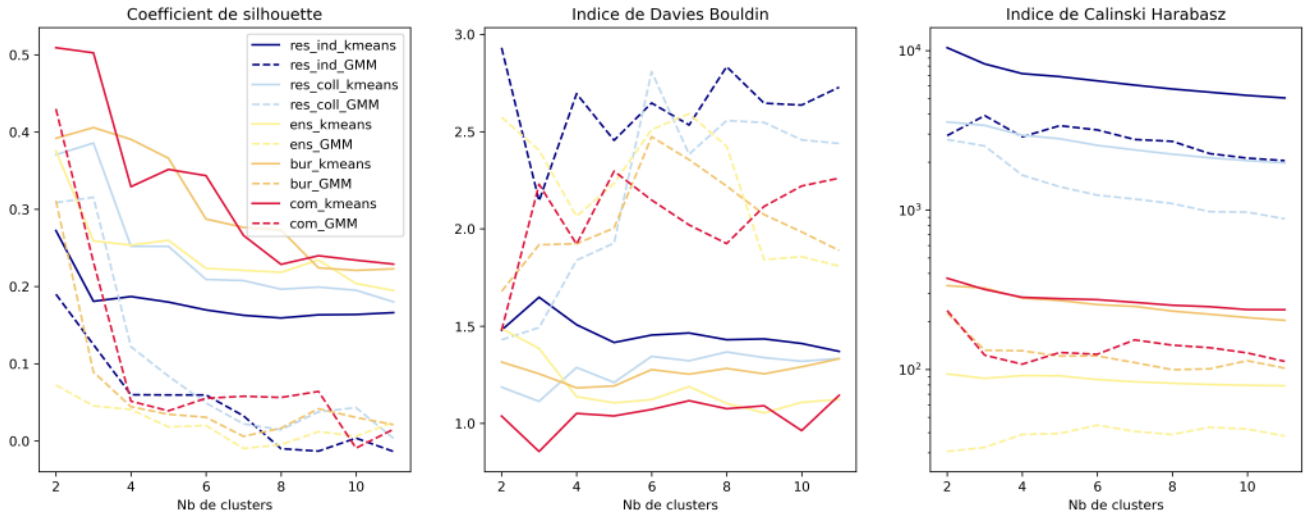


Figure 2 : *Coefficients de performance du clustering par sous catégories d'usages*

La Figure 2 montre que pour l'ensemble des sous-usages, la méthode kmeans (en trait plein) est préférable à GMM (en pointillés) et est donc la méthode retenue pour l'ensemble de la démarche. Les indicateurs de performance du clustering permettent également de déterminer le nombre de clusters pour chaque sous-usages, puis d'identifier le centroid de chaque cluster, défini comme le bâtiment le plus proche de la médiane. Quinze bâtiments archétypes, illustrés en Figure 3, sont ainsi identifiés pour représenter les 40 000 bâtiments traités dans le clustering. Il s'agit d'un compromis acceptable entre la représentativité des bâtiments de la ville de Nantes et le nombre de bâtiments à modéliser par STD.

Les archétypes obtenus ne sont pas une représentation statistique de la ville de Nantes, mais une représentation en terme de potentiel de flexibilité des bâtiments nantais, dont la répartition est représentée en Figure 4. Ainsi, plusieurs milliers de bâtiments résidentiels individuels sont représentés par un seul archétype de maison à deux étages, tandis qu'un autre archétype est utilisé pour représenter uniquement les trois grands centres commerciaux de la ville.

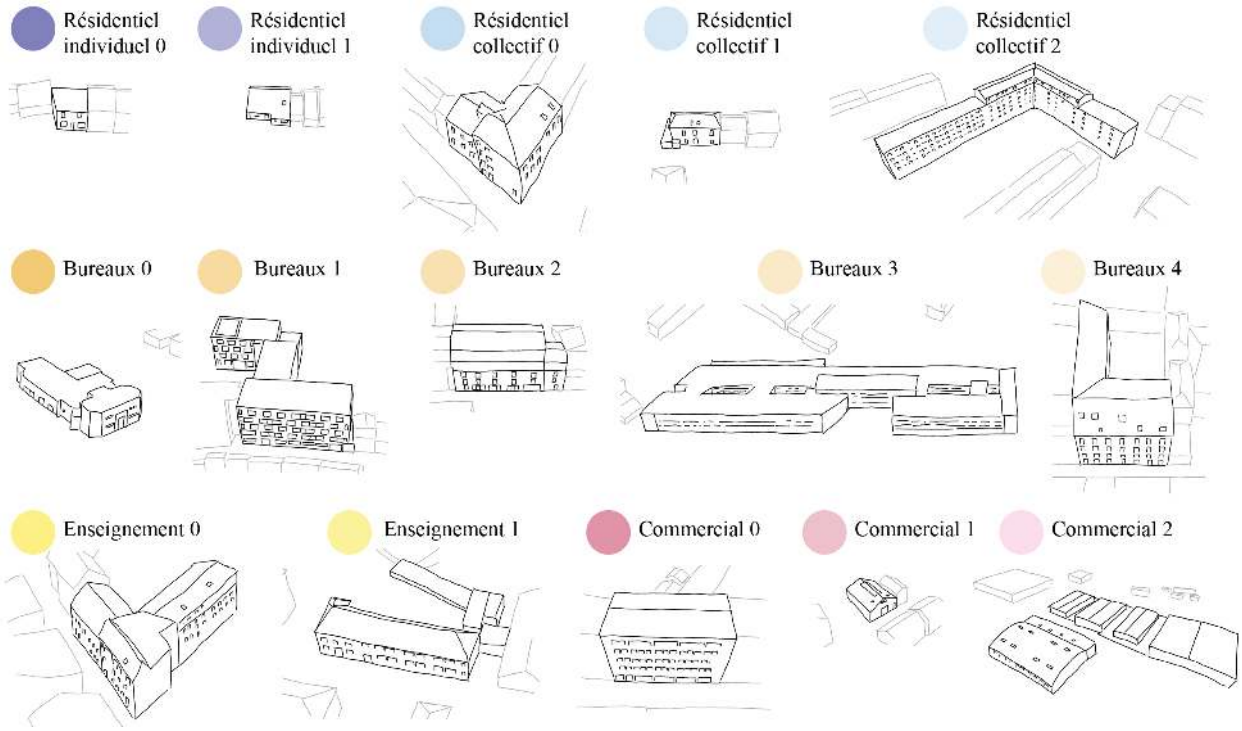


Figure 3 : *Répartition des bâtiments de Nantes pour le clustering*

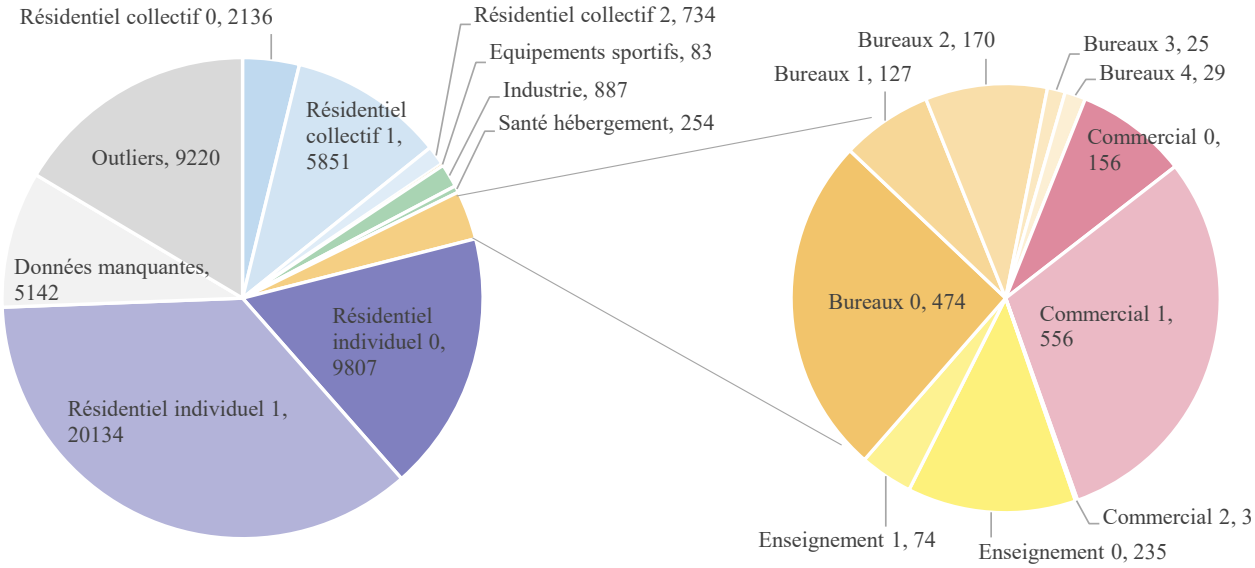


Figure 4 : *Répartition des bâtiments de Nantes pour le clustering*

4. Discussions et perspectives

La méthode développée présente une forte dépendance aux données disponibles, qu'il est nécessaire d'utiliser avec attention, d'autant plus que les techniques de clustering sont très sensibles aux données de base, qui doivent donc être les plus fiables possibles. Un travail conséquent de prétraitement des données est donc indispensable, notamment pour la jointure

entre les différentes BDD utilisées. Ceci a également conduit au choix de répartition préliminaire en sous-usages, qui produit des archétypes plus pertinents vis-à-vis de la flexibilité, mais qui génère aussi une étape supplémentaire. La démarche de clustering se veut également réplicable à d'autres villes, d'où le choix de traiter à cette étape uniquement les caractéristiques géométriques et morphologiques des bâtiments résidentiels et tertiaires, dont les données sont disponibles et aisément accessibles à l'échelle nationale. Les données thermiques des bâtiments, en particulier tertiaires, sont en revanche plus difficiles d'accès, et l'ajout par exemple des années de construction au clustering conduirait à écarter de la démarche environ 30% supplémentaires des bâtiments. Des hypothèses supplémentaires pour les caractéristiques thermiques sont donc nécessaires pour la suite de ce travail pour évaluer les gisements de flexibilité par STD de chacun de ces archétypes (notamment l'inertie). Ceux-ci seront ensuite agrégés à l'échelle de la ville, à partir de modèles de substitution, ou surrogate modeling, qui permettent de prendre en compte les variations de typologies au sein d'un même cluster.

Références

[1] A. J. Marszal-Pomianowska, *Principles of energy flexible buildings*, Danish Technological Institute, 2019.

[2] J. Le Dréau, P. Heiselberg, "Energy flexibility of residential buildings using short term heat storage in the thermal mass", *Energy*, 111, 991-1002, 2016.

[3] Cerema, *Foisonnement*, Réseaux de chaleur et de froid, `https://reseaux-chaleur.cerema.fr/glossaire/f/foisonnement`, consulté le 20.01.2025, s.d.

[4] L.Lefort, R. Bonabe de Rougé, P. Schetelat, T. Berthou, B. Duplessis, P. Riederer, E. Peirano, "Méthodologie de validation d'outils de simulation énergétique urbaine avec un cas d'application sur la Seine-et-Marne", *Proceedings IBPSA France 2020, Reims, France, Nov.*, 2020.

[5] M. Ferrando, F. Causone, T. Hong, Y. Chen, "Urban building energy modeling (UBEM) tools : A state-of-the-art review of bottom-up physics-based approaches", *Sustainable Cities and Society*, 62, 102408, 2020.

[6] I. Ballarini, S. P. Corgnati, V. Corrado, "Use of reference buildings to assess the energy savings potential of the residential building stock : The experience of *TABULA* project", *Energy Policy*, 68, 273-284, 2014.

[7] I. D. Stewart, T. Oke, "Local climate zones for urban temperature studies", *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93, 1879-1900, 2012.

[8] M. Bonhomme, *Contribution à la génération de bases de données multi-scalaires et évolutives pour une approche pluridisciplinaire de l'énergétique urbaine*, "Thèse de doctorat", Université de Toulouse, 2013.

[9] J. Vivian, U. Chiodarelli, G. Emmi, A. Zarrella, "A sensitivity analysis on the heating and cooling energy flexibility of residential buildings", *Sustainable Cities and Society*, 52, 101815, 2020.

[10] S. Martinez, M. Vellei, J. Le Dréau, "Demand-side flexibility in a residential district : What are the main sources of uncertainty ?", *Energy and Buildings*, 255, 111595, 2022.

[11] A. Nguyen, *Modélisation du parc de bâtiments du secteur tertiaire et simulation énergétique*, "Thèse de doctorat", Université Paris sciences et lettres, 2021.

[12] IGN, *BD TOPO® — Géoservices*, `https://geoservices.ign.fr/bdtopo`, consulté le 16.01.2025, 2024.

[13] CSTB, *La Base de Données Nationale des Bâtiments (BDNB)*, `https://bdnb.io/`, consulté le 02.01.2025, 2024.

[14] Cerema, *Les Fichiers Fonciers*, `https://datafoncier.cerema.fr/fichiers-fonciers`, consulté le 20.01.2025, 2024.

[15] E. Bocher, J. Bernard, E. Wiederhold, F. Leconte, G. Petit, S. Palominos, C. Noûs, "GeoClimate : a Geospatial processing toolbox for environmental and climate studies", *Journal of Open Source Software*, 6, 3541, 2021.

[16] J. Singh, D. Singh, "A comprehensive review of clustering techniques in artificial intelligence for knowledge discovery : Taxonomy, challenges, applications and future prospects", 62, 107299, 2024.

Remerciements

La thèse a été financée avec le soutien d'ENGIE R&I et de GRDF.

Simulation d'une installation solaire aérovoltaïque sur un bâtiment non résidentiel existant via TRNSYS

Benoit LIEMANS[1*], Véronique FELDHEIM[1], Daniel BOUGEARD[2], Serge RUSSEIL[2]

[1] UMONS - Faculté polytechnique - Service de thermique et combustion
Rue de l'Epargne, 56 - 7000 Mons - Belgique
[2] IMT Nord Europe, Institut Mines-Telecom, Univ. Lille, CERI Energie Environnement,
59000 Lille, France
[*] (auteur correspondant : benoit.liemans@umons.ac.be)

Résumé - Cet article propose une étude de sensibilité par simulation thermique dynamique des apports d'une installation aéro-photovoltaïque sur un bâtiment non résidentiel datant du début des années 70 situé en Belgique. Nous comparons 3 types d'installations : photovoltaïque classique, panneaux solaires hybrides non améliorés et panneaux solaires hybrides équipés de générateurs de vorticité. Nous analysons l'impact de divers paramètres tels que l'orientation de l'installation, son inclinaison mais également l'impact de la réduction des déperditions du bâtiment.

Nomenclature

BNE besoins nets en énergie, $\mathrm{kW\,h\,m^{-2}}$
c_p capacité thermique, $\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$
CSTC Centre Scientifique et Technique de la Construction, -
I Irradiation solaire sur la paroi, $\mathrm{W\,m^{-2}}$
K coefficient de transfert, $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$
n_{50} taux de renouvellement d'air par infiltration sous une différence de pression de 50 Pa, $\mathrm{h^{-1}}$
Nu nombre de Nusselt, $-$
Pr nombre de Prandtl, $-$
PV/Ta panneau hybride photovoltaïque et thermique à air
Q quantité d'énergie, J
q_m débit massique, $\mathrm{kg\,s^{-1}}$
q_v débit volumique, $\mathrm{m^3\,h^{-1}}$
Re nombre de Reynolds, $-$
S surface, $\mathrm{m^2}$
t température, $^\circ\mathrm{C}$
U coefficient de transfert thermique de la paroi, $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$
VG vortex generator

Symboles grecs
β coefficient de température , $\mathrm{K^{-1}}$
η rendement, $-$
ε efficacité, $-$
λ conductivité thermique, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$
τ temps, s

Indices et exposants
air lié à l'air
CF de convection forcée
cond de conduction
cool de refroidissement
elec électrique
env d'environnement
exch de l'échangeur
ext extérieur
fan du ventilateur
heat de chauffage
in entrant
m moyen
op opaque
out sortant
PV du panneau photovoltaïque
ray de rayonnement
ref de référence
sol solaire
therm thermique

1. Introduction

Cette communication est réalisée dans le cadre d'un projet qui consiste à étudier et modéliser les interactions entre une installation aérovoltaïque améliorée et un bâtiment énergétiquement performant afin d'optimiser l'utilisation des ressources renouvelables (électrique et thermique

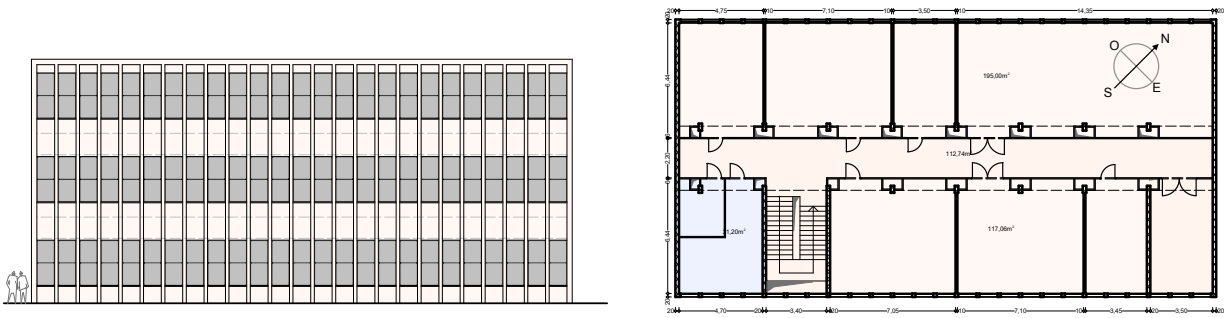


Figure 1 : *Façade sud-est et plan type du bâtiment étudié*

dans le cas de ces panneaux hybrides) en fonction des besoins de ce dernier. Dans le cadre de ce projet, nous avons déjà mis en avant les gains potentiels que nous pourrions obtenir par une intensification passive des échanges en intégrant des générateurs de vorticité dans le chenal des panneaux PV/Ta permettant d'améliorer les échanges thermiques convectifs [1] mais nous avions dû nous rendre à l'évidence que ces gains potentiels ne sont que peu exploitables pour une habitation passive [2]. Parmi les pistes évoquées quant à ce faible impact sur les consommations, nous mettions en avant d'une part le fait que la production de chaleur ne coïncidait pas avec la consommation dans le cas d'un logement et d'autre part que, par définition, la maison passive utilisait déjà pleinement les apports solaires quand ils étaient présents. Nous avons donc fait le choix de modéliser un bâtiment plus grand, non résidentiel et de faible qualité énergétique.

2. Méthodologie

2.1. Simulation thermique dynamique

La simulation thermique dynamique (STD) permet d'étudier l'évolution temporelle des grandeurs physiques liées à la thermique d'un modèle numérique représentant un objet réel, que ce soit un composant, un système énergétique ou dans notre cas un bâtiment, en résolvant des équations différentielles ordinaires. Les simulations réalisées pour cette étude ont toutes été menées avec le logiciel TRNSYS[3].

2.2. Le bâtiment

Le bâtiment étudié est un immeuble de plan rectangulaire de $30.00\,\mathrm{m}$ x $15.20\,\mathrm{m}$ et d'une hauteur de $14.50\,\mathrm{m}$ en dimensions extérieures comprenant 3 étages de bureaux. Seules les façades sur la longueur disposent de fenêtres orientées soit au nord-ouest, soit au sud-est. Le bâtiment est adjacent à une halle d'essais non chauffée que nous considèrerons à température constante de $10\,^{\circ}\mathrm{C}$ tout comme les vides techniques sur lesquels il repose. D'architecture de style fonctionnaliste, l'enveloppe est rythmée par des colonnes de béton armé de $20\,\mathrm{cm}$ d'épaisseur séparées de $1.00\,\mathrm{m}$ les unes des autres par des fenêtres et des allèges (voir figure 1). Les seules parois isolées sont ces dernières et sont constituées de $8\,\mathrm{cm}$ de béton armé, de $4\,\mathrm{cm}$ de laine minérale et d'une plaque de fibrociment. Les coefficients de transfert thermique globaux U des différentes parois sont reprises au tableau 1. Le bâtiment présente une enveloppe peu étanche à l'air. Sur base d'une étude du CSTC[4] au cours de laquelle l'étanchéité de 45 écoles a été mesurée entre 1986 et 1987, nous avons utilisé un taux de renouvellement d'air par infiltration n_{50} de $12\,\mathrm{h}^{-1}$. Pour les besoins de l'étude, nous avons considéré que le bâtiment était équipé d'un groupe de ventilation mécanique mais sans récupérateur de chaleur dans sa configuration ini-

Type	**U** $\mathrm{W/m^2K}$			**Surfaces** $\mathrm{m^2}$			
	1970	**1996**	**2014**	Couloirs	Sanitaires	Bureaux NO	Bureaux SE
mur	3.85	0.61	0.234	137.25	10.80	151.650	40.50
toit	4.10	0.4	0.235	112.80	31.20	195.00	117.00
plancher	3.02	0.76	0.29	144.00	31.20	163.80	117.00
allèges	0.78	0.61	0.237	44.00	24.00	142.00	90.00
fenêtres	2.7	2.2	1.5	55.00	30.00	177.50	112.50
n_{50}	12	8	3				
ϵ_{exch}	-	0.75	0.8				

Tableau 1 : *Composition et surface des parois*

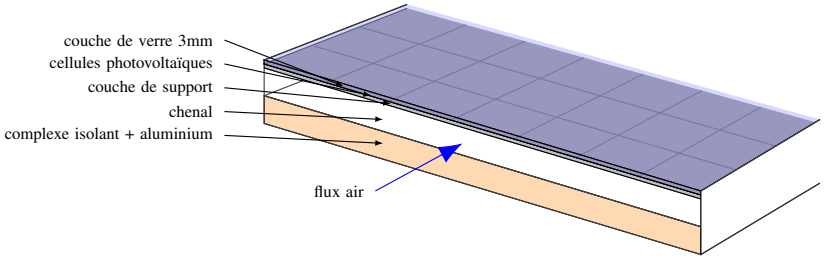


Figure 2 : *exemple de composition d'un panneau PV/Ta simple*

tiale. Afin de pouvoir déterminer les débits de ventilation, nous considérons qu'une personne occupe $15\,\mathrm{m^2}$ de surface au sol[5] et a besoin de $30\,\mathrm{m^3/h}$ d'air neuf. Les gains internes, regroupant les personnes, leur ordinateur et les équipements, sont de $10\,\mathrm{W/m^2}$ et comme une partie de ces derniers fonctionnent en continu, nous avons introduit 1/6 des gains comme constants au cours du temps et 5/6 liés à l'occupation. En ce qui concerne les consignes de chauffage, nous utilisons un régime $20\,^\circ\mathrm{C}/15\,^\circ\mathrm{C}$ pour les bureaux et $18\,^\circ\mathrm{C}/15\,^\circ\mathrm{C}$ pour les couloirs et sanitaires en fonction de l'usage du bâtiment.

2.3. Le panneau aéro-photovoltaïque

Un panneau aéro-photovoltaïque (PV/Ta) est un dispositif solaire hybride qui combine la production d'électricité (photovoltaïque) et la récupération de chaleur (thermique), en utilisant l'air comme fluide caloporteur [6] . Bien que l'air ne soit pas le fluide le plus performant sur le plan thermique (en raison de sa faible conductivité et de sa faible capacité calorifique), il offre cependant certains avantages. Par exemple, les systèmes utilisant l'air sont plus simples et moins coûteux à installer. De plus, l'air est abondant, gratuit et surtout essentiel pour assurer une bonne ventilation des bâtiments[7]. Un panneau PV/Ta simple comprend un chenal d'air situé sous le panneau photovoltaïque délimité dans sa partie inférieure par une plaque plus ou moins isolée [8] (voir figure 2). Dans une précédente publication [9], nous avons présenté un modèle thermique 1-D de ce type de système. Nous avons ensuite développé un nouveau composant de panneau solaire hybride dans le logiciel de simulation TRNSYS, nous permettant ainsi d'équiper n'importe quel modèle de bâtiment d'une ou plusieurs installations solaires aérovoltaïques où chaque panneau est paramétrable individuellement tant au niveau des aspects géométriques et technologiques que des modèles de transfert de chaleur par convection. Les figures 3 et 4 et les équations (1) à (5) nous montrent comment le module réalisé reçoit les informations du flux d'air entrant (débit massique et température d'air) et du fichier météo (température sèche de l'air extérieur, température effective du ciel, vitesse du vent, flux solaire incident) et, sur base d'une série de paramètres intrinsèques au panneau, calcule en sortie la température de l'air à l'extrémité du chenal ($t_{air,out,i}$), les productions électrique ($Q_{elec,i}$) et thermique ($Q_{therm,i}$), le rendement photovoltaïque corrigé en fonction de la température moyenne des cellules PV (η_i),

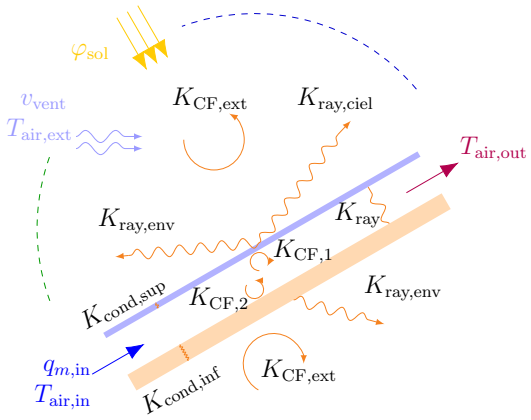


Figure 3 : *Les modes de transfert thermique*

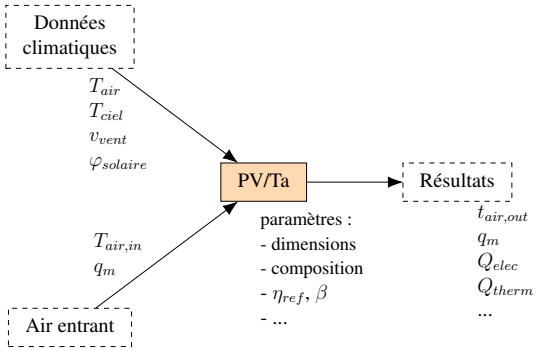


Figure 4 : *Variables de simulation*

les températures moyennes au niveau des différentes couches $(t_{air,i}, t_{pv,i}, ...)$, ... [1]

$$t_{\text{air,out,i}} = f(\text{ conditions météo}_i, \text{propriétés du panneau}, q_{m,\text{air},i}, ...) \quad (1)$$

$$Q_{\text{therm,i}} = q_{m,\text{air},i} \cdot c_{p,i} \cdot (t_{\text{air,out},i} - t_{\text{air,in},i}) \cdot d\tau \quad (2)$$

$$Q_{\text{elec},i} = \eta_i \cdot I_i \cdot S_{PV} \cdot d\tau \quad (3)$$

$$\eta_i = \eta_{\text{ref}} \cdot (1 + \beta \cdot (t_{\text{pv},i} - 25)) \quad (4)$$

$$(t_{\text{air,i}}, t_{\text{pv},i}, ...) = f(\text{conditions météo}_i, \text{propriétés du panneau}, q_{m,\text{air},i}, ...) \quad (5)$$

Le modèle de panneau PV/Ta peut intégrer un principe d'amélioration des échanges convectifs dans le chenal (ailettes génératrices de vorticité) en utilisant la corrélation de Chamoli [10] (eq. 7) en lieu et place de celle de Colburn (eq. 6) pour le régime turbulent. Pour les ailettes, nous les considérons de forme triangulaire ($c/a = 0$) et faisant un angle α de 60° par rapport au sens de l'écoulement de l'air comme le suggère l'auteur dans son article[10].

$$\text{Nu} = 0.0234\,\text{Re}^{0.8}\text{Pr}^{1/3} \quad (6)$$

$$\text{Nu} = 0.2365\,\text{Re}^{0.6689}(1 + \frac{c}{a})^{0.1866}(\frac{\alpha}{60})^{-0.3227}e^{(-0.076\ln(1+\frac{c}{a})^2)}e^{(-0.9576\ln(\frac{\alpha}{60})^2)} \quad (7)$$

avec α, a et c illustrés sur la *figure 5*

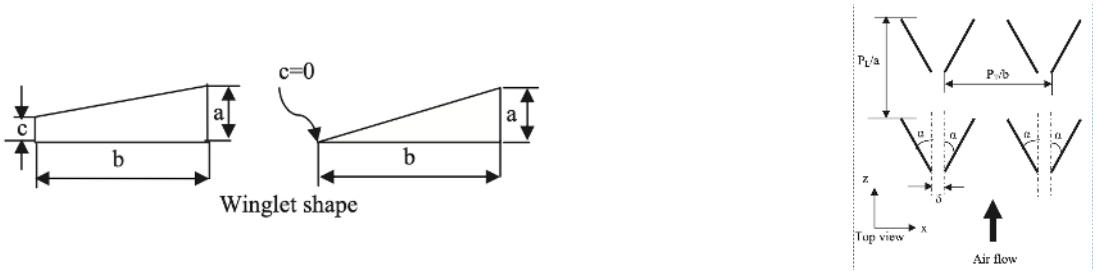


Figure 5 : *Forme et distribution des ailettes selon Chamoli [10]*

2.4. L'installation

L'installation aéro-photovoltaïque modélisée est composée de 28 panneaux PV/Ta de 1.68 m de long par 1.02 m de large, avec un rendement PV de référence de 19.62 % et un coefficient de

1. Nous renvoyons le lecteur vers nos précédentes publications pour plus d'informations sur le modèle [1][9]

température $\beta = -0.369\,\%/\mathrm{K}$ (eq.4) , disposant d'un chenal de $35\,\mathrm{mm}$ de hauteur sous lequel se trouve un panneau isolant en polystyrène extrudé ($\lambda = 0.035\,\mathrm{W/mK}$) de $30\,\mathrm{mm}$ d'épaisseur. Le tout est posé librement sur la toiture plate nous permettant de faire varier l'orientation du sud à l'est et l'inclinaison de 30° à 75°. Le débit d'air sous les panneaux est assuré soit par le groupe de ventilation du bâtiment dans le cas où l'air est utilisé pour alimenter ce dernier en air neuf, soit par un ventilateur auxiliaire dans le cas contraire. Celui-ci a donc pour but de refroidir les panneaux afin d'améliorer le rendement photovoltaïque (eq.4), il ne fonctionnera donc qu'en période d'ensoleillement. La consommation de ce ventilateur sera comptabilisée sur base des équations 8 et 9. Cette dernière a été établie par interpolation du second ordre sur les données issues de la documentation du TD-MixVent de chez Soler & Palau [11].

$$Q_{\mathrm{fan},i} = P_{\mathrm{fan},i} \cdot d\tau \tag{8}$$

$$P_{\mathrm{fan},i} = 1.7244 \times 10^{-5} \cdot q_{v,i}^2 + 0.0964 \cdot q_{v,i} + 2.0176 \times 10^{-4} \tag{9}$$

avec $q_{v,i}v$ le débit volumique en m^3/h du ventilateur auxiliaire à l'instant i

Nous utiliserons l'air issu de l'installation solaire comme entrée du système de ventilation soit à des fins de préchauffage si il est plus chaud que l'air extérieur et que l'air intérieur du bâtiment est inférieur à $20\,^\circ\mathrm{C}$, soit à des fins de refroidissement si il est plus froid que l'air extérieur et que l'air intérieur du bâtiment est supérieur à $22\,^\circ\mathrm{C}$ (eq. 10).

$$\text{air ventilation} = \text{air sortie installation solaire si} \begin{cases} \begin{cases} t_{int} < 20\,^\circ\mathrm{C} \\ \text{et} \\ t_{ext} < t_{air,out} \end{cases} \text{pour réchauffer} \\ \text{ou} \\ \begin{cases} t_{int} > 22\,^\circ\mathrm{C} \\ \text{et} \\ t_{ext} > t_{air,out} \end{cases} \text{pour refroidir} \end{cases} \tag{10}$$

2.5. Performance

Dans le cadre de cette publication, nous considérons que la totalité de l'énergie électrique produite est utile (utilisée par le bâtiment ou le réseau) alors que l'énergie thermique n'est comptabilisée que si l'air en sortie de panneaux est utilisé pour le système de ventilation (eq.11). De notre production électrique, nous déduisons la consommation du ventilateur auxiliaire utilisé dans le but de refroidir les cellules photovoltaïques pour augmenter leur rendement et donc la production électrique (eq.12). Le bilan énergétique de l'installation couplée au bâtiment est la somme de la production électrique corrigée et de la production thermique utile sur la période considérée (eq.13).

$$Q_{\mathrm{therm,utile},i} = Q_{\mathrm{heat,util},i} + Q_{\mathrm{cool,util},i} \tag{11}$$

$$Q_{\mathrm{elec,corrigée},i} = Q_{\mathrm{elec},i} - Q_{\mathrm{fan},i} \tag{12}$$

$$Q_{\mathrm{tot}} = \sum_i (Q_{\mathrm{elec,corrigée},i} + Q_{\mathrm{therm,utile},i}) \tag{13}$$

3. Résultats

3.1. Référentiel

Afin de disposer d'un référentiel, notre première simulation sera une installation photovoltaïque classique, autrement dit sans ventilation forcée à l'arrière des panneaux, orientée sud-est avec une inclinaison de 45° sans auxiliaire de ventilation couplé au bâtiment avec un niveau

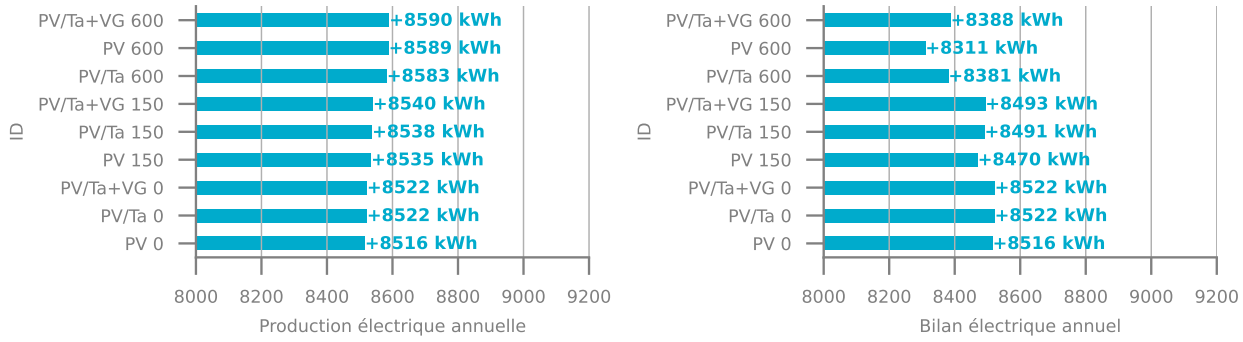


Figure 6 : *Comparaison des productions électriques brutes et corrigées pour une orientation sud-est et une inclinaison de 45°*

Débit m^3/h	Technologie -	Bilan énergétique kWh	PV kWh	Heat kWh	Cool kWh	Fan kWh	Prod. élect. corrigée kWh	Gain sur Bilan par rapport à réf %	BNE heat $kWh\,m^{-2}$
600	PV/Ta+VG	8,993.89	8,590.15	528.57	77.56	202.40	8,387.76	5.61	190.48
	PV/Ta	8,963.56	8,582.95	508.98	73.90	202.27	8,380.68	5.26	190.56
	PV	8,310.54	8,588.58	0.00	0.00	278.04	8,310.54	-2.41	192.66
150	PV/Ta+VG	9,099.53	8,540.32	528.57	77.56	46.93	8,493.39	6.86	190.48
	PV/Ta	9,073.96	8,537.98	508.98	73.90	46.90	8,491.08	6.56	190.56
	PV	8,470.37	8,534.84	0.00	0.00	64.46	8,470.37	-0.53	192.66
0	PV/Ta+VG	9,128.27	8,522.14	528.57	77.56	0.00	8,522.14	7.19	190.48
	PV/Ta	9,104.85	8,521.97	508.98	73.90	0.00	8,521.97	6.92	190.56
référence →	PV	8,515.74	8,515.74	0.00	0.00	0.00	8,515.74	0.00	192.66

Tableau 2 : *Résultats pour l'installation solaire orientée sud-est avec une inclinaison de 45°*

d'isolation de 1970 (voir tab. 1). Ceci nous permettra de connaître le comportement du bâtiment seul et la production photovoltaïque de base de l'installation. Sur base d'un fichier climatique Meteonorm pour la région de Uccle en Belgique et pour une étude par pas de temps d'une heure s'étendant sur une année standard de $8760\,\mathrm{h}$, nous obtenons des besoins nets en chauffage de $192.66\,\mathrm{kWh/m^2\,an}$, des degrés-heures de surchauffe au-dessus de $23\,^\circ\mathrm{C}$ de $1482.14\,\mathrm{Kh}$ pour les bureaux au nord-ouest et de $1205\,\mathrm{Kh}$ pour ceux orientés au sud-ouest. La production électrique annuelle est de $8561.59\,\mathrm{kWh}$.

3.2. Etude de sensibilité de l'installation aéro-photovoltaïque

Pour notre bâtiment existant, nous avons simulé 3 technologies (PV, PV/Ta et PV/Ta amélioré) avec 3 débits d'air auxiliaire pour 3 inclinaisons différentes, selon 3 orientations, soit 81 cas. Les technologies hybrides affichent une faible diminution de $2\,\mathrm{kWh/m^2\,an}$ sur les besoins nets annuels en chauffage. Pour une inclinaison de l'installation à 45°, nous pouvons observer sur la figure 6 et le tableau 2 une augmentation de la production photovoltaïque avec des influences claires du débit de ventilation (16-$18\,\mathrm{kWh}$ à $150\,\mathrm{m^3/h}$ et 61-$68\,\mathrm{kWh}$ à $600\,\mathrm{m^3/h}$) ainsi que de la technologie dans un second temps. Pour la production électrique corrigée, nous constatons que les consommations des ventilateurs sont plus importantes que les gains générés. Au niveau du bilan énergétique, il est logique de voir les technologies hybrides obtenir de meilleurs résultats 9105-$9128\,\mathrm{kWh}$ puisqu'elles valorisent l'énergie thermique (avec un léger avantage pour le modèle amélioré). Nous obtenons une amélioration d'au moins $5\,\%$ sur ce poste par rapport au photovoltaïque simple. L'impact des différents paramètres annoncés en début de chapitre (orientation, inclinaison, débit de ventilation auxiliaire et type de technologie) sur le bilan énergétique est présenté à la figure 7. Nous pouvons y constater que les gains sont gran-

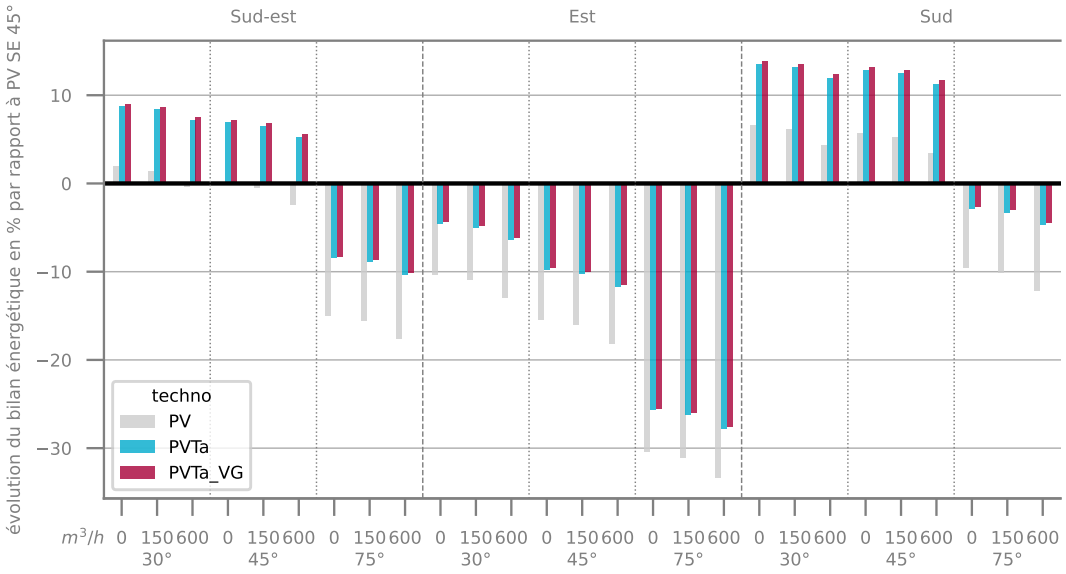


Figure 7 : *Evolution (en %) du bilan énergétique par rapport au PV orienté sud-est à 45° en fonction de l'orientation, de l'inclinaison, du débit de ventilation auxiliaire et du type de technologie*

dement impactés par l'orientation et l'inclinaison de l'installation mais comme nous l'avons signalé précédemment, le débit de ventilation auxiliaire n'a lui quasi pas d'influence. Pour une orientation donnée, la perte est de l'ordre de $15\,\%$ en passant d'une inclinaison de 45° à 75° et de l'ordre de 15 à $17\,\%$ en passant d'une orientation sud-est à est.

3.3. Etude de sensibilité de la qualité du bâtiment

Nous souhaitons étudier l'impact des besoins du bâtiment sur notre bilan énergétique. Nous avons vu que dans ce bilan nous comptabilisons l'énergie thermique, issue des panneaux solaires, utilisée pour préchauffer ou refroidir le bâtiment. Nous envisagerons donc, en plus de la configuration d'origine, le même bâtiment mais avec une isolation des parois proche des exigences de la réglementation wallonne de 1996 ou 2014, une récupération de chaleur sur la ventilation et un taux de renouvellement d'air par infiltration n_{50} réduit (cf. tableau 1). Les besoins nets en chauffage passent d'environ $190\,\mathrm{kWh/m^2\,an}$ à $60\,\mathrm{kWh/m^2\,an}$ pour '1996' et $12\,\mathrm{kWh/m^2\,an}$ pour '2014'. La figure 8 compare le bilan énergétique des installations sur une version isolée du bâtiment par rapport à celle sur le bâtiment de base. Nous pouvons y noter que, pour une même installation solaire, cette dernière aura un bilan énergétique annuel un peu plus faible sur un bâtiment mieux isolé, une différence de -175 à $-204\,\mathrm{kWh}$ pour la configuration '1996' par rapport à la version '1970' (2-2.5 %) et de -116 à $-165\,\mathrm{kWh}$ pour celle de '2014' par rapport à celle de '1970' (1.5-2 %). Ceci est lié d'une part à une utilisation moindre du préchauffage dû au fait que le bâtiment a moins de besoins de chauffage au moment où l'installation solaire produit de la chaleur exploitable. En effet, il profite lui-même des apports solaires au travers du vitrage et ses déperditions sont maintenant réduites, mais avec un risque d'une éventuelle surchauffe. Nous pouvons d'ailleurs observer une augmentation de l'utilisation de l'air issue des panneaux pour des besoins de refroidissement du double entre '1996' et '1970' de $75\,\mathrm{kWh}$ à $150\,\mathrm{kWh}$ et presque 5 fois plus entre '2014' et '1970' de $75\,\mathrm{kWh}$ à $360\,\mathrm{kWh}$.

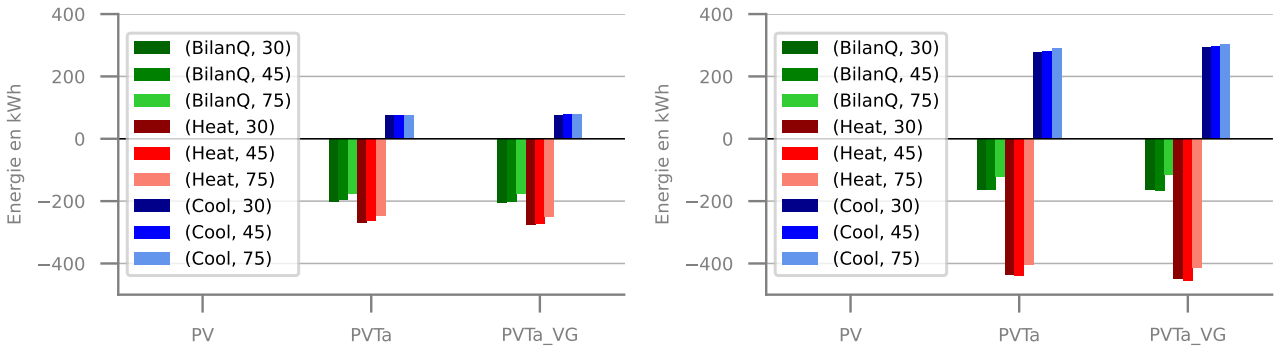


Figure 8 : *Différence en kWh du bilan énergétique (BilanQ), de la chaleur utile pour le chauffage (Heat) et le refroidissement (Cool) entre la situation 1996 et celle de 1970 (à gauche) et entre 2014 et 1970 (à droite) pour une orientation sud-est et un débit auxiliaire de* $150\,\mathrm{m}^3/\mathrm{h}$

4. Conclusion

Nous avons étudié la combinaison d'une installation aérovoltaïque, classique ou améliorée avec des générateurs de vorticité, et d'un bâtiment non résidentiel et comparé les résultats avec l'immeuble uniquement équipé de panneaux photovoltaïques standards dans plusieurs configurations en faisant varier l'orientation de l'installation, son inclinaison, le débit de ventilation auxiliaire mais aussi en modifiant les performances thermiques du bâtiment. Les résultats ne permettent pas de dégager un véritable intérêt pour la partie préchauffage qui tend à disparaître avec l'augmentation du niveau d'isolation de l'immeuble. Notons que la partie refroidissement semble intéressante pour réduire les risques de surchauffe de manière passive. Il serait intéressant de poursuivre l'étude en étudiant l'influence d'autres paramètres tels que le nombre de panneaux, la répartition de ceux-ci sur des inclinaisons ou orientations différentes.

Références

[1] B. Liémans et al., Etude comparative des corrélations qui régissent les échanges convectifs au sein du chenal d'un panneau aérovoltaïque., *Congrès Français de Thermique SFT 2023* (Reims, 30 mai – 2 juin 2023), 231–238.

[2] B. Liémans et al., Etude par STD de l'intégration d'une installation de panneaux aérovoltaïques sur une maison dite passive., *Congrès Français de Thermique SFT 2024* (Strasbourg, 4 – 7 juin 2024), https ://doi.org/10.25855/SFT2024-034.

[3] Solar Energy Laboratory. TRNSYS : A Transient Simulation Program ; University of Wisconsin : Madison, WI, USA, 2018.

[4] P, Wouters, L'Heureux D, et Et Al., Ventilation and Air Quality in Belgian Buildings : A State of the Art. , *9th AIVC Conference* (Gent, Belgium 12-15 Septembre, 1988)

[5] Annexe C2 - Ventilation non résidentielle de l'arrêté du Gouvernement Wallon du 11 avril 2019 , https ://energie.wallonie.be/fr/reglementation-peb-a-partir-du-11-03-2021.html

[6] Evans, D.L., Florschuetz, L.W., Cost studies on terrestrial photovoltaic power systems with sunlight concentration, *Solar Energy*, Vol. 19 (1977), 255–262.

[7] L. M. Candanedo, Convective Heat Transfer Coefficients in a Building-Integrated Photovoltaic/Thermal System, *Journal of Solar Energy Engineering*, Vol. 133 (2011), 021002-1 - 021002-14

[8] A. Tiwari et al., Performance evaluation of photovoltaic thermal solar air collector for composite climate of India, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, Vol. 90 (2006), 175–189

[9] B. Liémans et al., Etude de la combinaison de panneaux aérovoltaïques améliorés et d'un bâtiment énergétiquement performant., *Congrès Français de Thermique SFT 2022* (Valenciennes, 31 mai – 3 juin 2022), 543–550.

[10] S. Chamoli et al. , Thermal performance improvement of a solar air heater fitted with winglet vortex generators, *Solar Energy*, Vol. 159 (2018), 966–983

[11] S&P, *TD-MIXVENT*, https ://www.solerpalau.com/fr-fr/vmp-aerateurs-td-mixvent-92-serie/, vu le 15 janvier 2025

Analyse exergo-économique de cycles thermodynamiques pour la réfrigération de moyenne puissance

Exergo-economic analysis of thermodynamics cycles for medium cooling power refrigeration applications

Axel PARAN[1,2], Yacine BRAHAMI[1], Benoit MICHEL[2], Rémi REVELLIN[2]

[1]Tecumseh Europe Sales & Logistics, 38290 La Verpillière, France
[2]INSA Lyon, CNRS, CETHIL, UMR5008, 69621 Villeurbanne, France

Résumé - Les cycles à compression de vapeur pour la réfrigération sont une technologie mature, répandue et bon marché. Cependant, les nouvelles lois et réglementations vont imposer de fortes augmentations de rendements qui vont nécessiter de lourds changements de conception aux constructeurs de machines frigorifiques. Dans cette étude, des analyses exergétiques et économiques ont été menées sur plusieurs cycles afin d'estimer les gains de performances avec différents fluides frigorigènes tels que le R404A, R1234yf, R290, R32 et le R455A.

Abstract - Vapor-compression cycles are a mature, widespread, and cost-effective technology. However, new laws and regulations will impose significant efficiency improvements which require design changes for refrigeration equipement manufacturers. In this study, exergetic and economic analyses were conducted on several cycles to estimate performance improvements with different refrigerants such as R404A, R1234yf, R290, R32 and R455A.

Nomenclature

A	Aire m²
C	Coût annualisé €/an
c	Coût composants $
$CEPCI$	Chemical Engineering Plant Cost Index
Cf	Coût annualisé de production de froid €/an.kW
COP	Coefficient de performance
Cp	Capacité thermique à pression constante J/(kg.K)
DX	Cycle détente directe
ECO	Cycle économiseur
$\dot{Ex}$	Exergie kW
h	Enthalpie massique kJ/kg
IHX	Cycle échangeur interne
$\dot{m}$	Débit massique kg/s
$\dot{Pa}$	Puissance absorbée kW
$Prix$	Prix €
$\dot{Q}$	Transfert de chaleur kW
s	Entropie massique kJ/(kg.K)
SC	Sur-chauffe K
SR	Sous-refroidissement K
T	Température K
UA	Conductivité globale W/K

Symboles grecs

ε	Efficacité
η	Rendement
γ	Taux de change € / $
θ	Température °C

Indices et exposants

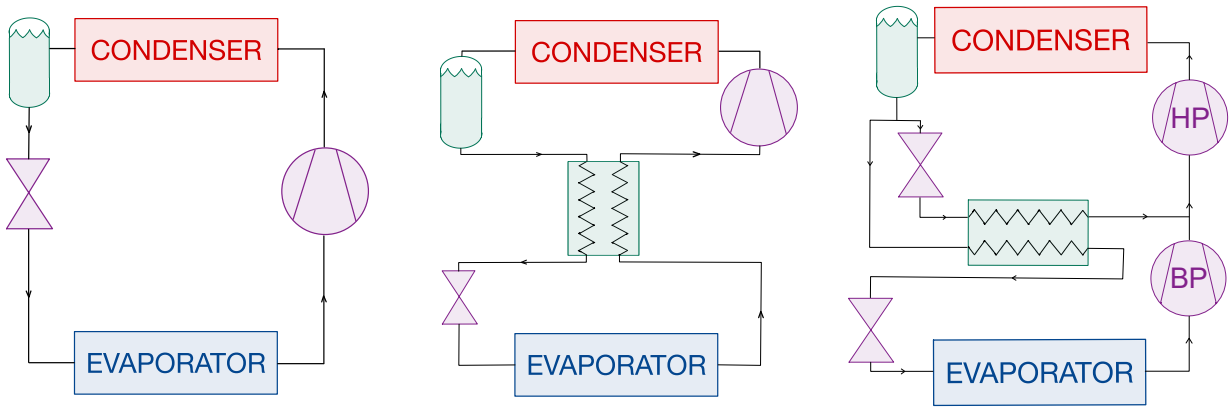
amb	Ambiant
b	Bulle
cd	Condenseur
$comp$	Compresseur
d	Détruite
e	Entrée
$elec$	Électricité
ev	Évaporateur
hx	Échangeur
i	Intermédiaire
in	Entrée du composant
inv	Investissement
is	Isentropique
$loss$	Pertes thermiques
mid	Moyen
out	Sortie du composant
pf	Production de froid
r	Rosée
$useful$	Utile
vlv	Organe de détente
vol	Volumétrique

1. Introduction : Présentation des cycles

Le cycle à compression de vapeur le plus simple et le plus répandu est le cycle à détente directe (DX), Figure 1a. Cette technologie repose sur les transformations thermodynamiques de compression, condensation, détente puis évaporation d'un fluide frigorigène en circuit fermé. De nombreuses espèces chimiques peuvent être utilisées, historiquement les molécules CFC, HCFC et HFC ont été (et sont encore) très répandues [1]. Cependant, leurs effets sur la couche d'ozone (Ozone Depletion Potential, ODP) et leur pouvoir de réchauffement climatique (Global Warming Potential, GWP) ont provoqués des actions limitant leur utilisation [2] [3] [4].
Ces réglementation ont ramené sur le devant de la scène des fluides frigorigènes naturels, notamment le CO_2 qui n'est pas nocif, pas inflammable, et sans risque pour l'environnement. Néanmoins, ses caractéristiques thermodynamiques limitent ses performances et imposent une utilisation sous haute pression [5]. Ces contraintes technologiques favorisent son utilisation dans des systèmes de fortes puissances (> 20 kW). Pour les petites puissances (< 1 kW), la charge de fluide frigorigène est très limitée et permet l'utilisation des hydrocarbures comme le R600a ou le R290. Dans les gammes des moyennes puissances, aucune solution technologiques ne semble se démarquer (CO_2, hydrocarbures ou fluides synthétiques). Pour cette raison, nous effectuons une comparaison sur les machines de tailles intermédiaires. Les transformations du fluide frigorigène au sein du cycle sont sources d'irréversibilités thermodynamiques qui reflètent les performances du système. Le rendement global peut être amélioré par le choix de composants ayant des rendements individuels plus élevés. Mais il peut également être optimisé en changeant le cycle thermodynamique [6] [7]. Dans cette étude deux cycles alternatifs ont été modélisés et étudiés pour différentes applications et pour différents fluides.
Le premier est un cycle à échangeur interne (*Internal Heat Exchanger*, IHX) [8], Figure 1b, où un échangeur de chaleur est inséré avant l'entrée du compresseur et à la sortie du condenseur. Le fluide frigorigène, sous forme de vapeur, est surchauffé en sortie d'évaporateur en sous-refroidissant le liquide en sortie de condenseur. Ce sous-refroidissement correspond à une diminution de l'enthalpie massique à l'entrée de l'évaporateur qui se peut se traduire par une production de froid plus importante.
Le cycle à économiseur (*Economizer*, ECO) [9], Figure 1c, est plus complexe car il fait intervenir deux compresseurs et un échangeur de chaleur. Une partie du débit de fluide frigorigène est détendue et évaporée dans un échangeur pour sous refroidir le débit principal et gagner en enthalpie spécifique à l'évaporateur. Ce débit secondaire ainsi évaporé et à une pression intermédiaire est mélangé avec le refoulement du compresseur basse pression. Le mélange et ensuite comprimé par le compresseur haute pression pour compléter le cycle.

2. Modélisation

La modélisation se porte sur une analyse en régime permanent des différents cycles pour différents points de fonctionnement. L'objectif est de pouvoir comparer leurs performances, pour cinq fluides frigorigènes (R404A, R1234yf, R290, R32 et R455A). L'étude a été menée avec le logiciel Engineering Equation Solver (EES) [10]. Un ensemble d'équation défini chaque composant et les relie entre eux. Après initialisation, les équations convergent vers un point de fonctionnement du système. Les propriétés thermodynamique sont déterminées par REFPROP [11].



(a) Détente directe (b) Échangeur interne (c) Économiseur

Figure 1 : Trois cycles à compression de vapeur

2.1. Condenseur

Nous considérons des condenseurs de type tube-ailettes, échangeant avec l'air ambiant. Le modèle de condenseur se base sur un coefficient d'échange global constant. L'hypothèse repose sur une prédominance de la résistance thermique du côté air. Par ailleurs, le flux d'air est considéré constant ce qui correspond à une vitesse de rotation fixe du ventilateur. Bien que la résistance thermique côté fluide frigorigène varie beaucoup au cours de la condensation, et aussi en fonction de son débit, cette dernière étant un à deux ordres de grandeurs plus élevés que celle côté air, la conductance thermique globale ne varie que très peu suivant les différents points de fonctionnement et différents fluides frigorigènes. Nous avons donc :

$$\dot{Q}_{cd} = (UA)_{cd}\Delta T_{mid_{cd}} \tag{1}$$

Avec

$$\Delta T_{mid_{cd}} = \frac{T_{cd_b} + T_{cd_r}}{2} - T_{amb} \tag{2}$$

$\Delta T_{mid_{cd}}$ représente la différence entre la température ambiante et la température moyenne de condensation à la saturation liquide et vapeur. La température de condensation est constante le long de l'échangeur pour les fluides frigorigènes purs contrairement aux mélanges, particulièrement pour les mélanges zéotropes comme le R455A.

2.2. Évaporateur

Dans cette étude, nous nous intéressons à la production frigorifique. Pour simplifier, nous considérons le cas d'une température d'évaporation et puissance frigorifique fixes. Dans ce cas, le modèle d'évaporateur consiste en un bilan thermique avec le modèle de compresseur, à point de fonctionnement imposé.

$$\dot{Q}_{ev} = \dot{m}(h_{ev-out} - h_{ev-in}) \tag{3}$$

$$T_{mid_{ev}} = \frac{T_{ev-in} + T_{ev_r}}{2} \tag{4}$$

Le fluide frigorigène est surchauffé dans l'évaporateur pour protéger le compresseur. Cette surchauffe dépasse la température d'évaporation est doit être retranchée de la puissance frigorifique utile.

$$\dot{Q}_{pf} = \dot{m}(h_{ev_r} - h_{ev-in}) \tag{5}$$

2.3. Compresseur

Le compresseur est défini par des rendements isentropique et volumétrique fixes de $\eta_{is} = 0,8$ et $\eta_{vol} = 0,8$. Pour prendre en compte l'échange thermique du compresseur avec l'ambiant

un coefficient de perte thermique de $\eta_{loss} = 0,4$ est ajouté. Il représente la part de l'énergie absorbée par le compresseur qui est rejetée à l'ambiance par convection. Les valeurs de ces rendements ont été déterminées à partir de données expérimentales de l'entreprise Tecumseh Europe issues de la caractérisation de leurs compresseurs avec différents fluides.

$$\eta_{is} = \frac{h_{out-comp_{is}} - h_{in-comp}}{h_{out-comp} - h_{in-comp}} \tag{6}$$

$$\eta_{vol} = \frac{\dot{m}}{\dot{V}_{cc}\rho_{in-comp}} \tag{7}$$

$$\dot{P}a_{elec} = \frac{\dot{m}(h_{out-comp} - h_{in-comp})}{1 - \eta_{loss}} \tag{8}$$

2.4. Détendeur et échangeurs ECO et IHX

Pour les cycles à échangeur interne et à économiseur des échangeurs de chaleur sont utilisés. Ils sont modélisés avec une efficacité constante $\varepsilon = 0,8$. La détente est considérée comme isenthalpique.

3. Paramètres et méthodes

3.1. Conditions de simulations

Les trois cycles ont été simulés pour la même puissance frigorifique au point d'annonce LT (Low Temperature, $T_{ev_{mid}} = -35$ °C / $T_{amb} = 32$ °C) défini par la norme EN13215 [12]. Il en découle 15 points de fonctionnement pour les 5 fluides frigorigènes sur les 3 cycles.
L'étude a également été élargie en faisant varier les températures ambiantes (de 5 °C à 43 °C) et d'évaporation (de -40 °C à -10 °C) pour avoir une cartographie des performances.
Les paramètres pour la simulation des trois cycles sont présentés dans le Tableau 1. La surchauffe de 10 K en sortie d'évaporateur sert à protéger le compresseur. Le cycle IHX permet de s'affranchir de cette surchauffe grâce à l'échangeur interne. Concernant le cycle ECO, il est supposé que le faible débit sortant de l'échangeur économiseur sera rapidement surchauffé par le débit principal sortant du compresseur BP, protégeant ainsi le compresseur HP.
La valeur $(UA)_{cd}$ a été choisie pour que la température de condensation ne dépasse pas les 60 °C au point le plus défavorable pour le cycle à détente directe, Tableau 2. C'est une valeur standard pour la tenue en pression et en température des condenseurs.

	θ_{amb}	$\theta_{ev_{mid}}$	$\dot{Q}_{pf}$	SR	SC	$(SC)_i$
	°C	°C	kW	K	K	K
DX	32	−35	1.50	3	10	−
IHX	32	−35	1.50	3	1	−
ECO	32	−35	1.50	3	10	1

Tableau 1 : Paramètres d'entrée au point d'annonce -35 °C / 32 °C

	R404A	R1234yf	R290	R32	R455A
	W/K	W/K	W/K	W/K	W/K
$(UA)_{cd}$	366	420	340	357	375

Tableau 2 : Conductances globales des condenseurs en fonction du fluide

3.2. Exergie

L'exergie est une mesure de la qualité des différentes formes d'énergie par rapport à un environnement. Le bilan exergétique appliqué à une installation complète permet de quantifier et de comparer les irréversibilités de chaque processus interne [13]. C'est un indicateur quantitatif et qualitatif du rendement de chaque composant.
Les différents modèles de cycles donnent l'état thermodynamique en entrée et en sortie de chaque composant. Un bilan exegétique par composant peut être calculé en ajoutant les flux exergétiques du combustible (électricité, $\dot{P}a_{elec}$) et du produit (transfert de chaleur à la température d'évaporation $\dot{E}x_{useful}$, Équation 14 [14]. L'état de référence correspond à la température ambiante. Les équations bilans d'exergie pour le compresseur, condenseur, évaporateur, détendeur, échangeurs internes s'expriment respectivement par :

$$\dot{E}x_{dest-comp} = \dot{P}a_{elec} - \dot{m}((h_{out} - h_{in}) - T_{amb}(s_{out} - s_{in})) \tag{9}$$

$$\dot{E}x_{dest-cd} = -\dot{m}((h_{out} - h_{in}) - T_{amb}(s_{out} - s_{in})) \tag{10}$$

$$\dot{E}x_{dest-ev} = -\dot{m}((h_{out} - h_{in}) - T_{amb}(s_{out} - s_{in})) - \dot{E}x_{useful} \tag{11}$$

$$\dot{E}x_{dest-vlv} = -\dot{m}((h_{out} - h_{in}) - T_{amb}(s_{out} - s_{in})) \tag{12}$$

$$\dot{E}x_{hx} = -\dot{m}_1((h_{out1} - h_{in1}) - T_{amb}(s_{out1} - s_{in1})) + \dot{m}_2((h_{out2} - h_{in2}) - T_{amb}(s_{out2} - s_{in2})] \tag{13}$$

$$\dot{E}x_{useful} = -\dot{Q}_{pf}\left(1 - \frac{T_{amb}}{T_{ev_{mid}}}\right) \tag{14}$$

3.3. Coûts

Les cycles comme IHX ou ECO peuvent permettre une augmentation de performance qui se traduit par une amélioration du COP [7]. En revanche ces cycles possèdent plus de composants que le cycle de référence et leur coût d'investissement est plus important. Il faut donc comparer le coût total (investissement et fonctionnement) de l'installation sur sa durée de vie. Le coût de l'électricité a été pris à $Prix_{elec} = 0,2092$ €/kWh [15], pour un fonctionnement sur toute l'année $N_{heure} = 8760$ h. Le taux de change du dollar vers l'euro est pris à $\gamma = 0,8791$, la durée de vie de l'installation est $N_{annee} = 15$ ans avec un taux d'emprunt $IR = 0,05$. Les équations de coûts des composants sont issus de la littérature [16].

$$\begin{aligned} C_{elec} &= Prix_{elec} \times \dot{P}a_{elec} \times N_{heure}\,; & CRF &= \frac{IR(1+IR)^{N_{annee}}}{(1+N_{annee})^{N_{annee}} - 1} \\ c_{cd} &= 1.56 \times 10^5 \left(\frac{A_{cd}}{200}\right)^{0.89}\,; & C_{\text{inv}} &= c_{equip}\frac{CEPCI_{2022}}{CEPCI_{2000}} \times \gamma \times CRF \\ c_{comp} &= 9.84 \times 10^4 \left(\frac{Pa_{elec}}{250}\right)^{0.46}\,; & Cf &= \frac{C_{\text{inv}} + C_{elec}}{\dot{Q}_{pf}} \end{aligned} \tag{15}$$

4. Résultats et discussion

4.1. Analyse exergétique

Les simulations ont été faites au point d'annonce $T_{ev_{mid}} = -35$ °C, $T_{amb} = 32$ °C. La Figure 2, représente la destruction d'exergie pour chaque composant dans chaque cycle et pour les cinq fluides frigorigènes. Les résultats du cycle DX montrent que le compresseur est la source la plus importante d'irréversibilité suivie par l'organe de détente, le condenseur et enfin l'évaporateur. Dans ce dernier, la destruction d'exergie correspond exclusivement à la surchauffe de 10 K.

C'est également la raison pour laquelle cette destruction d'exergie est absente pour le cycle IHX car la surchauffe est assurée par l'échangeur interne.
Le cycle IHX réduit la destruction d'exergie en majeur partie au sein du détendeur. C'est un résultat attendu car la détente isenthalpique d'un liquide sous-refroidie s'approche de la détente isentropique [7]. En contre partie, la surchauffe supplémentaire entraine une température de refoulement plus grande et augmente les irréversibilités au sein du condenseur. De plus, la masse volumique à l'aspiration étant plus grande, le débit de fluide frigorigène est réduit. Le cycle IHX est un compromis entre augmentation d'enthalpie massique et diminution du débit. Conformément à Klein et al (2002) [17], nous observons que le gain de performances du cycle IHX est fortement dépendant du fluide frigorigène considéré.
Le cycle ECO confère un gain de performance proche du cycle IHX, sauf pour le R32 et le R455A où une différence significative est observée. On remarque que ce cycle réduit les irréversibilités en majeur parti au sein des organes de détente. L'étagement de la compression, en revanche, n'offre pas de gain substantiel sur les performances des compresseurs. Le choix du modèle de compresseur à rendements constants montre ses limites. Le rendement volumétrique est dépendant du taux de compression, particulièrement pour les compresseurs à volume mort [18]. Un étagement de la compression devrait permettre d'augmenter ce rendement et de réduire la cylindrée totale nécessaire pour une production de froid fixe. Le rendement isentropique est lui aussi dépendant du taux de compression [6]. Avec un modèle de compresseur plus fidèle, le gain attendu avec ce cycle serait plus important.
Le Tableau 3 nous montre qu'à puissance frigorifique fixe, les cylindrées des compresseurs sont fortement dépendantes du fluide frigorigène et du cycle considérés.

	R404A	R1234yf	R290	R32	R455A
	cm^3	cm^3	cm^3	cm^3	cm^3
DX	$50,0$	$92,8$	$52,5$	$27,0$	$47,2$
IHX	$39,4$	$72,4$	$45,6$	$27,3$	$39,3$
ECO	$33,4$ et $13,6$	$63,9$ et $23,7$	$39,1$ et $16,4$	$21,8$ et $9,4$	$32,2$ et $13,7$

Tableau 3 : Cylindrées des compresseurs en fonction du fluide frigorigène et du cycle considérés

4.2. Fenêtre de fonctionnement ($T_{ev_{mid}} = -40$ °C à -10 °C pour $T_{amb} = 5$ °C à 43 °C)

La Figure 3 présente le gain de COP du cycle considéré par rapport au cycle DX en % déterminé d'après l'équation 16. On remarque que, le gain est positif sur l'ensemble de la fenêtre de fonctionnement pour le R1234yf que ça soit avec le cycle IHX ou ECO. L'amélioration étant plus importante pour une température ambiante haute. Pour le R32, l'amélioration de performance est moindre et même négative sur une partie de la fenêtre avec le cycle IHX.

$$\left(\frac{COP}{COP_{DX}} - 1\right) \times 100 \tag{16}$$

4.3. Analyse économique

Le Tableau 4 présente le coût annualisé de la production de 1 kW de froid au point -35 °C / 32 °C. On remarque une réduction significative du coût des cycles IHX et ECO par rapport au cycle DX pour l'ensemble des fluides mais peu de différence entre les cycles IHX et ECO entre eux, excepté pour le R32. Par ailleurs, on remarque que le coût de l'investissement ne représente qu'une faible portion du coût total. Cela signifie que les cycles augmentant fortement le COP sont à privilégier même si leur coût d'investissement est important.

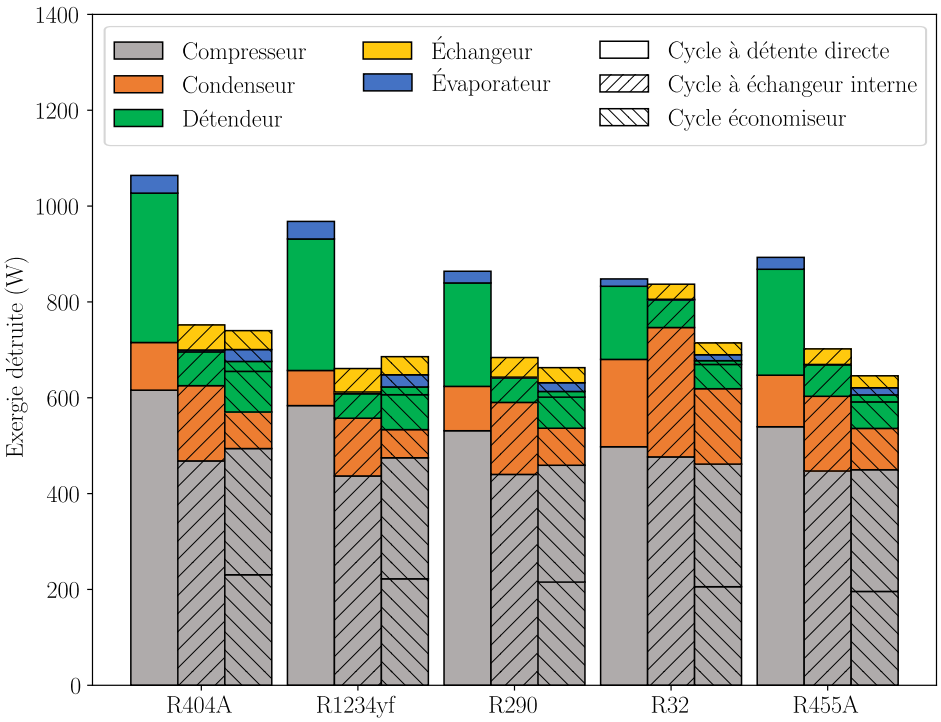
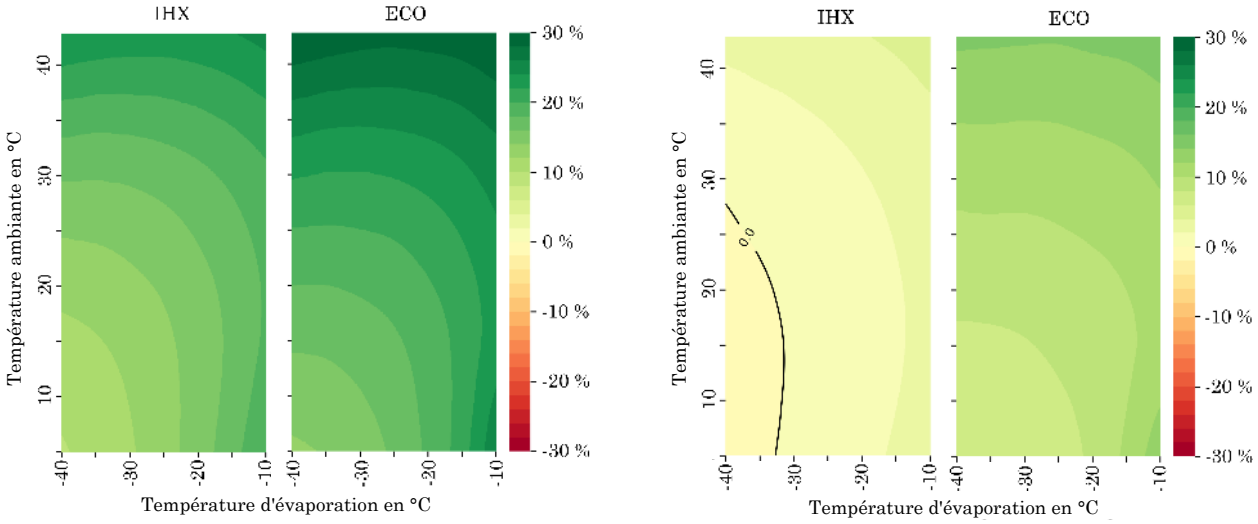


Figure 2 : Destruction d'exergie de chaque composants au point $T_{ev_{mid}} = -35$ °C / $T_{amb} = 32$ °C



(a) R1234yf (b) R32

Figure 3 : Gains de COP en % pour les cycles IHX et ECO par rapport au DX, avec (a) R1234yf et (b) R32 comme fluide frigorigène

		R404A	R1234yf	R290	R32	R455A
DX	C_{inv}	179	185	169	170	174
	C_{elec}	1821	1698	1571	1552	1606
	C_{total}	2000	1883	1740	1722	1780
IHX	C_{inv}	185	192	176	177	181
	C_{elec}	1437	1323	1352	1539	1373
	C_{total}	1622	1515	1528	1716	1554
ECO	C_{inv}	200	206	191	194	194
	C_{elec}	1425	1355	1328	1396	1388
	C_{total}	1625	1561	1519	1590	1582

Tableau 4 : Coût de fonctionnement par an par kW de froid (€/(an.kW))

5. Conclusion

Les cycles à compression de vapeur alternatifs au cycle à détente directe offrent une amélioration énergétique, résumée dans le Tableau 5, au prix d'une complexité et d'un investissement plus importants. Ce sur-coût initial est largement compensé par le gain de consommation électrique sur la durée de vie du système, considéré à 15 ans dans cette étude. Néanmoins, des paramètres tels que le fluide frigorigène utilisé, la puissance ou la température souhaitée ont un impact important et doivent être pris en compte.

	R404A	R1234yf	R290	R32	R455A
IHX	$26,4\%$	$28,4\%$	$16,2\%$	$0,8\%$	$17,0\%$
ECO	$27,5\%$	$25,3\%$	$18,3\%$	$11,2\%$	$22,8\%$

Tableau 5 : Gain de COP par rapport au cycle DX au point d'annonce -35 °C / 32 °C

De plus, les cycles alternatifs considérés, à échangeur interne et économiseur, ne montrent pas de différence significative sur le long terme. L'arbitrage entre ces deux solutions doit se faire par l'ajout d'autres critères de sélection, tel que la maintenabilité et le risque de défaillance. En perspective, une étude considérant des modèles de composants réalistes, simulés dynamiquement sur l'année voire par une étude expérimentale, permettraient d'élever le niveau de confiance dans ces résultats.

6. Bibliographie

[1] J.M. CALM. "The next Generation of Refrigerants – Historical Review, Considerations, and Outlook". In : *International Journal of Refrigeration* (nov. 2008).

[2] *Réglement (UE) 2024/573 du Parlement européen et du Conseil du 7 février 2024 relatif aux gaz à effet de serre fluorés*.

[3] UNITED NATIONS. *Protocole de Montréal Relatif Aux Substances Qui Appauvrissent La Couche d'ozone*. 1987.

[4] CONFERENCE OF THE PARTIES. *Report of the Conference of the Parties on Its 21st Session, Held in Paris from 30 November to 13 December 2015*. Paris : United Nations, 29 jan. 2016.

[5] H.J. HUFF et R. RADERMACHER. "CO2 Compressor-Expander Analysis". In : *Arlington, VA : Air-Conditioning and Refrigeration Technology Institute* (2003).

[6] B. YU et al. "An Updated Review of Recent Advances on Modified Technologies in Transcritical CO2 Refrigeration Cycle". In : *Energy* (déc. 2019).

[7] C. PARK et al. "Recent Advances in Vapor Compression Cycle Technologies". In : *International Journal of Refrigeration* (déc. 2015).

[8] P.A. DOMANSKI, D.A. DIDION et J.P. DOYLE. "Evaluation of Suction-Line/Liquid-Line Heat Exchange in the Refrigeration Cycle". In : *International Journal of Refrigeration* 17.7 (1994).

[9] X. WANG, Y. HWANG et R. RADERMACHER. "Two-Stage Heat Pump System with Vapor-Injected Scroll Compressor Using R410A as a Refrigerant". In : *International Journal of Refrigeration* (sept. 2009).

[10] S.A. KLEIN et G.F. NELLIS. *Mastering EES*. 2012.

[11] E. LEMMON et al. "NIST Standard Reference Database 23 : Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP V10". In : *Standard Reference Data Program, Gaithersburg* (2018).

[12] AFNOR. *NF EN 13215 + A1*. AFNOR, 2020.

[13] T.J. KOTAS. *The Exergy Method of Thermal Plant Analysis*. Paragon Publishing, 2012.

[14] A. DOBROVICESCU. "Exergoéconomie". In : *Techniques de l'ingénieur* (2014).

[15] EUROSTAT. *Prix de l'électricité Par Type d'utilisateur*. 2022. DOI : 10.2908/TEN00117.

[16] R. SMITH. *Chemical Process Design and Integration*. John Wiley & Sons, 2005.

[17] S.A. KLEIN, D.T. REINDL et K. BROWNELL. "Refrigeration System Performance Using Liquid-Suction Heat Exchangers". In : *International Journal of Refrigeration* (déc. 2000).

[18] F. MEUNIER, P. RIVET et M.F. TERRIER. *Froid industriel - 2eme édition*. DUNOD, 2010.

Méthodologie de comparaison des pilotages conventionnel et par apprentissage profond des sous-stations de réseaux de chaleur urbains

Comparison methodology of conventional and machine learning methods for the operation of district heating systems substations

Boris NEROT[1*], Julien RAMOUSSE[1], Faiza LOUKIL[2], Jaume FITÓ-DE-LA-CRUZ[1], Lamia BERRAH[2], Florine GIRAUD[1], Mickaël BETTINELLI[2], Alexandre BENOIT[2], David CORGIER[3]

[1] LabOratoire proCédés énergIe bâtimEnt
60 rue du lac Léman - 73370 Le Bourget-du-Lac
[2] Laboratoire d'Informatique, Systèmes, Traitement de l'Information et de la Connaissance
5 chemin de Bellevue - 74940 Annecy
[3] MANASLU Ing.
23 Avenue du Lac Léman - 73370 Le Bourget-du-Lac
[*] (auteur correspondant : boris.nerot@univ-smb.fr)

Résumé - Cet article s'intéresse aux sous-stations de bâtiments résidentiels et tertiaires raccordés à un réseau de chaleur. Il présente une méthodologie de comparaison des pilotages conventionnels et par apprentissage profond. Une réflexion sur les critères de performance des réseaux de chaleur permet d'abord de définir les indicateurs sur lesquels le pilotage des sous-stations a une influence. L'exploitation de ces indicateurs par pilotage conventionnel et apprentissage profond est ensuite présentée. Cette comparaison repose sur 84 scénarios physiques introduits pour leur représentativité des cas réels rencontrés. Finalement, l'exploitation de données réelles en prédiction appuie la viabilité d'une approche apprentissage profond appliquée au pilotage des sous-stations.

Abstract -
This article focuses on district heating substations of residential and tertiary buildings. It presents a methodology to compare the current operation method of substations with a machine learning approach. The intersection of performance criteria at the district heating level and potential actions in substations defines a multi objective performance indicator for substation operation. How this indicator is used in each operation method and the material for comparison (more than 80 simulation cases) are introduced. Finally, prediction results from machine learning applied on typical substations data confirm the viability of such an approach for substation operation.

Nomenclature

$\mathbf{A}$	Actions de pilotage
$\mathbf{C}$	Conditions extérieures
P	Puissance, J/s
T	Température, K
$\mathbf{W}$	Paramètres du RNN

Symboles grecs

λ	Coefficient de descente de gradient
Σ	Modèle du système
Ω	Modèle RNN

Indices et exposants

C, F	Chaud, Froid
d	Demande thermique (ECS, chauffage)
obs	Grandeur observée, expérimentale
$pred$	Grandeur prédite
$prim$	Primaire SST
REF	Grandeur référence, simulation

1. Introduction

La production de chauffage et d'eau chaude sanitaire (ECS) représente 75% des consommations énergétiques des logements en France [1]. Les réseaux de chaleur urbains (RCU) sont des solutions appropriées pour répondre à ces demandes dans un contexte de décarbonation.

Leur performance globale est dépendante de l'étape de livraison de la chaleur aux usagers en sous-stations (SST). Or le choix des débits circulant au niveau du bâtiment (secondaire SST), appelé pilotage, a aujourd'hui pour seul objectif la satisfaction de la demande, parfois au détriment de la performance de l'ensemble du système RCU.

Ce pilotage conventionnel pourrait notamment être amélioré par une approche prenant en compte les états récents du système SST. Parmi ces méthodes, l'apprentissage profond (AP) pourrait proposer des actions de pilotage précisément adaptées à chaque SST grâce à une évaluation de la sous-optimalité des actions précédentes.

Récemment, Trabert et al. [2] ont proposé un modèle prédictif permettant d'anticiper les besoins en chaleur d'un consommateur industriel et donc d'optimiser le pilotage du stockage sensible disponible au secondaire de la SST. La mise à profit du stockage au niveau consommateur permet de s'affranchir partiellement de l'utilisation de capacités centralisées de pointe, dont les sources énergétiques sont assez carbonnées. Bien que le pilotage lui-même ne soit pas réalisé par AP, les variables de décision requises à chaque instant par ce pilotage sont prédites par un réseau de neurones récurrent (RNN) à partir d'un historique récent du système. Similairement, l'usage de RNN en appui de modèle physiques traditionnels est mis en avant pour la prédiction des températures chez de gros consommateurs résidentiels. Lu et al. [3] associent par exemple un modèle physique au pas de temps journalier et un prédicteur statistique au pas de temps horaire pour déterminer la température à délivrer dans un réseau de chauffage secondaire couvrant plus de 10^5 m^2 résidentiel. Zhang et al. [4] traitent une situation de demande similaire en affinant par AP la solution approchée par un modèle physique réduit. Les résultats issus du RNN sont couplés à une fonction objectif et une énumération totale des possibilités afin de sélectionner la juste prédiction parmi plusieurs. Buffa et al. [5] mettent aussi en avant les apports d'un RNN dans le pilotage des SST présentant un moyen de production (RCU de 5ème génération). Ils exploitent un pilotage optimisé par essaims particulaires (PSO) et basé sur une approximation RNN des composants de la SST. Ils soulignent les meilleures performances d'un tel pilotage en comparaison d'un pilotage conventionnel dans le cas typique de la recharge d'un stockage par une pompe à chaleur.

Ces travaux montrent notamment les apports potentiels de l'intégration de l'AP dans des tâches de prédiction au niveau consommateur des RCU. Pour autant, peu d'entre eux confrontent le pilotage entièrement par AP au pilotage conventionnel. Dans ce contexte, cet article présente une méthodologie de comparaison de ces deux modes de pilotage.

Dans un premier temps sont étudiés les indicateurs d'un pilotage performant en SST, du point de vue de l'ensemble du RCU. Puis différents scénarios caractérisant les SST et leur environnement sont définis. S'en suit une discussion de la complexité limitée des modèles physiques, en lien avec les contraintes spécifiques aux deux méthodes de pilotage. Finalement, le pilotage conventionnel d'un de ces modèles et la validation d'une méthode d'AP sur une des architectures étudiée permettent de discuter de la viabilité de l'étude complète à venir.

2. Méthodologie

Cette section explore les principaux aspects du problème du pilotage, en passant par les indicateurs de performance, les scénarios envisagés, la modélisation physique, ainsi que les approches de pilotage conventionnel et par apprentissage profond.

2.1. Indicateurs de performance

L'objectif principal de la livraison de chaleur en SST est la satisfaction de la demande réelle P_d^{REF}, où d peut être le chauffage ou l'ECS (Equation 1). Mais la performance globale du RCU est affectée par d'autres grandeurs. Ainsi, on mesure la différence entre la température retour primaire et une température de référence (Equation 2). Similairement, l'énergie livrée au primaire peut-être comparée à la somme des demandes (Equation 3). Enfin, les variations brutales d'appel de puissance sont dommageable au RCU. Une condition suffisante garantissant une absence de variations est l'obtention d'une monotone lisse à l'échelle annuelle. Tandis que le foisonnement à l'échelle de la ville contribue à atteindre cette situation, l'objectif doit aussi être recherché à l'échelle de la SST. Ainsi, on définit comme quatrième indicateur le ratio des centiles 90% (reflet des valeurs élevées) et 10 % (valeurs faibles) par l'équation 4.

$$\epsilon_d(t) = \left(\frac{P_d(t)}{P_d^{REF}(t)} - 1 \right)^2 \tag{1}$$

$$\epsilon_T(t) = \left(\frac{T_{prim}^F(t)}{T_{prim}^{F,REF}} - 1 \right)^2 \tag{2}$$

$$\epsilon_E(t) = \left(\frac{\sum_{k=0}^{t} P_{prim}(k)}{\sum_{k=0}^{t} \left(P_{ECS}(k) + P_{CH}(k) \right)} - 1 \right)^2 \tag{3}$$

$$\epsilon_P(t) = \frac{centile(\{P_{prim}(k), k \in [0,t]\}, 90\%)}{centile(\{P_{prim}(k), k \in [0,t]\}, 10\%)} \tag{4}$$

Notons que les équations 1 à 3 présentent une version normalisée des indicateurs.

Ces indicateurs sont évalués à chaque pas de temps t à partir des sorties du modèle physique de SST. Ils sont pondérés et sommés en une erreur totale L à minimiser, laquelle est transmise à l'algorithme de pilotage. Celui-ci en déduit des consignes de débit à l'instant $t+1$ (Figure 1).

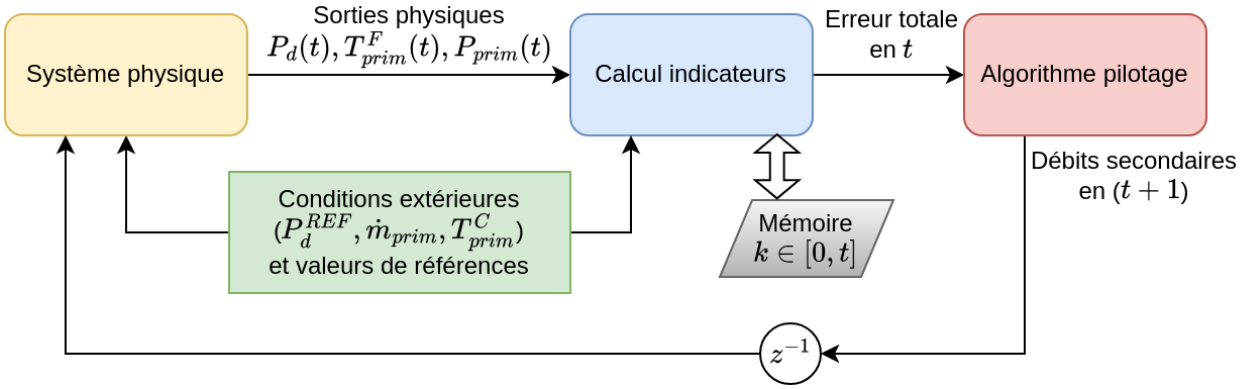


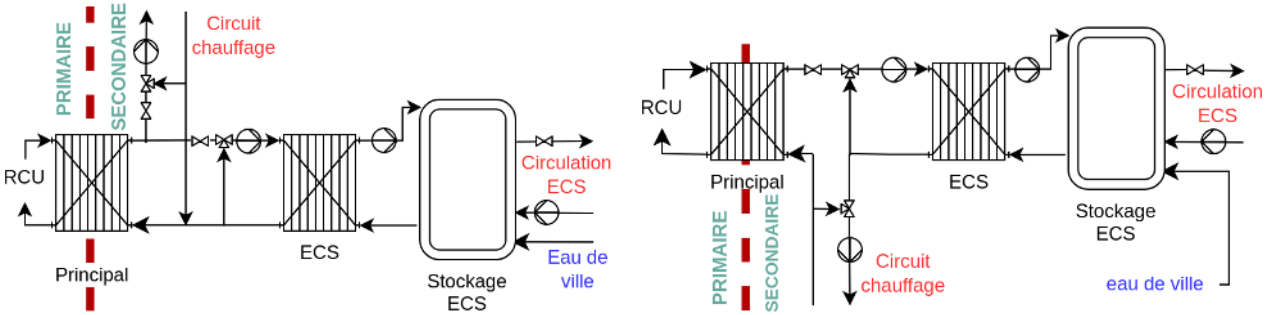
Figure 1 : Communication entre modèle physique et modèle de pilotage via la remontée d'indicateurs de performance

2.2. Scénarios

Dans cette section sont introduits les 84 scénarios envisagés comme support pour la comparaison des méthodes de pilotage. Chaque scénario comporte un aspect architecture (arrangement des composants chauffage et ECS en SST), un aspect dimensionnement (caractéristiques de ces composants) et des conditions extérieures supposées connues et indépendantes de l'opération du système.

2.2.1. Architectures

Sont considérées 4 architectures SST. L'architecture « chauffage seul » présente un échangeur de chaleur avec le RCU et le circuit de distribution de chauffage dans les logements, au secondaire. L'arrangement chauffage et ECS avec stockage aval décrit une seconde architecture qui couvre la demande ECS via un échangeur puis un ballon de stockage, le tout en parallèle du circuit chauffage (Figure 2a). Similairement, le positionnement du stockage ECS en amont de l'échangeur ECS dans l'arrangement parallèle définit une 3ème variation. La dernière consiste en un montage cascade des échangeurs ECS (stockage aval) puis chauffage (Figure 2b).



(a) Chauffage et ECS en parallèle - stockage aval (b) ECS puis chauffage en cascade - stockage aval

Figure 2 : Schémas hydrauliques de 2 des 4 architectures étudiées

2.2.2. Dimensionnements

Pour les 3 architectures assurant l'ECS, le volume du ballon peut prendre 2 valeurs. La première est le dimensionnement préconisé par l'ADEME [6], fonction notamment de la demande ECS. La seconde valeur vaut 130% de cette préconisation. Le dimensionnement de l'échangeur en puissance suit ces mêmes 2 cas (préconisation ADEME, 130% de la préconisation), sauf pour l'architecture avec stockage ECS en amont pour laquelle le dimensionnement est imposé par la demande ECS maximale.

2.2.3. Conditions extérieures

Les demandes thermiques sont caractérisées du point de vue de la puissance appelée et de la performance des émetteurs chauffage.
Concernant le premier point, on considère une taille unique de bâtiment (en terme de surface chauffée, $2,5 \times 10^3\ m^2$ mais 3 cas d'usage : résidentiel, tertiaire (sans ECS) et mixte.
La performance des émetteurs chauffage dépend de leur surface d'échange : émetteurs type plancher chauffant (surface élevée, faible température) ou radiateurs conventionnels (surface faible, température élevée) définissent 2 cas.
Enfin, la température entrante au primaire de l'échangeur RCU évolue linéairement avec la

température extérieure (loi d'eau) selon un coefficient faible ou élevé, soient 2 cas supplémentaires.

2.3. Modélisation physique

Le système physique thermique à l'étude comprend la sous-station et les réseaux de distribution de chauffage et d'ECS au secondaire du bâtiment.
A chaque pas de temps, l'algorithme de pilotage appelle au moins une fois la réalisation d'un pas de temps de la simulation thermique (plusieurs appels dans le cadre du pilotage conventionnel, voir Section 2.4., Equation 7). Par ailleurs, 84 simulations annuelles, autant que le nombre de scénarios, sont à réaliser. Enfin, un faible pas de temps (typiquement, Δt =5 min) est requis pour saisir la dynamique du stockage ECS.

Pour ces raisons, la complexité algorithmique du modèle physique doit être maîtrisée. Du point de vue thermique, les effets inertiels dus au stockage sensible de la chaleur par les conduites, échangeurs et émetteurs sont ignorés. Du point de vue hydraulique, le pilotage est réalisé par débits imposés dans chaque branche, dans le respect des mélanges imposés par les vannes 3 voies mais sans prise en compte des pertes de charge. Également, la faible taille de bâtiment et le pas de temps au moins de l'ordre de la minute permettent de supposer immédiate la propagation du front de pression. Le stockage ECS est modélisé en une dimension par $n-2$ zones intermédiaires de volume constant (thermocline) tandis que les deux volumes extrêmes sont de volume variable [8]. Les échangeurs eau-eau utilisent la méthode du NUT pour déterminer deux températures inconnues connaissant les débits, la surface et le coefficient d'échange.

2.4. Pilotage conventionnel

Dans un système réel, les demandes exactes en puissance à chaque pas de temps sont inconnues. En particulier pour la demande en chauffage, les SST sont pilotées hydrauliquement en ajustant vitesse de pompe et ouvertures de vannes. Cela permet l'adaptation aux variations de pression induites par le réglage des robinets de radiateurs par les usagers.
L'algorithme de pilotage conventionnel présenté ici suppose lui la demande connue car les aspects hydrauliques ne sont pas modélisés (voir section 2.3.).
Soit Σ la fonction décrivant le système physique et transformant les actions de pilotage $\mathbf{A}$ en l'erreur totale L à chaque instant t (Equation 5). On appelle $\mathbf{C}$ les conditions extérieures (demandes thermiques, température aller et débit au primaire de la SST) dont dépend également Σ.

$$L(t) = \Sigma\left(\mathbf{A}(t), \mathbf{C}(t)\right) \tag{5}$$

L'objectif des deux pilotages est de déterminer $\mathbf{A}(t+1)$ qui minimise $L(t+1)$ (Equation 6). Les conditions extérieures en $t+1$ n'étant pas connues, on les suppose égales à celles en t.

$$\mathbf{A}(t+1) = \text{argmin}_{\mathbf{A}}(\Sigma|_{\mathbf{C}(t)}) \tag{6}$$

On cherche $\mathbf{A}(t+1)$ par une descente de gradient (Equation 7), laquelle fait intervenir le coefficient λ.

$$\mathbf{A}(t+1) = \mathbf{A}(t) - \lambda.\nabla\Sigma|_{\mathbf{A}(t),\mathbf{C}(t)} \tag{7}$$

Le gradient en $\mathbf{A}(t)$ est approché par différenciation de Σ au voisinage de $\mathbf{A}(t)$. Contrairement à une résolution algrébrique exacte, cette approche permet de traiter le cas général où le

modèle Σ peut contenir des équations implicites elle-mêmes résolues par un algorithme d'optimisation, comme c'est le cas dans la relation reliant la différence de température logarithmique moyenne et la puissance thermique échangée.

2.5. Pilotage AP

Le problème du pilotage fait intervenir en paramètre et en variables d'état du système des séries temporelles. Les modèles d'AP privilégiés pour saisir l'information portée par ces séries durant les instants passés sont des RNN. En particulier, les modèles LSTM [7] et XGBoost [9] sont envisagés et à implémenter via le framework TensorFlow.
Dans le cas général, le paramétrage $\mathbf{W}(t)$ du RNN $\Omega_{\mathbf{W}}$ est mis à jour à partir de L, également par un algorithme de descente du gradient. $\mathbf{W}(t)$ est une image du système Σ forgée sur les instants précédents et permet de fournir des actions $\mathbf{A}(t+1)$ à partir des j dernières conditions extérieures données en entrée (Equation 8). Cette relation suppose $\mathbf{C}(t+1)$ inconnue, comme pour le pilotage conventionnel.

$$\mathbf{A}(t+1) = \Omega_{\mathbf{W}(t)}(\{\mathbf{C}(t-i), i \in [0, j-1]\}) \tag{8}$$

3. Résultats

Le déploiement d'un algorithme de prédiction mène à questionner les données typiquement disponibles dans le contexte des RCU, ainsi que le sens physique qu'elles portent. Cette partie présente donc un cas d'étude de prédiction de la température intervenant dans l'indicateur $\epsilon_T(t)$ et introduit le potentiel des RNN dans une optique de pilotage futur.

3.1. Données

Les données utilisées sont issues de l'instrumentation d'une des sous-stations de l'ensemble résidentiel Arlequin, à Grenoble. Les données couvrent la période du 18 novembre 2016 au 28 juillet 2017. Bien qu'au pas minute, la majorité des valeurs sont constantes sur 2 à 5 minutes consécutives.

La SST en question est typiquement du type présenté en Figure 2a. Elle assure les besoins annuels en ECS (53 MWh, incluant pertes transfert, stockage et circulation) et chauffage du 18 novembre au 1er juin (354 MWh). Les données monitorées comprennent les débits, températures et puissances thermiques et électriques (circulations) sur les circuits chauffage et ECS (dont stockage), les données météorologiques (température, vent, irradiation), la température aller et le débit au primaire. Parmi les données chauffage et ECS manquantes, on note 2 périodes assez longues : du 6 décembre au 15 janvier et du 11 mars au 4 avril. Au total, 157 jours cumulés de mesure sont réellement exploitables.

L'objectif de l'apprentissage profond est de prédire la température retour au primaire de l'échangeur principal à partir des 43 autres variables explicatives. Ces variables sont transformées par Analyse en Composantes Principales (ACP) vers une nouvelle base de dimension 15 afin de réduire la complexité algorithmique associée à leur traitement tout en conservant leur potentiel d'explicabilité (95% de la variance est conservée).

3.2. Structure modèle et paramétrage

Le modèle utilisé est un réseau de neurones de mémoire à long terme (LSTM) [7], qui est un type de réseau de neurones récurrent conçu pour capturer et utiliser efficacement les

dépendances dans les données séquentielles.

La contrainte de continuité temporelle impose une période de test du modèle à la fin du jeu de données, i.e. du 14 juin au 28 juillet 2017 (20% du volume total), tandis que son entraînement est réalisé sur la période précédente (80% du volume total). Notons qu'aucune demande en chauffage n'est assurée durant la période test, contrairement à la période d'entraînement qui couvre chauffage et ECS.

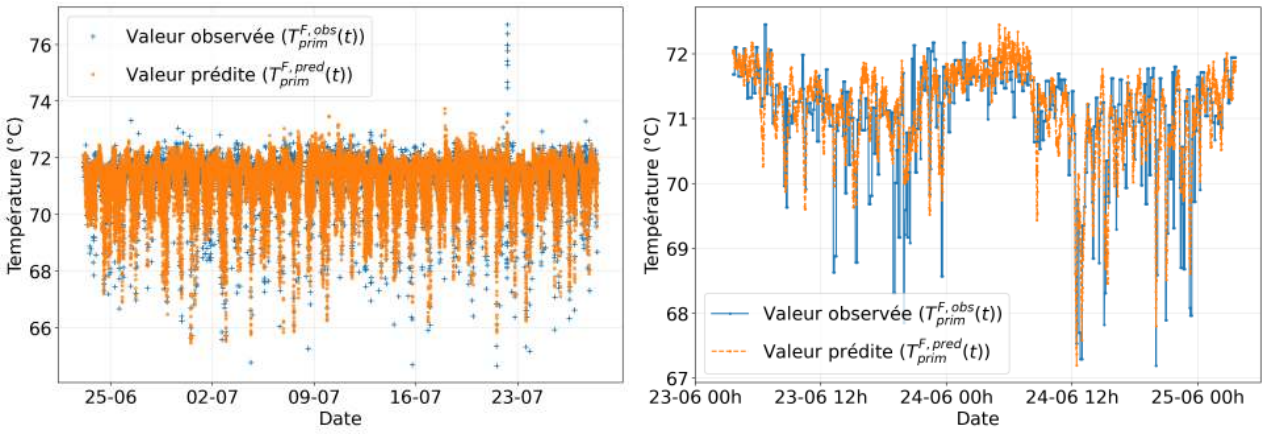
Le modèle retourne, pour chacun des n pas de temps t, son estimation de la température retour $T_{prim}^{F,pred}(t)$. Cette valeur est comparée à celle observée ($T_{prim}^{F,obs}(t)$) selon les métriques *Root Mean Squared Error* (RMSE) (Equation 9) et *Mean Absolute Error* (MAE) (Equation 10).

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{t}\left(T_{prim}^{F,pred}(t) - T_{prim}^{F,obs}(t)\right)^2} \tag{9}$$

$$MAE = \frac{1}{n}\sum_{t}\left|T_{prim}^{F,pred}(t) - T_{prim}^{F,obs}(t)\right| \tag{10}$$

3.3. Résultats

La confrontation des valeurs prédites et observées sur le jeu de données test est donnée par la Figure 3a (toute la période de test) et la Figure 3b (2 journées consécutives du mois de juin).



(a) Jeu test complet

(b) 2 jours au mois de juin

Figure 3 : Valeur prédite et mesurée de la température retour primaire

La Figure 3b montre que les variations de température quotidiennes sont bien saisies par le modèle, mais que celui-ci passe à côté de certains changements brutaux.

Les valeurs des métriques, MAE $= 0,512$°C et RMSE $= 0,724$°C, traduisent une faible erreur moyenne entre les prédictions du modèle et les données réelles. Du point de vue physique, le fait que la température retour dépende de la température aller et que celle-ci soit assez stable en été simplifie le problème de prédiction. Mais la seule demande sur cette période est la demande ECS, dont la prévisibilité est faible et la satisfaction déphasée par l'usage du stockage, ce qui rend le problème difficile. Dans ce contexte, l'écart typique d'environ $0,5$°C (MAE) dénote donc une assez bonne performance.

4. Conclusion

Les méthodes conventionnelles de pilotage de SST ont actuellement pour seul objectif la satisfaction des demandes en chauffage et ECS. Cet article envisage une performance multi objectifs par pilotage de SST par AP. Une méthodologie exposant 84 cas d'étude physiques (architectures SST, dimensionnement, conditions extérieures) et le lien entre performance passée et actions de pilotage futures est présentée. La viabilité des RNN pour traiter en AP les problématiques propres aux RCU est ensuite confirmée par des résultats en prédiction sur des données réelles.

La suite du travail portera sur la définition des modèles physiques et du paramétrage associés aux différents scénarios. Les premiers efforts de modélisation concernent le scénario le plus rencontré dans les systèmes réels, à savoir un montage chauffage/ECS en parallèle avec stockage ECS aval. En termes de difficulté à venir, les efforts de modélisation portent sur les échangeurs eau-eau, les émetteurs chauffage dans les logements et le stockage ECS. Le principe même du stockage ECS et de sa discrétisation en volume causent une rupture de la continuité du modèle physique et de l'erreur L, ce qui complique certains modes de pilotages conventionnels.

En termes d'outils de modélisation, les auteurs utilisent autant que possible des langages et bibliothèques *opensource* en prévision de la diffusion des résultats. La modélisation du système physique est réalisée avec Matlab Simulink (fermé, propriétaire) mais est exportée puis utilisée sans dépendance sous forme de code C. Les algorithmes de pilotage (conventionnels et AP) sont écrits en Python. La mise en oeuvre du pilotage par AP nécessitera des étapes d'évaluation et de comparaison des performances à partir des modèles entraînés. L'analyse comparative finale des modes de pilotage sera garantie par la distinction entre modèle physique et modèle de pilotage. L'exhaustivité dans les situations physiques et mode de pilotage couverts ainsi que le libre-accès des conclusions et du matériel requis pour reproduire l'étude contribuent à rendre fiable cette comparaison entre intelligence artificielle et méthode conventionnelle.

Références

[1] Fedene, Enquête annuelle des réseaux de chaleur et de froid (2023)

[2] U. Trabert, F. Pag, J. Orozaliev, U. Jordan, and K. Vajen, Peak shaving at system level with a large district heating substation using deep learning forecasting models, *Energy*, vol. 301 (2024)

[3] Y. Lu, X. Peng, C. Li, Z. Tian, J. Niu, and C. Liang, A baseline model combining physics and data-driven approach for operation evaluation of district heating substation, *Energy and Buildings*, vol. 321 (2024)

[4] Z. Zhang, X. Zhou, H. Du, and P. Cui, A new model predictive control approach integrating physical and data-driven modelling for improved energy performance of district heating substations, *Energy and Buildings*, vol. 301 (2023)

[5] S. Buffa, A. Soppelsa, M. Pipiciello, G. Henze, and R. Fedrizzi, Fifth-Generation District Heating and Cooling Substations : Demand Response with Artificial Neural Network-Based Model Predictive Control, *Energies*, vol. 13 (2020)

[6] ADEME, Le dimensionnement des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en habitat individuel et collectif (2019)

[7] S. Hochreiter and J. Schmidhuber, Long Short-Term Memory, *Neural Comput.*, vol. 9 (1997)

[8] K. M. Powell and T. F. Edgar, An adaptive-grid model for dynamic simulation of thermocline thermal energy storage systems, *Energy Conversion and Management*, vol. 76 (2013)

[9] T. Chen and C. Guestrin, XGBoost : A Scalable Tree Boosting System, *Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*, 2016

Remerciements

Ce travail a été financé dans le cadre du projet SHINE associé au contrat ANR-22-EXES-0017.

Stockage thermique pour le couplage entre récupération de chaleur fatale et production d'hydrogène dans un électrolyseur à oxyde solide : étude énergétique et technico-économique.

Thermal storage for coupling waste heat recovery and hydrogen production in a solid oxide electrolyzer: energy and technico-economic study.

Titouan FABIANI[1,2,3], Patrice TOCHON[1], Nolwenn LE PIERRES[2*], Pierre DUMOULIN[3]

[1]GENVIA SAS, Plaine Saint Pierre, 34500 Béziers, France
[2]Université Savoie Mont-Blanc, CNRS, LOCIE, 73370 Le Bourget-du-Lac, France
[3]LITEN, DTCH, SSETI, LCST, CEA, 38000 Grenoble, France
[*](auteur correspondant : nolwenn.le-pierres@univ-smb.fr)

Résumé - Les électrolyseurs à oxyde solide ont besoin d'un apport continu et stable de vapeur. Le système thermique proposé produit cette vapeur à partir de la chaleur de gaz industriels. Il comprend un échangeur récupérateur, une boucle d'huile thermique, un évaporateur à plaques et un système de stockage thermique de type thermocline dual-media. La réponse du système à des fluctuations de l'apport thermique est simulée de manière dynamique et permet d'obtenir la consommation électrique ainsi que le coût de production de la vapeur. Finalement, l'usage de cette solution sur un cas applicatif permet de réduire la consommation électrique totale de la production d'hydrogène de 14,3 % et le coût de production de la vapeur de 65%.

Abstract - Solid oxide electrolyzers require a continuous and stable supply of steam. The proposed thermal system generates this steam from the heat of industrial gases. It comprises a recuperator, a thermal oil loop, a plate evaporator and a dual-media thermocline thermal storage system. The system's response to fluctuations in thermal input is dynamically simulated, yielding the power consumption and steam production cost. In the end, the application of this solution on a study case reduces the total electricity consumption for hydrogen production by 14,3% and the steam production costs by 65%.

1. Introduction

Pour la production d'hydrogène, la technologie SOEC (Cellule d'Electrolyse à Oxyde Solide) est une solution intéressante grâce à un meilleur rendement électrique que les technologies d'électrolyse à membrane échangeuse de protons et alcaline [1]. Cet avantage s'accompagne de la complexité de faire fonctionner un appareil à une haute température de cellule $T_{cell} \in [700°C\ ;\ 900°C]$. En effet, pendant son fonctionnement, le stack SOEC doit être maintenu à T_{cell} et l'eau entrante doit être, en amont, évaporée et chauffée jusqu'à T_{cell}. L'énergie nécessaire pour produire la vapeur à basse température représente 18% de l'énergie électrique totale consommée [2]. Produire cette vapeur sans électricité permettrait donc de baisser fortement le coût énergétique et économique de production d'hydrogène.

Dans ce travail, un couplage thermique entre un système SOEC et une récupération de chaleur fatale (WHR pour Waste Heat Recovery) est étudié pour la production de vapeur d'eau.

La récupération de chaleur fatale se fait sur des rejets industriels qui peuvent fortement varier en température comme en débit. Au contraire, le fonctionnement du système SOEC exige un débit de vapeur constant à une pression et une température constante. Un système de stockage thermique ainsi qu'une résistance électrique sont installés pour faire correspondre ressource et demande.

Les systèmes de stockage d'énergie thermique (TES pour Thermal Energy Storage) sont utilisés pour éviter la perte de chaleur excédentaire en la stockant pour plus tard [3-4]. Ils offrent des solutions pour les baisses de production thermique en fournissant l'énergie stockée en amont. Comme le présente la Figure 1, l'intégration d'un TES dans un système de production de vapeur à partir de WHR est étudiée dans ce travail. Le TES est un stockage thermocline composé d'un lit de roches dans lequel de l'huile thermique s'écoule. Dans ce système, les gaz industriels arrivent au récupérateur pour chauffer une boucle intermédiaire d'huile thermique. L'huile thermique chaude est ensuite envoyée dans un générateur de vapeur (GV) pour évaporer l'eau nécessaire à la SOEC. Des échangeurs de chaleur à haute température permettent ensuite de récupérer la chaleur issue des fluides chaud sortant de l'électrolyseur. Enfin, les débits d'eau et d'air entrant dans les cellules sont chauffés électriquement pour entrer à T_{cell}.

Le stockage thermocline et une résistance électrique sont installés sur la boucle d'huile. Le système thermique est contrôlé grâce à plusieurs pompes au sein de la boucle d'huile et à une vanne contrôlant le débit de gaz industriel. L'objectif principal est de générer un débit de vapeur constant $\dot{m}_w^{GV}$ à la pression $P_{cell} = 1{,}55\ bar$ dans le GV. Un objectif secondaire est de maintenir une température constante $T_{w,out}^{GV}$ de la vapeur à la sortie du GV pour éviter une surconsommation d'électricité dans les chauffes électriques haute température.

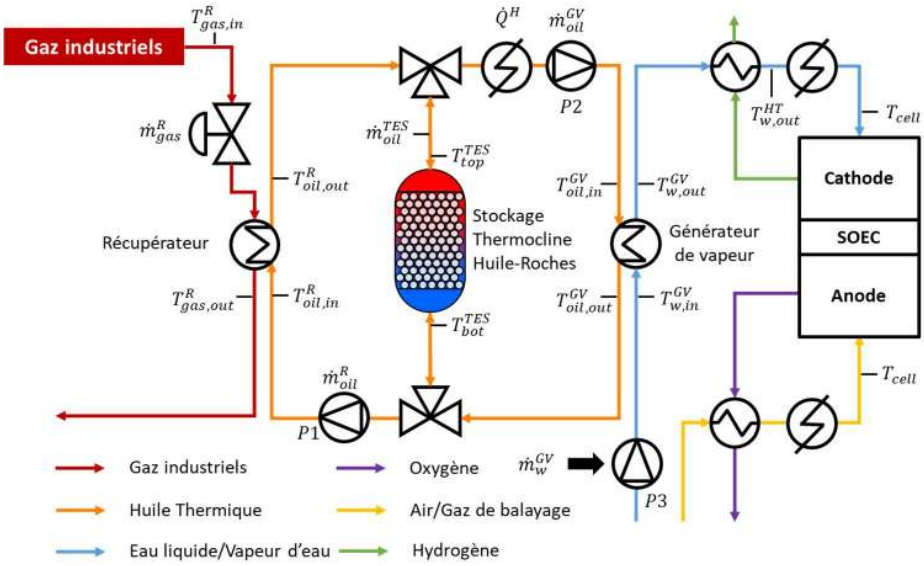


Figure 1 : Schéma du système thermique proposé pour le couplage entre récupération de chaleur fatale industrielle, stockage thermique et génération de vapeur pour un système SOEC.

Dans un précédent travail [5], l'influence de l'installation d'un tel système thermique sur la consommation finale d'électricité a été étudiée pour un cas d'étude représentant un site industriel. Pour ce site, un jeu de données représentant les variations en température et débit des rejets de gaz industriel a été utilisé. La réponse du système thermique à ces variations a été simulée dynamiquement à l'aide du logiciel Dymola [6]. Cette simulation dynamique a permis d'estimer la consommation finale d'électricité du système de production d'hydrogène. L'installation du système thermique implique un coût d'investissement pour les différents

composants thermiques et fluidiques. Il y a un compromis à trouver entre une augmentation du prix des équipements installés et une réduction du coût de l'électricité consommée. L'objectif de ce travail est d'estimer le coût final de la vapeur produite pour le système SOEC et d'évaluer l'influence de l'installation du système thermique proposé sur ce coût.

2. Etude énergétique du système thermique

L'ensemble du système SOEC peut être divisé en deux sous-systèmes : le sous-système WHR-GV et le sous-système SOEC. Le sous-système WHR-GV représente les composants thermiques situés à gauche du GV sur la Figure 1. Ce sous-système a un comportement fortement dynamique en raison des variations importantes de la puissance thermique disponible dans les gaz industriels. Par conséquent, ce sous-système a été modélisé à l'aide du logiciel Dymola. Le sous-système SOEC est composé de la SOEC ainsi que des échangeurs et des chauffes en aval du GV. Il est, dans la mesure du possible, exploité en mode stationnaire et est modélisé comme une boîte noire transformant de l'eau en hydrogène avec une consommation électrique typique de 39 kWh/kg_{H_2} comme donnée par le rapport SRIA 2021-2027 publié en 2022 [7]. La modélisation et la simulation sont réalisées avec Python.

L'étude approfondie du sous-système WHR-GV a été abordée dans un article [5] et est résumée ici. Le dimensionnement et la stratégie de pilotage du système ont été conçus sur la base d'un jeu de données représentant les variations, durant 13 jours, de la température et du débit des rejets de gaz d'un site industriel, pris comme cas d'étude type. Sur cet ensemble de données, l'installation industrielle fonctionne en continu.

2.1. Dimensionnement du système

Pour 80% des 13 jours de données, la température d'entrée du gaz est supérieure à 200°C. Lors du dimensionnement, une étape importante réside dans le choix des températures chaudes $T_{oil,ho}$ et froide $T_{oil,cold}$ de la boucle thermique. Pour obtenir un échange thermique efficace entre les gaz industriels et l'huile thermique, la température chaude retenue est $T_{oil,hot} = T^{R}_{oil,out} = T^{GV}_{oil,\,in} = 185°C$. Pour conserver un échange thermique efficace entre l'huile thermique et l'eau, la température froide retenue est $T_{oil,cold} = T^{R}_{oil,in} = T^{GV}_{oil,\,out} = 120°C$. L'évaporateur ainsi que le récupérateur sont dimensionnés sur la base de ces températures chaudes et froides du côté de l'huile. Le récupérateur est dimensionné sur la base des valeurs moyennes de débit massique et de température des gaz industriels.

Pour le stockage thermique, lorsque la vitesse d'écoulement à l'intérieur du TES est inférieure à 3 mm/s [8], l'écoulement se comporte comme un écoulement piston et il y a peu d'écoulements de recirculation. En respectant cette contrainte, le choix de la section de passage détermine le débit pouvant sortir ou entrer dans le stockage. Il résulte donc d'un dimensionnement en puissance thermique du système. Dans notre cas, nous choisissons le débit maximal pour qu'il corresponde à la décharge de la puissance échangée au niveau de l'évaporateur. Ainsi, la décharge du stockage permet de compenser une récupération thermique nulle. Le choix de la hauteur du stockage et donc de son volume résulte d'un dimensionnement en énergie. Le premier dimensionnement considéré permet de stocker au sein du stockage l'équivalent en énergie de 3,2 heures de production de vapeur. Dans l'étude, plusieurs autres dimensionnements en énergie ont été étudiés.

2.2. Stratégie de contrôle

Les débit d'eau $\dot{m}_w^{GV}$ et d'huile $\dot{m}_{oil}^{GV}$ envoyés dans le GV étant maintenus constants, l'objectif de la stratégie de contrôle est de fournir en permanence un débit massique d'huile $\dot{m}_{oil}^{GV}$ à $T_{oil,hot}$ à l'entrée du GV avec une consommation d'électricité la plus faible possible. La résistance électrique sur la boucle d'huile garantit que $T_{oil,in}^{GV}$ est toujours supérieure à 180°C. Elle est donc utilisée soit pour compenser les variations de température de $T_{oil,in}^{GV}$, soit pour chauffer le débit d'huile lorsqu'aucune chaleur n'est disponible ni au récupérateur ni dans le TES. Les débits sont eux pilotés de sorte à s'adapter à la puissance thermique disponible au récupérateur. Ce pilotage se fait à l'aide de la pompe P_1 et de la vanne pour lesquelles des boucles PID sont installées. Lorsque la puissance échangée au récupérateur est supérieure à celle échangée à l'évaporateur, on charge le stockage. Dans le cas contraire, on décharge le stockage.

3. Résultats du modèle énergétique

La simulation du sous-système WHR-GV permet d'estimer les économies d'énergie électrique. Les consommations d'énergie électrique (CEE) de trois architectures sont comparées en Figure 2.a). Ces architectures sont les suivantes : A) la vapeur est uniquement produite grâce à une résistance électrique (sans WHR), B) un sous-système WHR-GV sans TES est utilisé et C) un sous-système WHR-GV avec TES est utilisé. La CEE du système A) est d'environ 46 $kWh_e/kg_{H_2,prod}$. La CEE des systèmes B) et C) est respectivement de 87,2 % et 85,7 % de la CEE du système A). Pour le système C), le système TES thermocline considéré est suffisamment grand pour générer de la vapeur sans WHR pendant 3,2 heures.

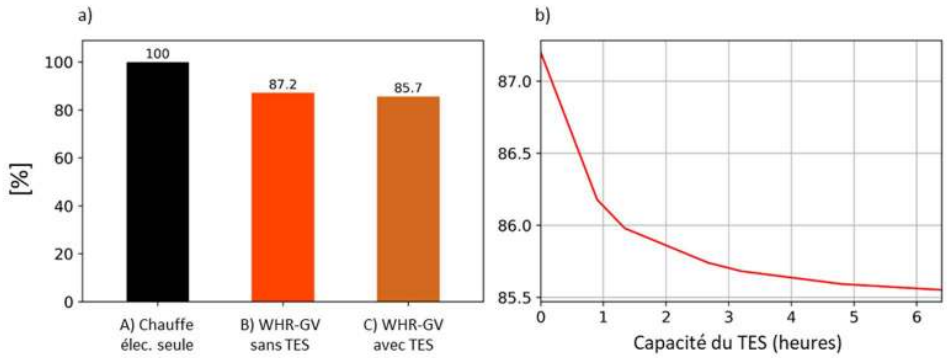


Figure 2 : Consommation d'électricité de l'ensemble du système SOEC en pourcentage de la consommation d'électricité du système de référence (A) : a) Comparaison entre trois architectures différentes ; b) Consommation du système en fonction de la capacité du TES.

La Figure 2.b) montre l'évolution de la consommation d'énergie électrique du système en fonction de la capacité énergétique du TES. Avec une capacité de stockage de 3 heures, la CEE du système est déjà réduite de 1,5 % par rapport à un scénario sans TES. Au fur et à mesure que la taille du TES croit, le taux de réduction de la CEE diminue. En effet, avec une capacité de 6 heures, la CEE n'est réduite que de 0,2 % supplémentaire par rapport au système comprenant une capacité de stockage de 3 heures. La forme de la courbe suggère qu'un compromis économique peut être trouvé entre les OPEX et les CAPEX.

4. Modèle technico-économique

Pour mettre en évidence ce compromis économique, nous avons mis au point un outil permettant de calculer le coût actualisé de production de la vapeur. Dans ce travail, nous

présentons seulement des résultats d'estimation du coût de production de la vapeur et non du coût d'hydrogène final. Le coût actualisé de la chaleur suit la relation suivante :

$$LCO_{chale} = \frac{f_{AN} * CAPEX + OPEX}{E_{th,prod}} \quad et\ f_{AN} = \frac{i * (1+i)^{n+1}}{(1+i)^{n+1} - 1}$$

Le terme $CAPEX$ représente les dépenses d'investissement pour la mise en place du système. Les termes $OPEX$ et $E_{th,prod}$ représentent une estimation des moyennes annuelles, respectivement des dépenses de fonctionnement du système et de la chaleur produite. La variable i est le taux d'actualisation annuel et n est le nombre d'années de fonctionnement de notre système. Le terme f_{AN} est appelé facteur d'annualisation. Dans le cas de notre système thermique, on prend $i = 8\%$ et $n = 25\ ans$ comme proposé par Seitz et al [9] pour un système thermique similaire. Il convient ensuite d'estimer le prix des équipements de notre système thermique soit le $CAPEX$ ainsi que les valeurs moyennes $OPEX$ et $E_{th,prod}$. Dans ce travail, on fait l'hypothèse que, sur une année, l'électrolyseur et le système thermique fonctionnent en continu pendant 8000h. $E_{th,prod}$ est donc obtenu à partir de la production de chaleur obtenue par les simulations dynamiques sous Dymola.

4.1. Estimation du CAPEX

L'estimation du CAPEX se fait à l'aide de la méthode Pré-Estime proposée dans le Manuel d'évaluation économique des procédés (MEEP) [10]. Pour calculer le coût total du système thermique, on somme le coût individuel de ses différents composants. Pour chaque composant thermique, on se réfère à un abaque du MEEP pour obtenir un prix de base en fonction d'une dimension géométrique du composant (surface, volume…). Ce prix de base est ensuite éventuellement modifié en le multipliant par des facteurs correctifs f_{corr} prenant en compte, par exemple, l'épaisseur des tubes, la pression ou le matériau utilisé. Cela nous donne un prix réel du composant thermique. En parallèle, c'est à partir du prix de base qu'on obtient le prix de l'équipement secondaire (tuyaux, instrumentation, équipements électriques…) ainsi que les coûts d'installation pour chaque équipement à l'aide d'un coefficient f_g. Le prix total du composant thermique avec installation est ensuite obtenu par la somme du prix réel et de ces coûts supplémentaires. Un dernier facteur f_c prenant en compte les effets d'échelles dans le cas d'une grande installation permet enfin d'obtenir le prix final d'un composant thermique. La dernière édition du MEEP ayant été publié en 2001, elle permet de déterminer le prix des composants thermiques en euros pour une production au milieu de l'année 2000. Pour obtenir une estimation du prix final en 2025, il convient de multiplier cette valeur par un coefficient prenant en compte l'évolution du prix de production de chaque composant entre 2000 et 2025. Dans ce travail, l'indice Chemical Engineering Plant Cost Index (CEPCI) a été utilisé [11].

4.2. Estimation de l'OPEX

Le calcul des dépenses de fonctionnement se sépare en deux parties. D'un côté, on compte des dépenses annuelles fixes. Elles sont généralement définies par un pourcentage du CAPEX payé chaque année. Pour les systèmes de chauffes électriques, un rapport de 2024 de l'Agence Danoise de l'Energie [12] propose des dépenses d'opération et de maintenance équivalentes à 0,71% du CAPEX. Pour la maintenance des systèmes de stockage MCP, Seitz et al [9] proposent de choisir la valeur de 0,3 % du CAPEX à payer chaque année. Notre système thermique est constitué de composants ayant à peu près la même maturité technologique que ces systèmes de stockage. On choisit donc de prendre la même valeur de 0,3% du CAPEX payé chaque année pour la maintenance de chaque système thermique installé autre que les chauffes électriques.

Par ailleurs, les dépenses opérationnelles correspondent aux dépenses d'achat d'électricité et de chaleur. Pour l'électricité, en se basant sur les prix de l'électricité en France pour les plus gros consommateurs industriels sur la période 2019-2024 selon Eurostat [13], on choisit la valeur de 85 €/MWh_e comme valeur référence de prix de l'électricité. En considérant des variations possibles de ±50%, on observe finalement des prix de l'électricité entre 42,5 €/MWh_e et 127,5 €/MWh_e.

Pour la chaleur, deux hypothèses sont possibles et sont considérées dans cette étude. Dans le premier cas, la chaleur fatale récupérée ne peut pas être réutilisée par l'usine donc on peut considérer un prix de la chaleur nul. La seconde hypothèse consiste à considérer que la chaleur récupérée pourrait être revendue pour un autre besoin comme un réseau de chaleur ou utilisée pour produire de l'électricité avec un certain rendement. Dans notre étude on considère un rendement de 20% de conversion de la chaleur vers l'électricité. Dans ce cas, la chaleur s'achète à 20% du prix de l'électricité soit à 17 €/$\mathrm{MWh}_{\mathrm{th}}$ dans le cas de référence et entre 8,5 et 25,5 €/MWh_{th} si on considère une électricité coûtant entre 42,5 et 127,5 €/MWh_e.

5. Résultats technico-économiques

Grâce aux modèles technico-économiques développés, on obtient des estimations du coût actualisé de production de la chaleur. La Figure 3 présente ces estimations pour une chaleur considérée payante ou gratuite et pour 4 configurations différentes. La contribution au coût de chacun des éléments du calcul technico-économique est également présentée. La première configuration correspond à une production de chaleur réalisée électriquement sans récupération de chaleur fatale. Le second cas correspond à une récupération de chaleur fatale sans stockage. Les deux cas suivants présentent des systèmes avec des stockages correspondant à respectivement 0,9 et 3,2h de production de vapeur. La première indication de ces résultats est que la récupération de chaleur fatale se révèle très intéressante économiquement puisqu'elle permet de diminuer le coût de production de la vapeur de 65% en passant de 89,6 €/$\mathrm{MWh}_{\mathrm{th}}$ à 32,1 €/$\mathrm{MWh}_{\mathrm{th}}$ entre les cas 1 et 3. Sans récupération de chaleur fatale, l'électricité représente 95% du coût final de la chaleur. Comme montré précédemment (Figure 2), même un système sans stockage thermique permet de grandes économies d'énergie électrique avec un impact direct sur le prix de production de la vapeur. Le poids de l'électricité diminue au fur et à mesure que la taille du stockage augmente.

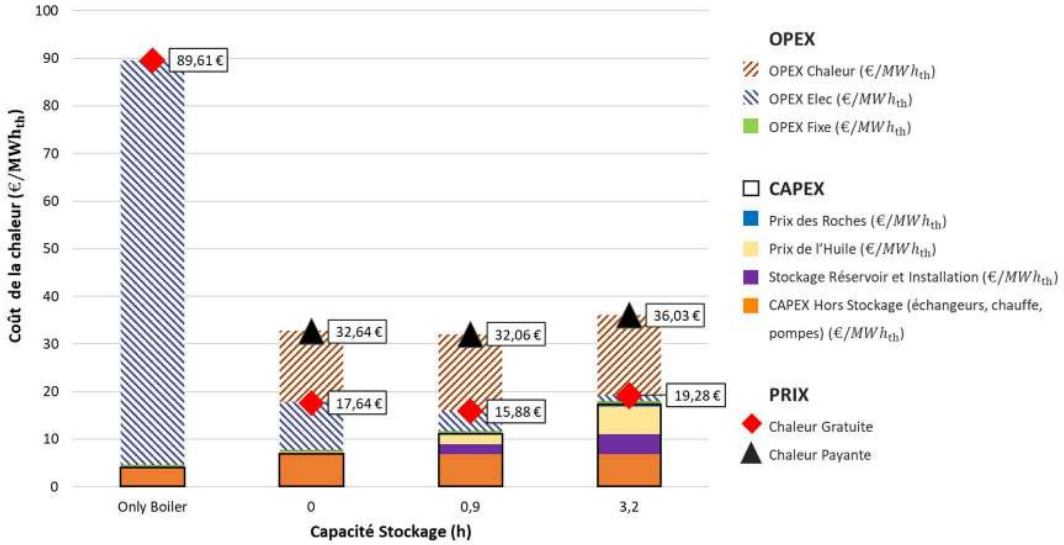


Figure 3 : Coût actualisé de la chaleur avec contribution de chaque composante au prix final.

Entre le cas 2 et 3, l'énergie électrique consommée pour la production de chaleur est divisée par 2,4 en passant de 0,12 à 0,05 MWh_e pour 1 MWh_{th} produit. Dans le même temps, les dépenses d'investissements augmentent lentement et ne représentent toujours que 38% du prix dans le cas n°3. Le coût de la chaleur diminue donc entre les cas 2 et 3. Entre les cas 3 et 4, la taille plus importante du stockage augmente rapidement le poids du CAPEX tandis que le coût final de l'électricité est réduit très lentement. Le coût final de la chaleur augmente donc. Un optimum est donc obtenu pour un stockage de petite capacité représentant 0,9h de production de vapeur. Pour le cas 4, le CAPEX du stockage représente 60% du CAPEX total. Le prix de l'huile thermique représente plus de la moitié du CAPEX du stockage. Dans le cas d'un fluide caloporteur moins coûteux comme de l'eau pressurisée, l'augmentation de la taille du stockage pourrait se révéler plus intéressante économiquement. Enfin, pour les trois systèmes 2, 3 et 4, le prix de la chaleur fatale représente entre 46 et 50% du coût final de la vapeur. L'influence des OPEX (électricité et chaleur) reste le poids le plus important dans le coût final. La Figure 4 présente le cas des systèmes avec récupération, selon l'évolution du coût de la chaleur en fonction de la taille du stockage et pour plusieurs prix de l'électricité. Les deux cas d'étude considérés sont représentés : chaleur gratuite et chaleur payante à 20% du prix de l'électricité.

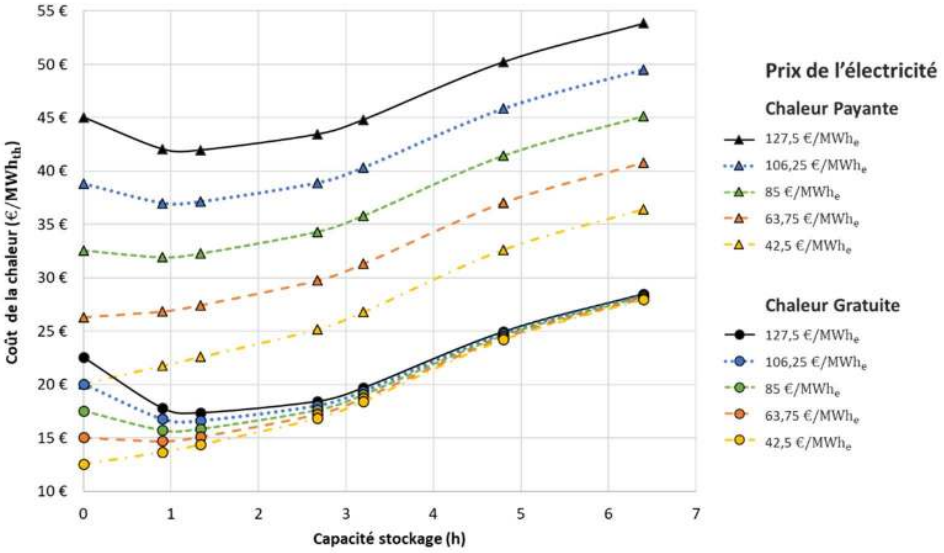


Figure 4 : Coût actualisé de la chaleur en fonction de la taille du stockage et du prix de l'électricité pour deux hypothèses : chaleur gratuite et chaleur payante.

Les systèmes les plus intéressants restent généralement les 3 systèmes à 0, 0,9 et 1,34 h de stockage. Le fait de passer d'une chaleur gratuite à payante rend évidemment l'installation d'un stockage moins intéressante mais la récupération de chaleur reste intéressante. À bas prix de l'électricité, c'est le système sans stockage qui est le moins cher mais quand l'électricité devient plus chère, c'est le système à 0,9h de stockage qui le devient. Dans cette étude, cela arrive pour un prix de l'électricité de 85 €/MWh_e pour le cas où la chaleur récupérée est payante et à partir de 63,75 €/MWh_e pour le cas de la chaleur gratuite. Enfin, on note que pour un prix de l'électricité élevé de 127,5 €/MWh_e, les stockages de plus grosse taille deviennent plus intéressants que le système sans stockage et c'est le système avec un stockage de 1,34h qui devient le système le plus intéressant économiquement.

6. Conclusion

Pour son bon fonctionnement, une SOEC a besoin d'un apport de chaleur conséquent sous forme de vapeur surchauffée. Le développement futur de la technologie SOEC doit

nécessairement s'accompagner de la mise en place de systèmes de production de vapeur écologiques et peu coûteux. Dans ce travail, le couplage entre une SOEC et un apport de chaleur par récupération de chaleur fatale industrielle est étudié. Le sous-système WHR-GV mis au point comprend une boucle d'huile thermique intermédiaire permettant de faire le lien entre la fonction WHR et la fonction GV. Une résistance électrique est installée en base pour pallier à tout déficit thermique et un TES thermocline est ajouté en option. Ces deux systèmes permettent d'assurer un apport de vapeur constant vers la SOEC malgré les variations importantes en température et en débit de l'apport de chaleur industrielle.

L'étude énergétique du cas d'étude proposé montre que la récupération de chaleur fatale sans TES permet d'économiser 12,8% de CEE par rapport à un système de référence où la vapeur est produite électriquement. L'ajout d'un TES permet d'économiser jusqu'à 1,5% de CEE de plus. Le coût de production de la vapeur du système proposé est également estimé grâce à une étude technico-économique. L'installation d'un système WHR permet de réduire le coût de production de la vapeur de 65%. Dans le cas d'un prix de l'électricité supérieur à 85 €/MWh_e, l'ajout d'un TES de petite taille est plus intéressant qu'un système sans TES. Pour des TES plus grands, le prix du stockage, et notamment le prix de l'huile thermique, font augmenter le coût de production.

Les développements futurs incluront une étude d'un système à eau pressurisée permettant de réduire le prix du stockage. Également, une étude sur des données avec des profils de rejets thermiques différents en débit et température permettra de montrer l'influence de ce paramètre sur les résultats finaux. L'estimation des émissions de CO_2 provoquées par l'installation et l'exploitation des systèmes thermiques étudiées dans ce travail serait également pertinente.

Références

[1] S. A. Grigoriev et al., *Int J of Hy En*, 45, 49, 26036–26058, (2020)

[2] F. Petipas et al., *Int J of Hy En*, 39, 11, 5505–5513 (2014)

[3] G. Alva et al., *Energy*, 144, 341–378 (2018)

[4] A. Gil *et al.*, *Renewable and Sustainable Energy Review*, 14, 1, 31–55 (2010)

[5] T. Fabiani et al., MATEC Web Conf., 407 (2025) 06002

[6] Dassault Systèmes, "DYMOLA Systems Engineering." https://www.3ds.com/fr/products/catia/dymola

[7] Clean Hydrogen JU, (2022) https://www.clean-hydrogen.europa.eu/about-us/key-documents/strategic-research-and-innovation-agenda_en

[8] T. Esence et al., *Renewable Energy*, 133, 190–204 (2019)

[9] M. Seitz et al., *Int J of Hy En*, 42, 42, 26192–26202 (2017)

[10] A. Chauvel et al., *Manuel d'évaluation économique des procédés,* Editions TECHNIP (2001)

[11] Chemical Engineering, https://www.chemengonline.com/pci-home/

[12] Danish Energy Agency, ISBN 978-87-94447-08-9, (2024) https://ens.dk/en/analyses-and-statistics/technology-data-generation-electricity-and-district-heating

[13] Eurostat, "Electricity prices for non-household consumers." https://ec.europa.eu/eurostat/web/main/home

Influence des conditions aux limites thermiques sur la production de systèmes photovoltaïques flottants.

Influence of the thermal environmental conditions on the performance of floating photovoltaic panels.

Davide ROMAGNOLI [1,2], Martin THEBAULT [1], Christophe MENEZO [1], Marco FOSSA [2]

[1]LOCIE, Université Savoie Mont Blanc, CNRS, UMR5271, Le Bourget du Lac, France
[2] DIME - Department of Mechanical, Energy, Management and Transportation Engineering, University of Genova, Italy

Résumé - Les panneaux solaires représentent l'une des principales technologies dans le domaine des énergies renouvelables ; parmi eux, les panneaux photovoltaïques flottants (FPV) suscitent un intérêt croissant sur le marché. Cette étude a pour but d'explorer le comportement des panneaux photovoltaïques flottants par rapport aux panneaux photovoltaïques au sol, ainsi que leurs gains en termes de rendement énergétique. Pour ce faire, un système FPV a été simulé et l'impact des conditions thermiques environnementales a été étudié. L'analyse a été réalisée à l'aide d'un code Python et de sa bibliothèque Pvlib pour les panneaux solaires et a été développée pour quatre sites différents : France, Italie, Singapour et Pays-Bas.

Abstract - Solar panels represent one of the main technologies within the renewable energy category; among them, Floating Photovoltaics panels (FPV) are attracting increasing interest on the market. This study aims to explore the behaviour of FPV compared to Ground mounted PV and its Energy Yield gains; this was done by varying parameters that best represent different operating conditions influenced by the presence of water. The analysis was conducted using a Python code and its Pvlib library for solar panels and was developed for four different locations: France, Italy, Singapore, Netherlands.

Nomenclature

GPV	Ground PhotoVoltaics	G_{POA}	Global Horizontal Irradiance, W.m^{-2}
FPV	Floating PhotoVoltaics	U_0	Empirical heat transfer coef., W.K^{-1}m^{-2}
EY	Energy Yield	U_1	Empirical heat transfer coef., Ws. K^{-1}m^{-3}
TMY	Typical Meteorological Year	T_{cell}	Temperature photovoltaic cell, K
CO_2	Carbon Dioxide	T_{amb}	Ambient temperature, K
HDPE	high-density polyethylene	v_{air}	Local wind speed, m.s^{-1}
		$T_{50/50}$	Temperature with half influence, K
		$T_{80/20}$	Temperature with percentage influence, K
		T_{lake}	Temperature of the water, K

1. Introduction

This research focuses on Floating Solar Photovoltaic (FPV) systems, a rapidly growing renewable energy technology. The demand for energy is projected to increase globally, and renewable energy sources, including solar power, are critical to meet this demand while reducing CO_2 emissions. Solar energy is currently the fastest-growing renewable source, with photovoltaic (PV) technology accounting for 3.6% of global electricity [1]. FPV systems, which

involve placing solar panels on floating structures over water bodies, are becoming increasingly popular due to their ability to keep panels cool, enhancing efficiency but mostly to compete with GPV for saving lands for other purposes; this cooling effect also benefits the water beneath, reducing evaporation. Existing literature suggests that installing PV modules on water surfaces reduces their operating temperatures compared to conventional ground-based systems. This temperature reduction directly translates into improved electrical performance and prolonged module lifespan, as elevated temperatures negatively impact both efficiency and material degradation rates [2]. Accurate modelling of thermal effects in FPV installations is therefore crucial for reliably predicting their performance benefits. Current models primarily incorporate meteorological parameters such as irradiance, ambient temperature, wind speed, and water temperature to simulate module thermal behaviour as well as empirical relationship for the convective heat transfer coefficients ([3], [4], [5]). However, most of these models remain site-specific and heavily dependent on local characteristics (e.g., albedo, heat transfer coefficients) or their underlying assumptions. In the present work, we conduct a parametric analysis centred around existing sites to assess potential energy production gains and quantify their sensitivity to the assumptions made.

2. Floating PV general overview

FPV panels are installed on floating structures placed on water surfaces like lakes, ponds, or irrigation canals. Their increasing use is driven by the scarcity of land in certain areas and the potential benefits provided by water, such as natural cooling, which improves panel performance. The key difference between FPV and Ground-mounted PV (GPV) systems is the supporting structure, typically made of High-Density PolyEthylene (HDPE) floats, which provide stability and other materials for buoyancy include hydro-elastic membranes and polystyrene foam [6]; also, the mooring system is crucial for maintaining the stability of the floating structure, allowing it to oscillate in response to wave movements where electrical cables are insulated with water-resistant materials to ensure safety. The design must consider several factors, such as location, which should be free from shadows, close to the power grid, and with favourable weather conditions (high irradiance, minimal fog, and moderate wind). Water characteristics, such as temperature and salinity, also play an important role. Maintenance should be easily accessible, and the presence of water simplifies cleaning. The most important advantages and disadvantages gathered by [7] of FPV are listed here in Table 1.

Advantages	Disadvantages
Cooling effects	Material degradation
Performance increase	Wind negative effect
Water saving	Ice problems
Biodiversity positive impact	Biodiversity negative impact
Lower land use	Ageing

Table 1 *: Advantages and disadvantages of Floating PV according to [8]*

3. Methodology

3.1. Case Study

Within this work, the aim is to investigate the performance in terms of energy production of floating solar panels and how this is affected by environmental parameters such as Albedo, lake

temperature, heat transfer coefficients and location. Python software was used to do this numerical analysis, based on actual weather data and parametric values obtained from the literature. In particular, the library code called “pvlib”, developed by Sandia Laboratories was used for the data processing. One of the objectives of this work is to create a code that could evaluate the energy production performance of photovoltaic solar panels with boundary conditions that are representative of those of a floating PV system.

3.2. **Input data, models and hypothesis**

The ***meteorological data*** were obtained, for each location, from the PVGIS database [8].

For all listed parameters, reference was made to the location-specific TMY (typical meteorological year). The derived geographical parameters describing the chosen locations are listed in Table 2.

	Latitude	Longitude	Altitude	Optimized tilt for Energy Production [°] [8]
Netherlands	53.127	6.695	0	39
Singapore	1.377	103.662	0	2
Italy (South)	37.326	14.955	25	29
France	45.805	5.888	231	36

Table 2*: Relevant data for chosen locations*

In this work***, the albedo*** was defined as follows: for the reference case for FPVs the albedo is set to the value of 0.1, while for the case of GPVs the value of 0.2 was used. On the other hand, the range of this parameter, for FPV, considered in the sensitivity analysis is from 0.05 to 0.28 [9].

The cell temperature, i.e., the temperature at which the panel is operating has a great influence on the efficiency of the system. For its determination, there are several models in literature. Within these correlations, the parameters that are always considered are ambient temperature and global horizontal irradiance and some of them also consider wind speed influence. Different models were analysed: Faiman [9], Tamizh Mani [10], King [11], Skoplaki [12], Duffie & Beckham [13] and Sandia [14]. and a comparison of them is presented, in Figure 1. In this figure, the cell temperature evolution during a day in August in the Italian location is showed. Among these models, Faiman's was selected due to its reliability and wider use in the literature.

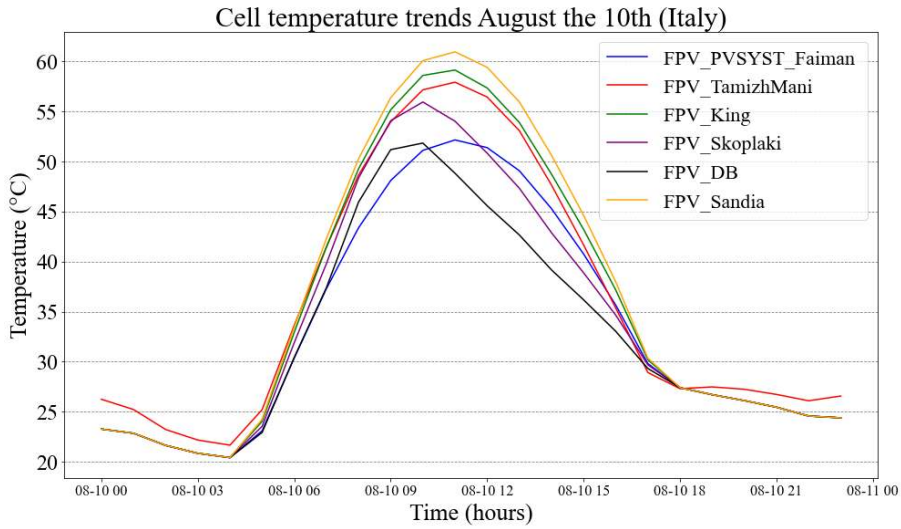


Figure 1*: Cell temperature as modelled by the different temperature models*

This model is based on a heat balance and can be formulated as

$$T_{cell} = T_{amb} + \frac{G_{POA}}{U_0 + U_1 * v_{air}}, \quad (1)$$

where T_{cell} [K] is the temperature of the photovoltaic cell that we want to estimate, T_{amb} [K] is the ambient temperature in the surroundings of the panel, G_{POA} $[\frac{W}{m^2}]$ is the global horizontal irradiance of the place where the panel are installed, U_0 $[\frac{W}{K*m^2}]$ and U_1 $[\frac{W*s}{K*m^3}]$ are the empirical heat transfer component and v_{air} $[m/s]$ is the local wind speed.

The two parameters that play a key role within the formula are ***the heat transfer coefficients U_0 and U_1***. These values are empirical and depend on many parameters such as PV design, its integration, the local conditions. In its work, Faiman's coefficients for GPV determined values of 25 $[\frac{W}{K*m^2}]$ for U_0 and 6.8 $[\frac{W*s}{K*m^3}]$ for U_1. Nevertheless, almost each PV designs has its own set of U values, especially in particular configurations such as FPV. Figure 2 shows some of the values available in the literature for FPV and GPV in different places. [NL=Netherlands, SGP = Singapore, IT = Italy, Sandia standard, PVSyst standard]

The ***ambient air temperature*** in the immediate proximity of the body of water, where the solar panels are installed, is the last parameter investigated. Within this study, different assumptions will be used to understand how the EY values are affected by it. The temperatures models used to create this sensitivity analysis are listed below:

- Ambient temperature (Tamb): The basic ambient temperature used is the hourly temperature provided by the PVGIS database [8] for a TMY and is the temperature measured at a height of 2 metres at a given location.
- Lake water temperature (Tlake): The site https://seatemperature.info/ was used for themonthly main water temperature of the various locations chosen as the object of study.
- Half Temperature ($T_{50/50}$): In order to have a more extensive sensitivity analysis, we have taken as a possible case, not perfectly true to reality, in which the ambient temperature is an average value between the value of the temperature chosen and the water's one.
- Percentage Temperature ($T_{80/20}$): For this last modelling, a proportionality has been chosen; in fact, this temperature has been considered as 80% of the ambient temperature and 20% of the water temperature.

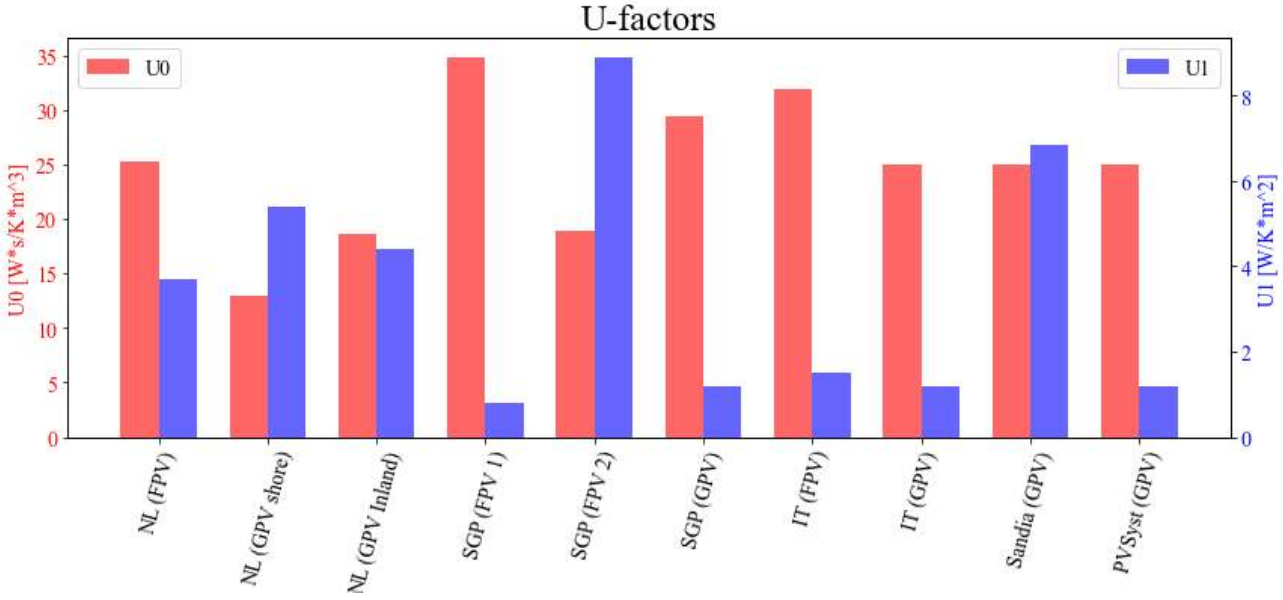


Figure 2 *: Heat transfer coefficient (U0 and U1) of the Faiman's model available in the literature for different locations and configurations [5], [15]*

4. Parametric Analysis

In this section, a parametric analysis is carried out on the three parameters that affect the energy production of a panel and are of particular relevance in the application of FPVs; this is necessary in order to better understand which of these parameters is most influential in determining energy production. Throughout the analysis, heat transfer coefficients referring to Sandia standards for GPVs. No empirical heat transfer coefficients have been found for France in the literature, and therefore those of the Netherlands [5] were used instead.

4.1. Parametric Analysis on U-values

The first analysis developed here relates the variation that the heat transfer coefficients U_0 and U_1 have on the energy yield of a panel.

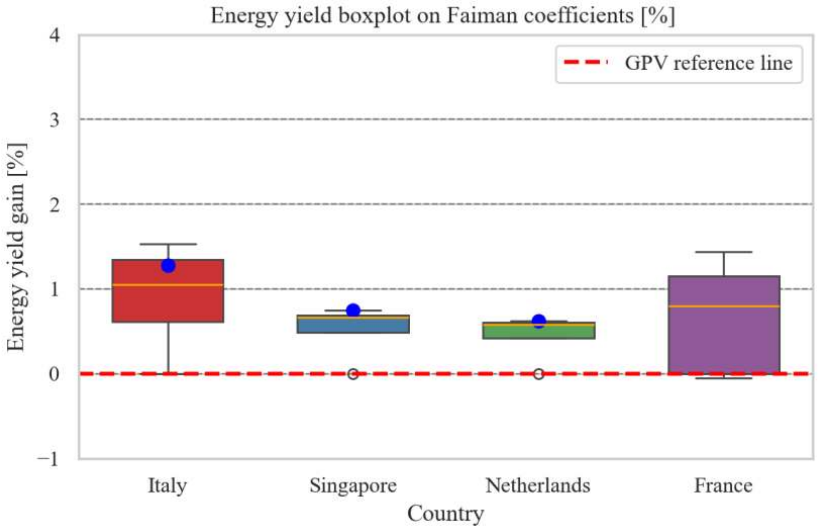


Figure 3 : Relative gains, for each location, in energy production due to parametric analysis of U-Values compared to reference GPV

Here in Figure 3 are collected the increases, or decreases, obtained from the various cases analyzed for the sensitivity on the two heat transfer coefficients in Faiman's formula. The blue dots are representative of the reference case with regard to FPVs in that specific location; on the other hand, the dashed line in red represents, also for the graphs in the following paragraphs, the reference line of GPVs also in the specific location analyzed. It can be seen that the heat transfer coefficients calculated at the location corresponding to the study location are the case with the largest increase for Singapore and the Netherlands, while for Italy it is slightly below the maximum obtainable.

4.2. **Temperature Parametric analysis**

Figure 4 shows the sensitivity analysis conducted on the temperature models, here the Faiman coefficients and the albedo were not varied but the temperature models were. Italy is also the one with the largest increase among the locations analyzed; this is because the effect on the modelling of ambient temperature is more impactful at lower latitudes, such as Italy, than at higher latitudes, such as the Netherlands.

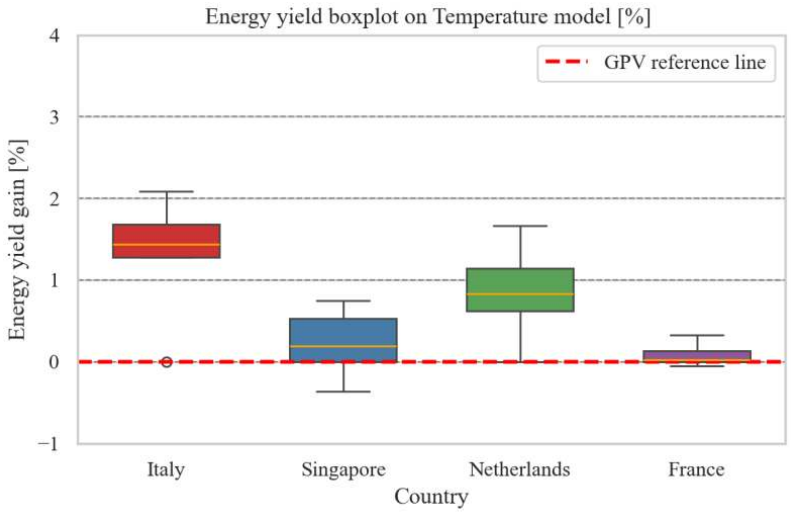


Figure 4 : Relative gains, for each location, in energy production due to parametric analysis on ambient temperature models compared to reference GPV

4.3. **Albedo Parametric analysis**

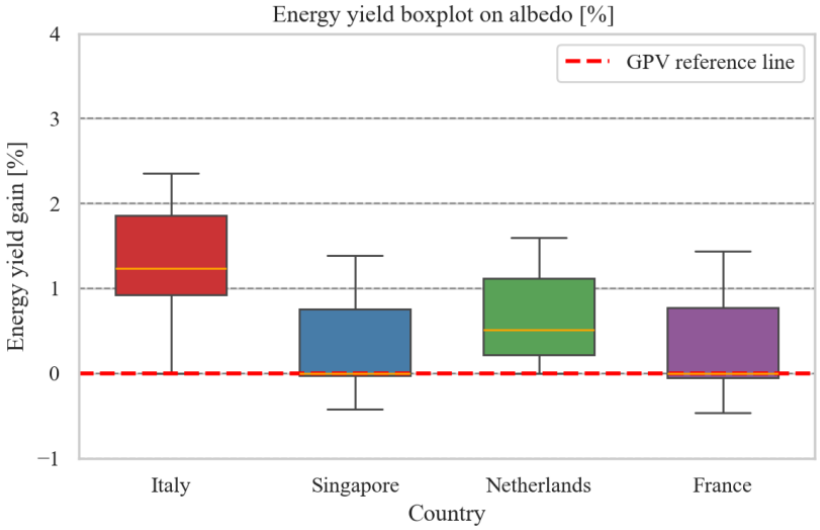


Figure 5: Relative gains, for each location, in energy production due to parametric analysis on albedo values compared to reference GPV

The third parameter on which the sensitivity analysis was performed, keeping the other parameters constant, is albedo. This parameter depends on environmental conditions and the reflectivity of the surroundings of the panels and it has an important impact on energy production. As can be seen in Figure 5, albedo can result in percentage increases of over 2%, especially for the Italian case; in general, with albedo greater than or equal to the reference used, *i.e.* 0.1, all cases are advantageous when compared to the reference GPV.

4.4. **Cumulative parametric analysis**

Boxplots in Figure 6 represent the increases, in absolute and percentage values of EYs that were obtained with the sensitivities presented in the three subsections 4.1, 4.2, and 4.3.

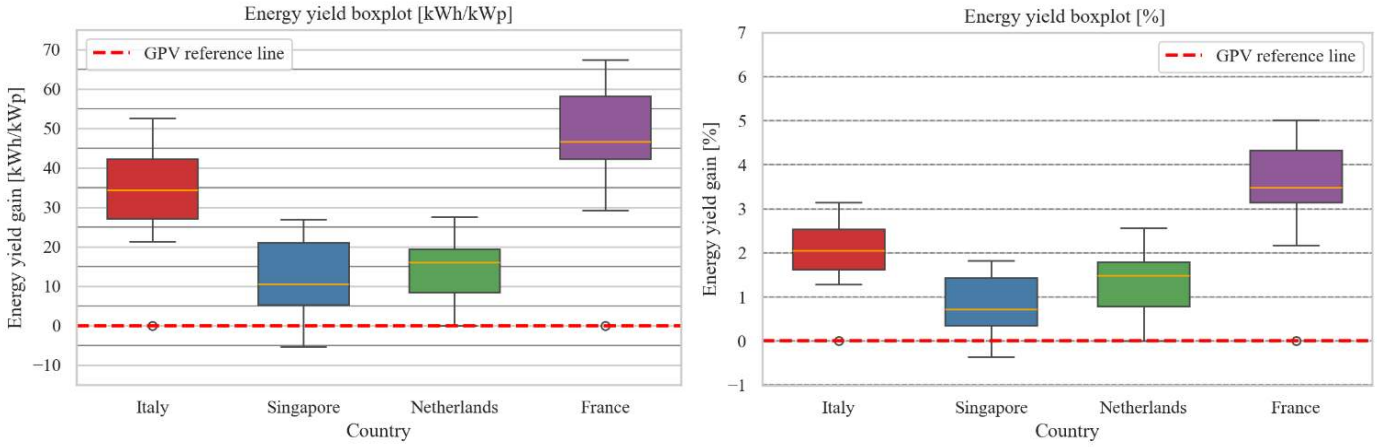


Fig. 6: Relative and absolute increases in energy production due to the full parametric analysis compared to the reference GPV, per location

Here we analyse each state in more detail:

- Italy: The percentage change that is obtained for Italy is a maximum gain, compared to the GPV case, of over 3% and at the absolute value of about 53 kWh/kWp. As can be seen, in general, even in the most conservative case there is a relative gain of 1.2% over the terrestrial solution; based on this discussion, the application proves to be beneficial in terms of annual energy production, regardless of the situation.
- Singapore: The maximum percentage here does not exceed 2%, as can be seen sometimes FPV case are unfavourable compared to GPV, this is mainly due to the negative influence of water temperature, which in tropical areas can exceed ambient temperature. In energy terms, the maximum that can be gained by applying FPVs is about 26 kWh/kWp.
- Netherlands: Here the absolute gain is about the same as in Singapore but the relative gain is higher, about 2.7%; this is because in absolute terms the Dutch EY is lower than in Singapore. Also, here all FPV cases are favourable compared to the terrestrial one.
- France: In this case, both percentage and absolute gains are the most profitable, with the maximum gain touching 5% compared to the GPV solution. However, for this location alone, the results are affected by a large initial approximation regarding the heat transfer coefficients; for this reason, they may be more affected by error due to the lack of actual measured data for these environmental conditions.

5. Discussion and conclusion

To conclude, it can be stated that in the study presented, all the cases referred to FPVs present situations that are better than the reference GPVs; in fact, each case analyzed brings positive relative increases for all locations. It is emphasized that the maximum increases reach values between 2% and 5% depending on the case analyzed. With regard to the influence of each parameter, it is reported that albedo is the parameter that has the greatest impact on energy production, but for lower latitudes, the ambient temperature model also has a significant impact. The heat transfer coefficient on the other hand has a great impact if the correct one, measured for the chosen location, is not used. The present work remains numerical (despite based on some experimental correlations) and should be further confirmed by on-site measurements.

Acknowledgements

This work was supported by the French National Research Agency under the ”Investissements d’Avenir” programme (ref. ANR-18-EURE-0016 – Solar Academy).This work was supported by Erasmus+ Programme 2024/2025,

References

[1] C. J. Ramanan, K. H. Lim, J. C. Kurnia, S. Roy, B. J. Bora, et B. J. Medhi, « Towards sustainable power generation: Recent advancements in floating photovoltaic technologies », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 194, p. 114322, 2024.
[2] Y. K. Choi, W. S. Choi, et J. H. Lee, « Empirical research on the efficiency of floating PV systems », *Science of advanced materials*, vol. 8, n° 3, p. 681-685, 2016.
[3] B. Amiot, H. Pabiou, R. Le Berre, et S. Giroux–Julien, « An innovative method for measuring the convective cooling of photovoltaic modules », *Solar Energy*, vol. 274, p. 112531, 2024.
[4] B. Amiot, R. Le Berre, et S. Giroux-Julien, « Evaluation of thermal boundary conditions in floating photovoltaic systems », *Progress in Photovoltaics*, vol. 31, n° 3, p. 251-268, mars 2023, doi: 10.1002/pip.3631.
[5] M. Dörenkämper, A. Wahed, A. Kumar, M. de Jong, J. Kroon, et T. Reindl, « The cooling effect of floating PV in two different climate zones: A comparison of field test data from the Netherlands and Singapore », *Solar Energy*, vol. 219, p. 15-23, 2021.
[6] A. Sahu, N. Yadav, et K. Sudhakar, « Floating photovoltaic power plant: A review », *Renewable and sustainable energy reviews*, vol. 66, p. 815-824, 2016.
[7] W. B. Group, *Where sun meets water: floating solar market report*. World Bank, 2019.
[8] « JRC Photovoltaic Geographical Information System (PVGIS) - European Commission ». Consulté le: 10 avril 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://re.jrc.ec.europa.eu/pvg_tools/fr/
[9] D. Faiman, « Assessing the outdoor operating temperature of photovoltaic modules », *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 16, n° 4, p. 307-315, 2008.
[10] G. TamizhMani, L. Ji, Y. Tang, L. Petacci, et C. Osterwald, « Photovoltaic module thermal/wind performance: long-term monitoring and model development for energy rating », in *NCPV and Solar Program Review Meeting Proceedings, 24-26 March 2003, Denver, Colorado (CD-ROM)*, National Renewable Energy Lab., Golden, CO.(US), 2003. Consulté le: 10 avril 2025. [En ligne]. Disponible sur: https://www.osti.gov/servlets/purl/15006842
[11] D. King, « Photovoltaic Array Performance Model », 2004.
[12] E. Skoplaki, A. Boudouvis, et J. Palyvos, « A simple correlation for the operating temperature of photovoltaic modules of arbitrary mounting », *Solar energy materials and solar cells*, vol. 92, n° 11, p. 1393-1402, 2008.
[13] J. A. Duffie et W. A. Beckman, *Solar engineering of thermal processes*. Wiley New York, 1980.
[14] D. L. King, S. Gonzalez, G. M. Galbraith, et W. E. Boyson, « Performance model for grid-connected photovoltaic inverters », *Sandia National Laboratories*, vol. 50, p. 44, 2007.
[15] G. M. Tina, et al., « Comparative analysis of monofacial and bifacial photovoltaic modules for floating power plants », *Applied Energy*, vol. 281, p. 116084, 2021.

Vers une méthodologie d'évaluation énergétique et environnementale d'un puits canadien à l'aide d'une analyse de cycle de vie.

F. Moufid[1,2], S. Visse[1], A. Lapertot[1*], A. M'Saouri El Bat[3], J-G Winkler[3]

[1] Institut de Recherche, ESTP, 28 Avenue du Président Wilson, F-94230, Cachan, France
[2] Eiffage Énergie Systèmes - Énergies Renouvelables Aquitaine, 33610, Canéjan, France
[3] Pando2, 48 Rue René Clair, 75018 Paris, France
[*](auteur correspondant : alapertot@estp.fr)

Résumé – Dans le contexte des exigences de la réglementation RE2020 et des objectifs nationaux de neutralité carbone, la réduction à la fois de la consommation énergétique et de l'impact écologique des bâtiments devient un enjeu majeur. Le puits canadien émerge comme une solution prometteuse pour améliorer ces performances. L'objectif principal de cette étude est d'appliquer une analyse de cycle de vie d'un puits canadien en évaluant les impacts environnementaux du système tout au long de son cycle de vie. Pour cela, quatre matériaux sont étudiés et comparés. L'analyse montre qu'un puits canadien composé d'un béton bas carbone est le plus respectueux de l'environnement grâce à son faible impact en énergie grise, avec un potentiel de réchauffement climatique de 39 kg de CO_2, contre 5814 kg de CO_2 pour le PVC. Une analyse comparative de différents systèmes de chauffage, basée sur un modèle thermique dynamique, révèle que l'utilisation d'un puits canadien permet de réduire significativement l'empreinte carbone de l'énergie opérationnelle. Comparé à une chaudière individuelle au gaz, cette solution permet une diminution de 57,7 tonnes de CO_2 sur 20 ans.

Nomenclature

$Impact_{INIES}$	Impact env. issu de INIES, SI
$Masse_{INIES}$	Masse de référence INIES, kg
$Impact_{système}$	Impact env. du système, SI
$Masse_{système}$	Masse de référence du système, kg
μ	Moyenne, -
σ	Ecart type, -

Abréviations

ACV	Analyse du cycle de vie
BC	Béton Bas Carbone
ICV	Inventaire du cycle de vie
PVC	Polychlorure de vinyle
RE2020	Règlementation environnementale
SNBC	Stratégie nationale bas carbone

1. Introduction

Le secteur du bâtiment est responsable de plus de 43 % de la consommation énergétique annuelle et de 23 % des émissions de gaz à effet de serre dans l'environnement [1]. Il contribue de manière significative à la consommation d'énergie, à l'utilisation des ressources naturelles à la production de déchets. Pour atténuer ces impacts, des initiatives de construction durable ont été mises en place comme la Règlementation Environnementale RE2020 [2] ainsi que la Stratégie Nationale Bas-Carbone SNBC [3] qui vise une neutralité carbone à l'horizon 2050. Dans ce contexte, le recours à des solutions techniques innovantes pour améliorer l'efficacité énergétique et environnementale des bâtiments devient nécessaire.

Le puits canadien, ou échangeur géothermique à air, est une technologie exploitant l'inertie thermique du sol pour préchauffer ou rafraîchir l'air entrant dans un bâtiment, réduisant ainsi la consommation énergétique liée au chauffage et au refroidissement. Ce système, de plus en plus étudié dans le cadre des bâtiments durables, présente toutefois des impacts environnementaux potentiels liés aux matériaux utilisés pour sa construction, nécessitant une évaluation globale.

En effet, des études récentes ont déjà exploré les performances environnementales de systèmes de chauffage et d'eau chaude sanitaire. Les travaux de Raluy et al. [4] ont mis en évidence que, pour une chaudière combinant gaz, électricité et pompe à chaleur, la phase d'utilisation est la plus impactante, tandis que les pompes à chaleur se révèlent plus performantes sur le plan environnemental. De plus, Saoud et al. [5] ont mené une étude sur une pompe à chaleur utilisée pour la production d'eau chaude sanitaire dans un bâtiment résidentiel. Les auteurs soulignent que les principaux impacts, notamment sur la couche d'ozone, proviennent des matériaux tels que les tuyaux en cuivre et les fluides frigorigènes. Par ailleurs, une étude menée par Uddin et al. [6] a démontré qu'un échangeur air-sol équipé de tuyaux en polychlorure de vinyle (PVC) présente des avantages par rapport à ceux en acier, notamment grâce à une consommation d'énergie réduite. Cependant, il reste à réaliser une évaluation environnementale globale qui couvre l'ensemble du cycle de vie d'un puits canadien en comparant différents matériaux. Cette démarche est essentielle pour identifier les compromis environnementaux et énergétiques pour déterminer les options les plus durables.

L'innovation de cette étude est que ce système, largement étudié dans le contexte des bâtiments durables, soulève néanmoins des préoccupations concernant les impacts environnementaux associés aux matériaux utilisés pour sa construction, ce qui rend nécessaire une évaluation énergétique et environnementale combinée. L'objectif de cette étude est de réaliser une Analyse de Cycle de Vie (ACV) d'un puits canadien afin d'évaluer ses impacts environnementaux tout au long de son cycle de vie : de l'extraction des matières premières à sa fin de vie. L'ACV a été conduite en utilisant une méthodologie pour évaluer divers critères environnementaux. L'analyse a été réalisée pour 4 matériaux différents afin de comparer les résultats : l'acier, le PVC, le béton classique et le béton bas carbone (BV C25 DECA4 Carat).

Tout au long de cette étude, la méthodologie sera présentée en décrivant le système, la frontière de l'étude et les critères d'évaluation. Les résultats et l'analyse des impacts environnementaux seront ensuite comparés pour divers matériaux et systèmes de chauffage.

2. Description de la méthodologie

La méthodologie pour réaliser l'ACV d'un système énergétique, se décompose en quatre étapes principales, comme le présente la figure 1. Dans un premier temps, les objectifs et le champ de l'étude ont été définis, en précisant les caractéristiques du système à analyser ainsi que ses frontières, incluant les phases de fabrication, d'utilisation et de fin de vie. Ensuite, l'inventaire du cycle de vie consiste à collecter et à quantifier les flux de matières et d'énergie associés à chaque phase du cycle de vie du produit. Les données nécessaires peuvent être collectées à partir de bases fiables, telles qu'Inies, Ecoinvent ou GaBi, pour modéliser les impacts environnementaux liés aux matériaux utilisés ainsi qu'à la consommation d'électricité et/ou de gaz du bâtiment, conformément aux normes ISO 14040 et ISO 14044. Puis, lors de la phase d'évaluation des impacts, les indicateurs environnementaux ont été sélectionné afin de les calculer. Enfin, la phase d'interprétation permet de vérifier la cohérence des résultats.

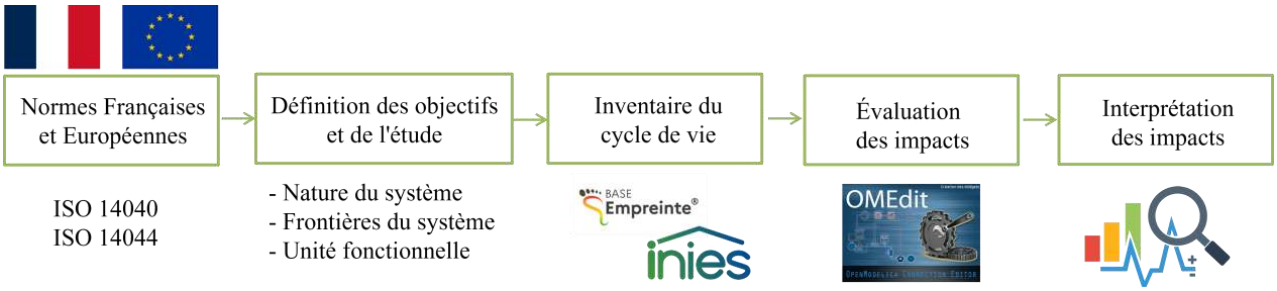


Figure 1 : Méthodologie suivie dans le cadre de l'étude.

2.1. Description du système et de la frontière de l'étude

Dans le cadre de cette étude environnementale, l'analyse s'est concentrée sur les matériaux constitutifs des éléments principaux du système, à savoir les conduits de gaine et la bouche d'entrée d'air. En revanche, l'impact environnemental du ventilateur, en raison de sa masse négligeable par rapport au reste du système, a été exclu de l'analyse.

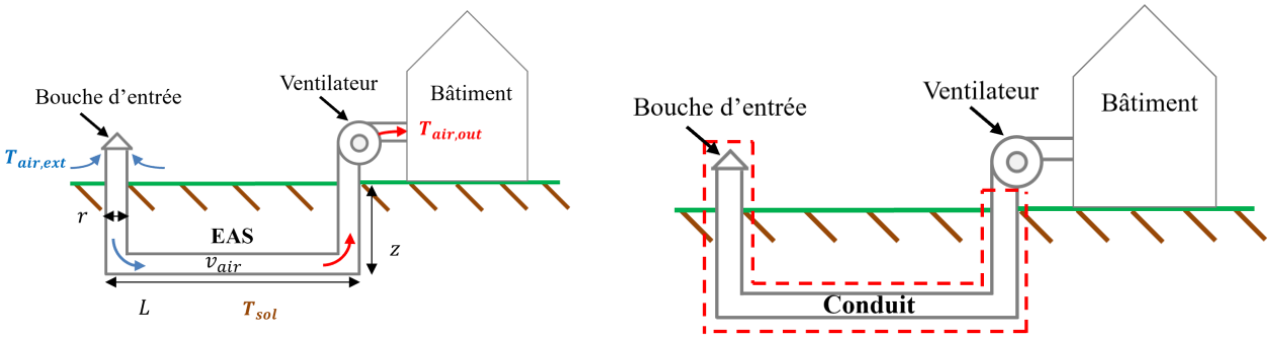


Figure 2: Schéma du système (à gauche) et frontière de l'étude (à droite).

2.2. Inventaire du cycle de vie

La réalisation de l'Inventaire du Cycle de Vie (ICV) repose sur la collecte de données environnementales provenant de bases de référence. Ces sources fournissent des informations environnementales importantes pour évaluer les impacts associés aux matériaux de construction et à la consommation énergétique.

La base INIES constitue la principale source de données environnementales réglementaires pour les produits de construction. Elle rassemble des Fiches de Déclaration Environnementale et Sanitaire (FDES), qui détaillent les impacts environnementaux des matériaux et composants utilisés dans la construction. Ces fiches permettent d'évaluer les effets environnementaux tout au long du cycle de vie des matériaux, de l'extraction des matières premières à leur production, mise en œuvre et fin de vie.

En complément, la Base Empreinte de l'ADEME a été utilisée pour collecter des données environnementales relatives aux consommations d'énergie, telles que l'électricité et le gaz. Cette base fournit des facteurs d'impact environnemental associés à l'utilisation de l'énergie, prenant en compte des indicateurs tels que les émissions de gaz à effet de serre, la consommation de ressources, l'acidification des sols, et d'autres impacts environnementaux.

Dans le cadre de notre étude, la base INIES a permis d'extraire des données sur les matériaux qui peuvent être intégrés au système énergétique, tandis que la Base Empreinte de l'ADEME a fourni des informations sur les impacts environnementaux liés à la consommation énergétique. L'utilisation de ces deux bases assure une évaluation globale des impacts environnementaux tout au long du cycle de vie du système.

2.3. Evaluation des impacts

La formule générale pour l'analyse de cycle de vie des impacts globaux est la suivante :

$$ACV_{finale} = ACV_{energie\ grise} + ACV_{energie\ opérationnelle}$$

L'analyse du cycle de vie liée à l'énergie grise évalue les impacts environnementaux associés aux matériaux du système en fonction de sa masse. Quant à l'analyse de cycle de vie de l'énergie opérationnelle, elle est calculée en multipliant l'empreinte carbone (réchauffement climatique) par la consommation énergétique du bâtiment. Une fois toutes les données extraites, celles-ci ont dû être ramenées à la masse. Pour ce faire, il a été nécessaire de diviser la masse

du système par la masse de référence définie dans la base INIES, puis de multiplier ce ratio par la valeur de l'impact carbone.

$$\begin{cases} ACV_{energie\ grise} = Impact_{INIES} * \left(\dfrac{Masse_{système}}{Masse_{INIES}}\right) \\ ACV_{energie\ opérationnelle} = Impact_{ADEME} * Conso_{bâtiment} \end{cases}$$

Le tableau 1 décrit divers indicateurs environnementaux de la base INIES $Impact_{INIES}$ permettant d'évaluer les impacts environnementaux dans le cadre de l'ACV du système. Les indicateurs d'impact environnemental analysés incluent :

- Réchauffement climatique : Évalué en kg de CO_2 équivalent, il mesure les émissions de gaz à effet de serre responsables des changements climatiques.
- Appauvrissement de la couche d'ozone : Exprimé en kg de CFC^{-11} équivalent, il reflète les effets des substances détruisant l'ozone stratosphérique.
- Acidification des sols et de l'eau : Mesurée en kg de SO_2 équivalent, elle traduit les effets des émissions acides sur les écosystèmes terrestres et aquatiques.
- Eutrophisation : Évaluée en kg de PO_4^{3-} équivalent, elle illustre les impacts des rejets nutritifs causant la prolifération d'algues dans les milieux aquatiques.
- Formation d'ozone troposphérique (smog) : Exprimée en kg de C_2H_4 équivalent, elle indique les émissions favorisant la formation de smog, nuisible à la santé humaine.
- Épuisement des ressources abiotiques : Mesuré sous deux formes :
  - Les éléments, reflétant l'utilisation de ressources minérales rares (kg Sb équivalent).
  - Les combustibles fossiles, mesurant la consommation d'énergie non renouvelable (MJ).

Tableau 1 : Impacts environnementaux de différents indicateurs de la base INIES pour les différents matériaux étudiés.

$Impact_{INIES}$	PVC	Acier	Béton classique	Béton bas carbone
Unité fonctionnelle	ml	ml	m^3	m^2
Réchauffement climatique (kg CO_2 eq.)	7,27	$3{,}17 * 10^{1}$	$1{,}43 * 10^{3}$	4,89
Appauvrissement de la couche d'ozone (kg CFC^{-11} eq.)	$1{,}68 * 10^{-7}$	$2{,}92 * 10^{-6}$	$1{,}67 * 10^{-4}$	$4{,}09 * 10^{-6}$
Acidification des sols et de l'eau (kg SO_2 eq.)	$2{,}86 * 10^{-2}$	$1{,}62 * 10^{-1}$	4,89	$1{,}56 * 10^{-1}$
Eutrophisation (kg $(PO_4)^{3-}$ eq.)	$1{,}02 * 10^{-2}$	$9{,}02 * 10^{-2}$	9,67	$5{,}01 * 10^{-2}$
Formation d'ozone photochimique (kg C_2H_4 eq.)	$3{,}44 * 10^{-3}$	$2{,}28 * 10^{-2}$	1,14	$1{,}53 * 10^{-2}$
Epuisement des ressources abiotiques – éléments (kg Sb eq.)	$3{,}21 * 10^{-6}$	$1{,}19 * 10^{-3}$	$2{,}96 * 10^{-3}$	$3{,}88 * 10^{1}$
Epuisement des ressources abiotiques – combustibles fossiles (MJ)	$1{,}23 * 10^{2}$	$4{,}16 * 10^{2}$	$1{,}78 * 10^{4}$	$4{,}75 * 10^{2}$
Pollution de l'air (m^3)	$3{,}48 * 10^{2}$	$9{,}04 * 10^{3}$	$1{,}30 * 10^{5}$	$6{,}08 * 10^{3}$
Pollution de l'eau (m^3)	$1{,}90 * 10^{1}$	$4{,}12 * 10^{2}$	$3{,}13 * 10^{4}$	$1{,}02 * 10^{1}$
$Masse_{INIES}$ (kg)	1,3	5,6	$2{,}40 * 10^{3}$	$4{,}63 * 10^{2}$
$\rho_{matériau}$ (kg/m^3)	$6{,}80 * 10^{2}$	$7{,}850 * 10^{3}$	$2{,}40 * 10^{3}$	$2{,}32 * 10^{3}$
$\lambda_{matériau}$ (W/m.K)	$1{,}70 * 10^{-1}$	$5{,}00 * 10^{1}$	2	2
$Cp_{matériau}$ (J/kg.K)	$1{,}00 * 10^{3}$	$4{,}60 * 10^{2}$	$9{,}00 * 10^{2}$	$9{,}00 * 10^{2}$

Le tableau 1 indique également la masse définie dans la base INIES pour les quatre matériaux étudiés. La masse des conduits circulaires a été déterminée à l'aide de la formule suivante :

$$Masse_{système} = \rho_{matériau} * \frac{\pi}{4} * (D_{int}^2 - D_{ext}^2) * (L_{tube} + 2 * z + 1)$$

Une fois la masse du puits canadien calculée, les 7 impacts environnementaux ont été déterminés pour évaluer l'ACV de l'énergie grise. Parallèlement, un modèle thermique dynamique a permis de simuler la demande énergétique du bâtiment et la consommation du système, permettant ainsi d'évaluer l'ACV de l'énergie opérationnelle sur la durée de vie du puits canadien, fixée à 20 ans.

3. Résultats et discussions

Le modèle thermique s'appuie sur une de nos recherches, qui est détaillé dans [7], et a été comparé à des données expérimentales recueillies sur la plateforme géothermique de l'IUT Robert Schuman à Strasbourg [8, 9]. Ce modèle thermique, développé sous OpenModelica, a été validé expérimentalement avec une erreur moyenne relative de 5,7 % sur une année complète [7], assurant ainsi sa fiabilité pour simuler les performances énergétiques du système.

Le puits canadien de référence est dimensionné selon les caractéristiques de la plateforme expérimentale. Il est enterré à 1 m de profondeur et se compose d'un tube en PVC de 100 m de long, avec un diamètre de 30 cm et une épaisseur de 1,5 cm. Ce dimensionnement est également retenu pour les conduits en béton classique, en béton bas carbone (BV C25 DECA4 Carat) et en acier. Toutefois, afin d'assurer une comparaison plus cohérente avec les matériaux disponibles sur le marché, l'épaisseur du tube en acier a été ajustée à 2 mm.

Les caractéristiques ont été intégrées au modèle thermique dynamique, en supposant qu'il est connecté à une maison individuelle avec un volume d'air de 450 m³ et un taux de renouvellement d'air neuf de 0,64 vol/h. Enfin, une évaluation environnementale a été réalisée en calculant les indicateurs présentés dans le tableau 1.

3.1. Etude environnementale du puits canadien de référence

Les résultats, présentés en figure 3, indiquent que l'impact environnemental majeur du puits canadien est lié au réchauffement climatique, avec une contribution de 5814 kg CO_2 eq. sur l'ensemble du cycle de vie, ainsi qu'à une forte consommation d'énergie fossile (98369 MJ).

L'épuisement de la couche d'ozone ($1{,}34 * 10^{-4}$ kg CFC^{-11} eq.) et des ressources abiotiques – éléments ($2{,}57 * 10^{-3}$ kg Sb eq.) reste limité, témoignant d'un faible impact sur ces aspects. Les effets sur l'eutrophisation (8,16 kg PO_4^{3-} eq.) et la formation d'ozone photochimique (2,75 kg C_2H_4 eq.) présentent des valeurs modérées et nécessitent des efforts pour limiter leurs impacts sur les écosystèmes aquatiques (eutrophisation) et la qualité de l'air (ozone photochimique). L'acidification des sols et de l'eau (22,87 kg SO_2 eq.) est préoccupante, en raison des matériaux enterrés pendant la phase d'utilisation, ce qui souligne l'importance de privilégier des matériaux plus durables.

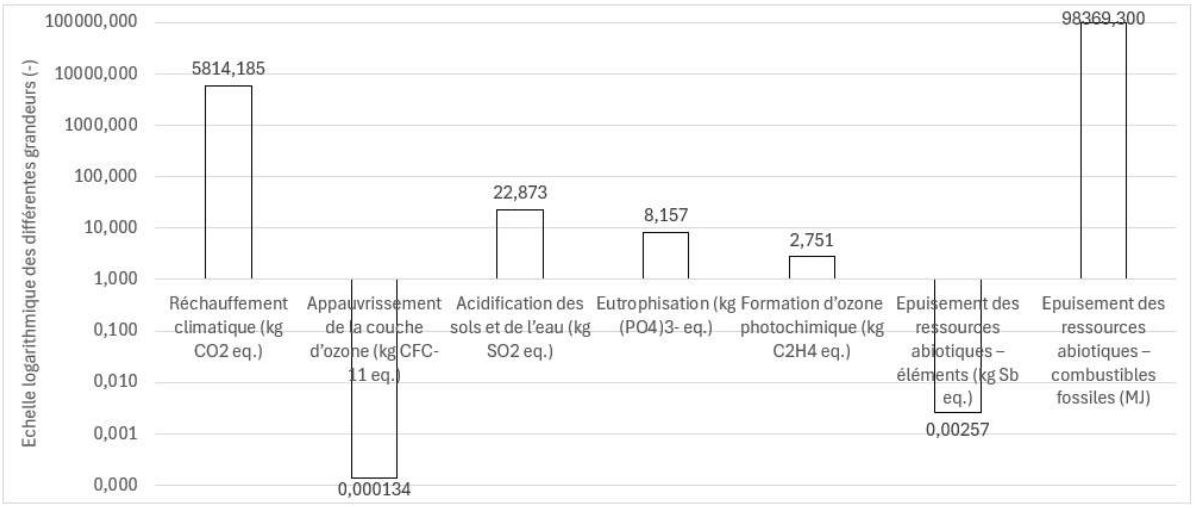


Figure 3 : Evaluation des indicateurs environnementaux pour la simulation de référence.

3.2. Comparaison des différents matériaux

Dans cette section, nous avons réalisé une comparaison des résultats de l'ACV liés à l'énergie grise pour différents matériaux couramment utilisés dans les puits canadiens.

Les résultats, illustrés par la figure 4, révèlent des disparités significatives en termes de réchauffement climatique. L'acier émet 9161 kg de CO_2 eq. contre 5814 kg de CO_2 eq. pour le PVC. Le béton classique et bas carbone présentent des résultat négatifs en raison de la différence entre l'acier et le PVC, factuellement, ils émettent respectivement 2733 et 39 kg de CO2 eq. L'acier est particulièrement impactant en raison des procédés industriels intensifs, tels que l'utilisation de fours à très haute température, comme les fours à arcs électriques. Ces procédés énergivores augmentent considérablement les émissions de gaz à effet de serre.

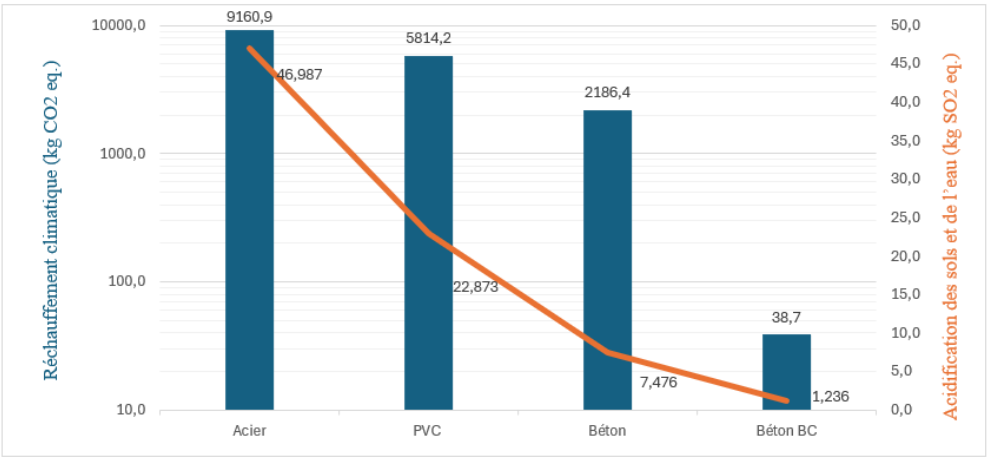


Figure 4 : Comparaison des impacts environnementaux pour les différents matériaux.

En ce qui concerne l'acidification des sols et de l'eau, l'acier et le PVC demeurent les matériaux les plus impactants avec des valeurs de 47 et 23 kg SO_2 eq., respectivement. L'acidification provient de la transformation des matières et aux rejets associés. Les autres matériaux, tels que le béton bas classique (7 kg SO_2 eq.) et le béton bas carbone (1 kg SO_2 eq.), montrent des impacts relativement faibles, qui réduit les émissions liées au ciment traditionnel en utilisant des matériaux substitutifs, comme des cendres volantes.

Pour mieux exploiter les résultats et faciliter les comparaisons, les valeurs centrées réduites de chaque indicateur ont été calculées selon la formule suivante. Dans ce cas, plus la valeur de l'impact réduit centrée diminue, plus le système énergétique est vertueux.

$$ACV_{centré\ réduit} = \frac{(ACV_{système} - \mu)}{\sigma}$$

La figure 5 présente un radar illustrant les 7 indicateurs environnementaux en fonction de l'impact réduit centré, pour 4 matériaux différents. Les résultats montrent que le puits canadien en acier est le plus impactant sur 6 des 7 indicateurs étudiés. Cette supériorité est justifiée par les techniques très énergivore pratiquée par l'industrie de l'acier. L'indicateur pour lequel l'acier n'est pas le plus impactant est l'épuisement des ressources abiotiques, où le béton bas carbone domine. Ce résultat s'explique par le fait que, pour réduire les émissions de CO_2 lors de la production des conduits en béton bas carbone, les processus nécessitent l'utilisation de ressources minérales. Étant donné que le PVC est le deuxième matériau le plus impactant pour la plupart des indicateurs, il est préférable d'utiliser du béton classique ou du béton bas carbone pour améliorer les performances environnementales du système.

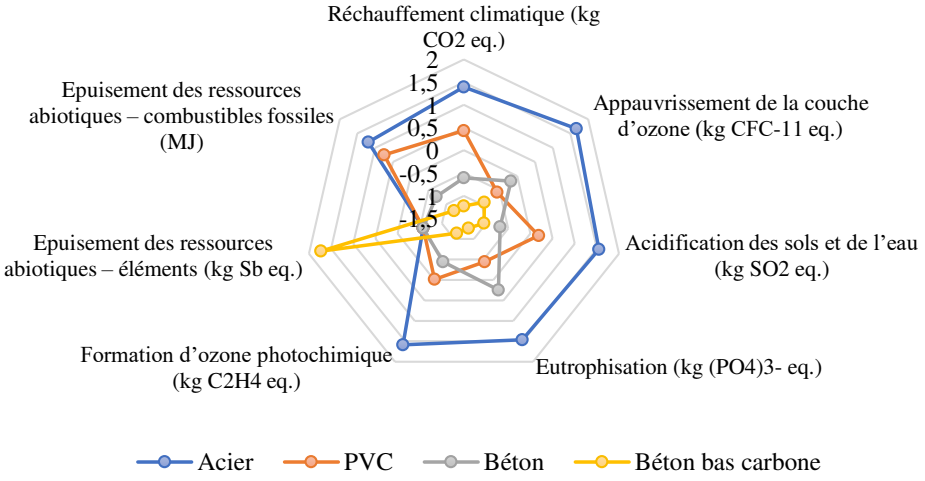


Figure 5 : Graphique radar pour comparer les impacts environnementaux des divers matériaux.

3.3. Comparaison de différents systèmes de chauffage

Dans cette partie, nous avons considéré l'analyse de cycle de vie du système énergétique lié à l'énergie opérationnelle du bâtiment et nous avons utilisé uniquement l'impact carbone, car la base de l'ADEME est moins détaillée pour les autres indicateurs.

Le modèle thermique dynamique a permis de simuler la consommation énergétique d'un bâtiment, indiquant une demande énergétique de 195,6 MWh sur 20 ans. Tout d'abord, le puits canadien consomme 14,8 MWh d'électricité pour le fonctionnement de son ventilateur. Cependant, pour répondre aux besoins énergétiques du bâtiment, un système d'appoint est nécessaire, entraînant une consommation supplémentaire de 16,2 MWh et la production de 1,61 tonnes de CO_2 sur cette période.

Par ailleurs, le modèle a simulé une chaudière individuelle au gaz avec un rendement de 1. Avec une consommation de 195,6 MWh, ce système engendre 59,27 tonnes de CO_2 sur 20 ans. En comparaison, le puits canadien permet de réduire les émissions de CO_2 de 57,7 tonnes sur cette période par rapport à une chaudière à gaz. Les travaux de Bisoniya et al. [10] ont également mis en évidence des réductions significatives, avec un gain de 101,3 tonnes de CO_2 sur 50 ans par rapport à un système de chauffage au charbon pour des conditions météorologiques en Inde.

Tableau 2 : Comparaison des empreintes carbones pour différents systèmes de chauffage.

Différents systèmes de chauffage	Consommation du système sur 20 ans (en MWh)	Consommation auxiliaire sur 20 ans (en MWh)	Coeff. d'impact (en kg CO_2/kWh)	Empreinte carbone (en tonne de CO_2 eq.)
Chaudière individuelle	$1{,}96 * 10^{2}$	0	$3{,}03 * 10^{-1}$	$5{,}93 * 10^{1}$
Puits canadien	$1{,}48 * 10^{1}$	$1{,}62 * 10^{2}$	$5{,}2 * 10^{-2}$	1,61

4. Conclusion et perspectives

En conclusion, une analyse de cycle de vie a été appliquée sur un puits canadien pour évaluer ses impacts environnementaux sur l'ensemble de son cycle de vie. Les résultats de l'ACV démontrent que l'impact environnemental du système peut être réduit en optant pour des matériaux tels que le béton bas carbone, qui génère une énergie grise significativement plus faible que d'autres matériaux comme l'acier ou le PVC. De plus, le puits canadien permet de réduire l'empreinte carbone de l'énergie opérationnelle, offrant ainsi une alternative plus écoénergétique comparée aux solutions traditionnelles, comme les chaudières à gaz.

Dans le cadre de cette étude, il serait pertinent de mener une analyse de sensibilité afin d'identifier les paramètres exerçant une influence prépondérante sur les indicateurs environnementaux, notamment l'empreinte carbone et le coût environnemental.

Références

[1] Ministères aménagement du territoire transition écologique. Construction et performance environnementale du bâtiment, 2020.
[2] Ministère de la transition écologique. Réglementation Environnementale des bâtiments neufs (RE2020), 2024.
[3] Ministères aménagement du territoire transition écologique. Stratégie nationale bas-carbone (SNBC), 2018.
[4] R. G. Raluy et A. C. Dias, Domestic hot water systems: Environmental performance from a life cycle assessment perspective, *Sustainable Production and Consumption*, 26 (2021) 1011-1020, doi: 10.1016/j.spc.2021.01.005.
[5] A. Saoud, H. Harajli, et R. Manneh, Cradle-to-grave life cycle assessment of an air to water heat pump: Case study for the Lebanese context and comparison with solar and conventional electric water heaters for residential application, *Journal of Building Engineering*, 44 (2021) 103253, doi: 10.1016/j.jobe.2021.103253.
[6] Md. S. Uddin, R. Ahmed, et M. Rahman, Performance evaluation and life cycle analysis of earth to air heat exchanger in a developing country, *Energy and Buildings*, 128 (2016) 254-261, doi: 10.1016/j.enbuild.2016.06.088.
[7] Cuny, M. and Lapertot, A. and Kadoch, B. and Le Métayer, O. Multi-criteria optimization of an earth-air heat exchanger for different French climates. *Renewable Energy*, 157 (2020) 342 – 352. https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.115
[8] J. Lin, H. Nowamooz, S. Braymand, P. Wolff, C. Fond, Impact of soil moisture on the long-term energy performance of an earth-air heat exchanger system, *Renewable Energy* (2018) 0960–1481. doi: 10.1016/j.renene.2018.06.106.
[9] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux, V. Magnenet, F. C., Influence of coating soil types on the energy of earth-air heat exchanger, *Energy and Buildings,* 158 (2018) 1000 – 1012. doi: https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2017.10.048.
[10] T. S. Bisoniya, A. Kumar, et P. Baredar, Energy metrics of earth–air heat exchanger system for hot and dry climatic conditions of India, *Energy and Buildings*, vol. 86, p. 214-221, janv. 2015, doi: 10.1016/j.enbuild.2014.10.012.

Les stockages distribués pour diminuer la température d'opération des réseaux de chaleur existants

Distributed storage to reduce supply temperature in existing district heating networks

Anne-Geneviève LEMELLE[1,2]*, Nicolas LAMAISON[1], Nicolas VASSET[1], Jean-Michel RENEAUME[2], Sylvain SERRA[2]

[1] Univ. Grenoble Alpes, CEA, Liten, Campus Ines, 73375, Le Bourget du Lac France
[2] Université de Pau et des Pays de l'Adour, LaTEP, Pau, France
*(auteur correspondant : anne-genevieve.lemelle@cea.fr)

Résumé - Pour décarboner le secteur de la chaleur, les réseaux de chaleur sont essentiels. La diminution de leur température d'opération est envisagée pour améliorer leur efficacité et y intégrer davantage de sources d'énergie décarbonées. Cela implique la mise à niveau de certains éléments dont les conduites qui sont confrontées à une augmentation du débit au-delà de la limite recommandée. A l'aide du logiciel de simulation numérique DistrictLab-H Simulation Studio, cet article propose l'étude d'une solution de mise à niveau encore non déployée sur le terrain qui consiste à ajouter des stockages dits distribués en aval des conduites concernées par ce dépassement de débit.

Abstract - District heating networks are essential to decarbonize heating. To improve their efficiency and introduce more low-carbon sources, the reduction of their supply temperature is considered. This entails retrofitting components, including pipes, that are subjected to a velocity increase that exceeds the recommended limit. Using the numerical simulation software DistrictLab-H Simulation Studio, this work proposes a solution not yet deployed involving the introduction of distributed storage downstream of the affected pipes.

1. Introduction

Le secteur de la chaleur représente une part importante des émissions mondiales de CO_2. En effet, ce secteur correspond à près de la moitié de l'énergie finale consommée dans le monde, produite aux trois quarts à partir de combustibles fossiles [1]. Dans la littérature, les réseaux de chaleur sont présentés comme une brique essentielle de la stratégie de décarbonation des secteurs résidentiel et tertiaire ([2], [3], [4]). Pour améliorer leur efficacité et y intégrer davantage de sources de production bas-carbone, la diminution de leur température d'opération est envisagée ([5], [6]). Cependant, les réseaux de chaleur existants n'ont pas été dimensionnés pour cette évolution et plusieurs éléments doivent alors être mis à niveau [7]. Entre autres, pour satisfaire la même demande sur le réseau, la diminution de la température d'opération implique une augmentation du débit du fluide dans les conduites parfois au-delà de valeurs préconisées pour l'écoulement ce qui entraîne notamment l'usure prématurée des conduites.

La revue [7] dresse un inventaire des solutions envisagées pour remédier à ce phénomène de congestion hydraulique : ajout d'un système local de production de chaleur, maîtrise de la demande, alimentation des consommateurs avec la ligne retour et ajout de stockages sensibles en eau, distribués sur le réseau.

Cette dernière solution n'a pas été étudiée dans la littérature en autres pour sa complexité d'opération. Pourtant, elle a plusieurs atouts comme son faible coût et sa praticité d'installation. De manière générale, les stockages *distribués* sont peu mentionnés dans la littérature. Du côté des revues sur les réseaux de chaleur, la plupart décrivent les stockages comme étant de grande taille à proximité du site de production principal, donc ceux dits *centralisés* ([4], [8], [9], [10], [11]). Les revues spécifiques aux stockages de chaleur sur réseaux de chaleur distinguent les stockages *centralisés* et *distribués.* Certaines décrivent les stockages distribués comme ceux n'étant pas au niveau de la production [12]. D'autres les définissent comme étant des stockages de petite taille au niveau des bâtiments ([13], [14], [15]) ce à quoi [16] ajoute un aspect court-terme. Indépendamment de ces revues, une trentaine d'études de simulation et optimisation de réseaux de chaleur mentionnent des stockages *distribués*. La moitié de ces études s'intéresse à des configurations de stockage qui ne semblent pas adaptées pour résoudre le problème de congestion hydraulique. Certaines parlent de stockages localisés au secondaire des sous-stations, i.e. du côté consommateur, hors du périmètre de contrôle de l'exploitant du réseau ([17], [18], [19], [20]). D'autres décrivent un stockage localisé au niveau d'un site de production de chaleur lui-même décentralisé sur le réseau ([21], [22]). Enfin, certaines qualifient de *stockage distribué* l'inertie thermique des bâtiments reliés au réseau ([23], [24]).

Les stockages distribués proposés pour résoudre la congestion hydraulique sont de type sensible, utilisant de l'eau, et sont situés le long du réseau, entre l'unité de production de chaleur principale et les consommateurs, sous la responsabilité de l'exploitant. Dans les études concernées par cette définition, le stockage distribué est intégré au réseau fonctionnant à sa température de dimensionnement donc en l'absence de risque de congestion hydraulique. Cependant, certaines de ces études mettent en avant des comportements du stockage qui devraient contribuer à la résolution de la congestion hydraulique. En effet, [25], [26] démontrent que les stockages distribués écrêtent les pics de demande sur un réseau de chaleur existant ce qui implique que le débit maximal dans les conduites diminue. De même, [27] conclut que les stockages distribués permettent de diminuer le diamètre des conduites installées sur un nouveau réseau ce qui signifie aussi que le débit maximal est moins élevé.

Ces trois études prouvent que les stockages distribués permettent de diminuer le débit maximal dans les conduites du réseau de chaleur. Il reste à explorer si cette diminution est d'une amplitude suffisante pour éviter que le débit augmente au-delà de la limite constructeur lorsque le réseau fonctionne à une température plus basse que celle pour laquelle il avait été construit.

Cet article propose la mise en place d'un modèle pour l'étude d'un réseau de chaleur confronté au phénomène de congestion hydraulique due à la réduction de sa température d'opération. Ce réseau est simple, constitué de seulement trois consommateurs. Il est simulé sur DistrictLab-H Simulation Studio, un logiciel de simulation dynamique de réseaux de chaleur basé sur une formulation des équations thermo-hydrauliques en une dimension [28]. Deux solutions sont testées pour résoudre la congestion hydraulique, le remplacement des conduites critiques et l'ajout d'un stockage distribué en aval de ces conduites. Chaque solution est caractérisée avec des indicateurs énergétiques.

2. Résultats

La Figure 1 montre le réseau de chaleur construit sur le logiciel de simulation DistrictLab-H Simulation Studio. Il est composé d'un site de production de chaleur (en haut à droite) et de 3 consommateurs (dénommés C1, C2, C3). Une conduite aller achemine la chaleur de la production aux consommateurs. Une fois cette chaleur livrée aux consommateurs, une ligne retour reconduit le fluide refroidi au site de production. Ce fluide est chauffé au sein du site de

production de chaleur et repart sur les lignes aller du réseau. Les conduites sont numérotées de 1 à 5, respectivement de la production vers les consommateurs.

Figure 1 : Réseau de chaleur d'étude sous le logiciel DistrictLab-H Simulation Studio

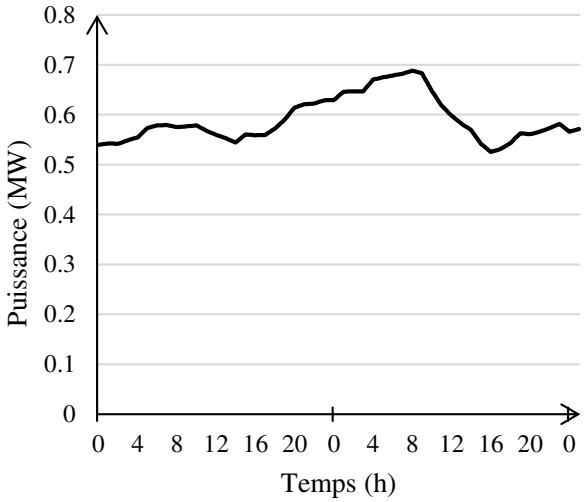


Figure 2 : Profil de demande des consommateurs

Ce réseau est simulé sur deux jours de janvier, représentatifs des périodes de forte demande du réseau. La température extérieure moyenne sur cette période est de -2°C. Tous les consommateurs ont le même profil de demande représenté sur la Figure 2. Les échangeurs au niveau de chaque sous-station sont dimensionnés pour une puissance nominale de 1.4 MW. Les conduites sont dimensionnées pour assurer la demande avec une température de départ de 120°C ce qui donne comme diamètres : D1 = 80 mm, D2 = 65 mm, D3 = D4 = D5 = 50 mm. La valeur minimale de pression différentielle visée aux bornes des sous-stations est de 1 bar et la vitesse maximale du fluide dans les conduites est de 2 m/s.

2.1. Simulation du réseau de chaleur à sa température de dimensionnement (120°C)

Dans un premier temps, le réseau de chaleur est simulé à sa température de dimensionnement soit 120°C. Comme représenté sur la Figure 3 en lignes claires, les vitesses du fluide dans les conduites sont bien inférieures à la limite constructeur de 2 m/s.

2.2. Réduction de la température de départ en-dessous de 100°C

Ensuite, la température de départ est abaissée à 92°C, un niveau de température qui reste supérieur à celui requis côté consommateur pour les besoins en chauffage et eau chaude sanitaire. Les courbes foncées sur la Figure 3 montrent qu'à cette température, les vitesses du fluide dans les conduites 1 et 2 augmentent et dépassent la limite constructeur de 2 m/s.

La solution communément envisagée aujourd'hui sur les réseaux de chaleur pour enrayer cette problématique est d'augmenter le diamètre des conduites critiques. Ainsi, comme indiqué sur la Figure 4, les conduites 1 et 2 sont remplacées par des conduites de diamètre supérieur. Cette solution de mise à niveau permet de diminuer la vitesse du fluide dans les conduites en-dessous de la limite constructeur comme le montre les courbes claires de la Figure 5. Diminuer la température du réseau sur ces deux jours réduit la production de chaleur de 0.32 %. Ceci est le résultat, d'une part, des pertes thermiques dans les conduites qui ont diminué de 19% parce que la température du fluide est plus proche de la température extérieure. D'autre part, des dissipations thermiques au niveau des pompes et des sous-stations qui ont doublé suite à l'augmentation du débit dans les conduites.

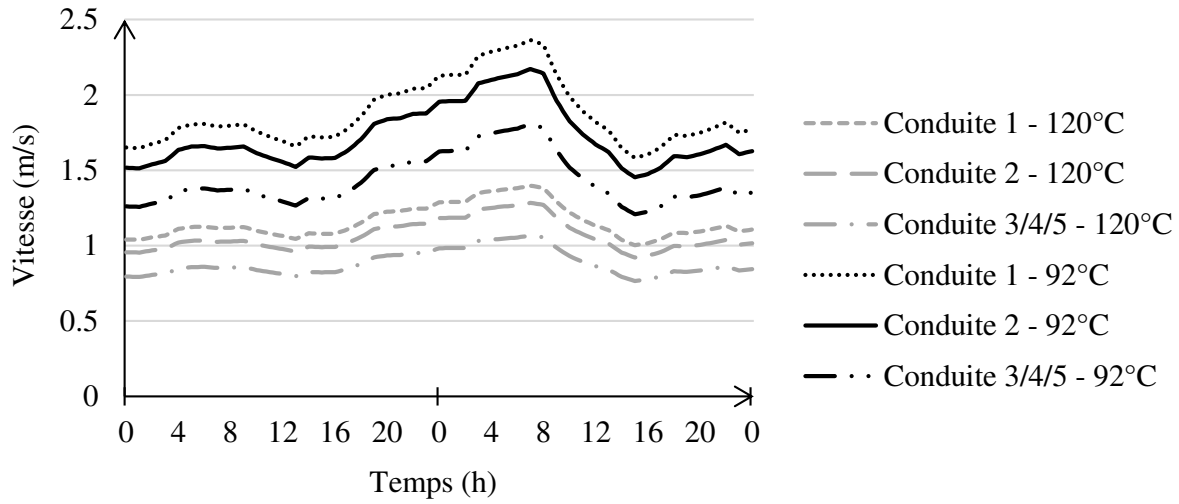


Figure 3 : Vitesses du fluide dans les conduites avec $T_{départ}$ = 120°C et $T_{départ}$ = 92°C

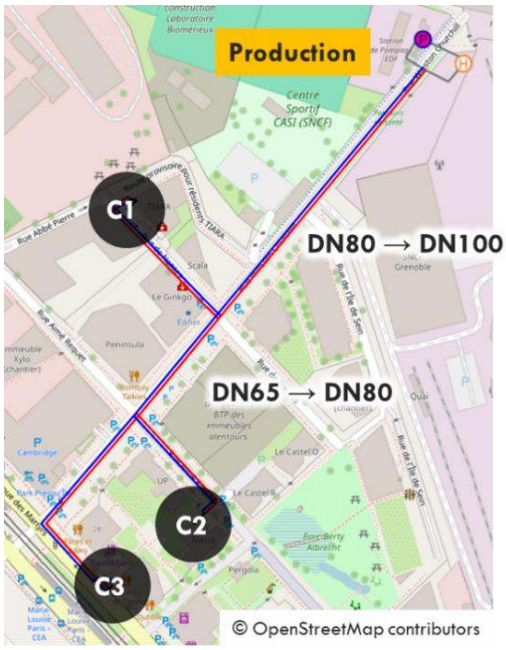


Figure 4 : Remplacement des conduites confrontées à la congestion hydraulique

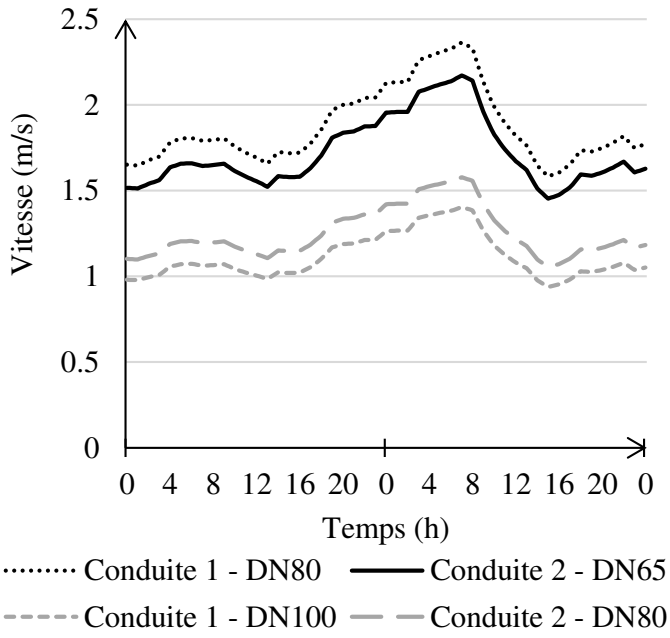


Figure 5 : Vitesse du fluide dans les conduites 1 et 2 avec et sans remplacement des conduites ($T_{départ}$ = 92°C)

2.3. Ajout d'un stockage distribué avec une température de départ de 92°C

Il n'est pas possible, parfois, de remplacer les conduites d'un réseau parce qu'il n'y a pas de place autour pour en installer de plus larges ou parce qu'elles sont en-dessous d'une zone où un travail de génie civil n'est pas possible ou trop coûteux. Une solution alternative est d'intégrer un stockage, dit distribué, à l'extrémité aval des conduites concernées par la congestion hydraulique, comme représenté sur la Figure 6.

Deux pilotages de ce stockage sont testés, l'un en suivi de charge (Pilotage A) et l'autre en créneau (Pilotage B) comme représenté sur la Figure 7. Le pilotage A consiste à charger (resp. décharger) le stockage lorsque le débit dans la conduite amont du stockage est inférieur (resp. supérieur) à la limite constructeur. Les stockages permettent alors d'introduire un retard sur la livraison de la chaleur et ainsi satisfaire la demande en aval du stockage tout en lissant la charge en amont. Le pilotage B suit la même logique mais de manière plus élémentaire, *ie* par seuil de

débits. Par convention, le débit est positif (resp. négatif) lorsque le stockage se charge (resp. décharge). Pour chaque pilotage, plusieurs volumes de stockage ont été testés afin d'approcher le volume minimal requis. Un volume de 88 m^3 (resp. 115 m^3) a été retenu pour le pilotage A (resp. B). Ces stockages cylindriques ont un isolant de 40 cm d'épaisseur et 0.04 $W.m^{-1}.°C^{-1}$ de conductivité thermique. Comme le montrent les courbes claires et pointillées sur la Figure 8, la vitesse du fluide dans les conduites 1 et 2 ne dépasse plus les 2 m/s avec ces deux pilotages. Pour précision, la température de la ligne retour du réseau est en moyenne de 48°C. En termes de consommation électrique et production de chaleur, ces deux pilotages sont équivalents, avec une différence de l'ordre de 0.001%. Les pertes thermiques du stockage avec l'extérieur sont de l'ordre de 0.06% et sont compensées par les dissipations thermiques au niveau de la pompe de pilotage du stockage qui sont d'environ 0.07%.

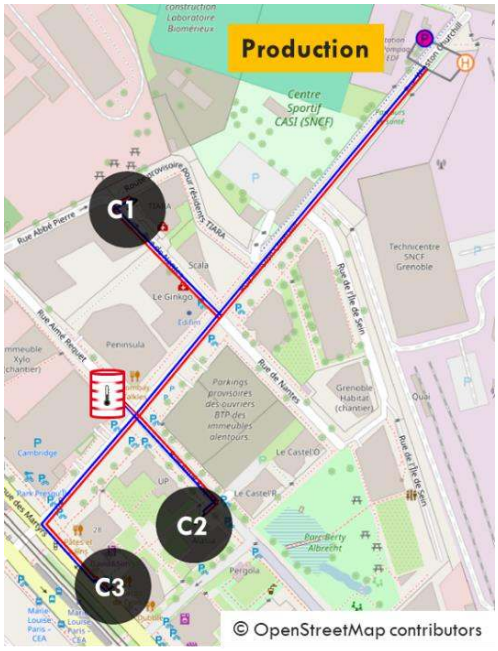


Figure 6 : Ajout d'un stockage à l'extrémité de la conduite 2

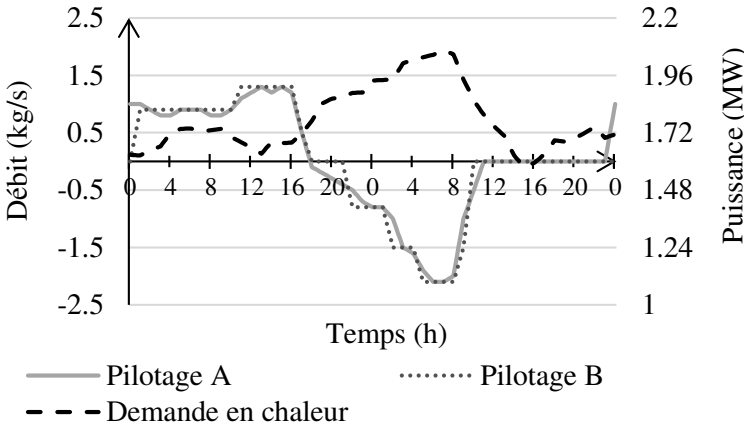


Figure 7 : Pilotages du stockage en fonction de la demande en chaleur

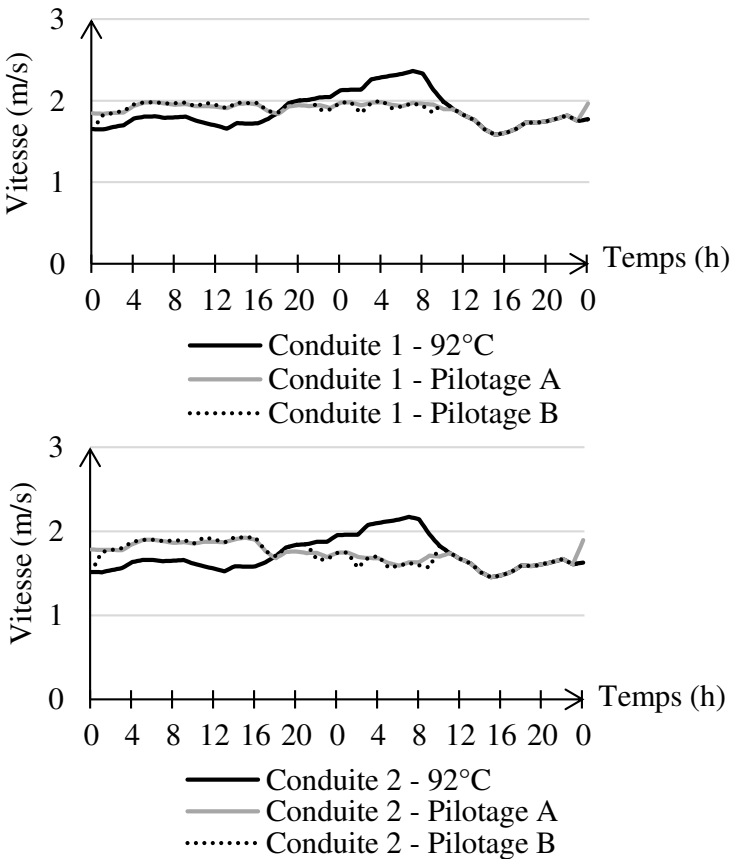


Figure 8 : Vitesse du fluide dans les conduites 1 et 2 avec et sans stockage à l'extrémité de la conduite 2

Enfin, pour conclure ce cas d'étude, il est proposé de regarder l'influence de la localisation du stockage. En effet, lorsque la vitesse du fluide dans les conduites dépasse la limite constructeur, un stockage peut être positionné à l'extrémité aval de cette conduite – comme précédemment – mais il peut être aussi positionné plus loin. Pour cette dernière situation, le réseau de chaleur précédent est légèrement modifié via l'ajout d'un quatrième consommateur pour avoir un réseau symétrique en demande. Les niveaux de demande sont aussi abaissés de manière à ce que lorsque la température de départ est abaissée, la congestion hydraulique apparaisse sur la conduite 1 mais pas sur les deux ramifications suivantes (conduites 2 et 3). Ainsi, une première simulation consiste à placer un stockage à l'extrémité aval de la conduite 1 (stockage 1 sur la Figure 9) et une seconde simulation considère deux stockages aux extrémités aval des conduites 2 et 3 (stockages 2 et 3 sur la Figure 9). Les stockages sont pilotés en suivi de charge et la température de départ est abaissée à 105°C. La Figure 10 confirme que ces deux configurations résolvent la congestion hydraulique observée dans la conduite 1. Ces deux configurations ne requièrent pas le même volume minimal de stockage ni les mêmes quantités de chaleur produite (Tableau 1). En effet, l'ajout de deux stockages plutôt qu'un augmente la surface de contact du fluide chaud avec l'extérieur ce qui génère davantage de pertes thermiques donc la nécessité d'augmenter la production de chaleur pour compenser.

	Stockage 1	**Stockage 2 et 3**
Production de chaleur (MWh_{th})	114.56	114.71
Volume du stockage (m^3)	68	30 (x2)

Tableau 1 : *Production de chaleur et volume des stockages selon la localisation des stockages*

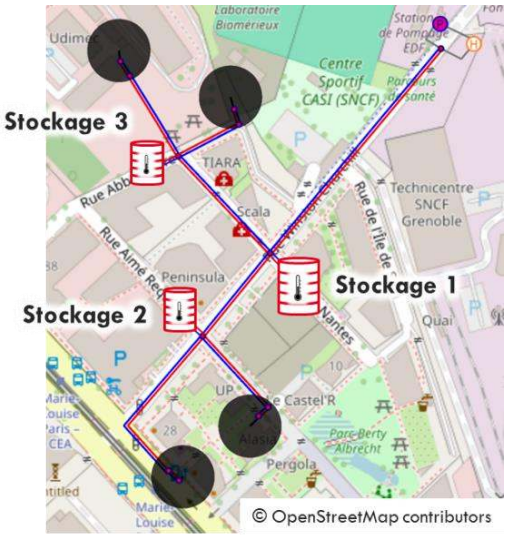


Figure 9 : Variation des localisations de stockage

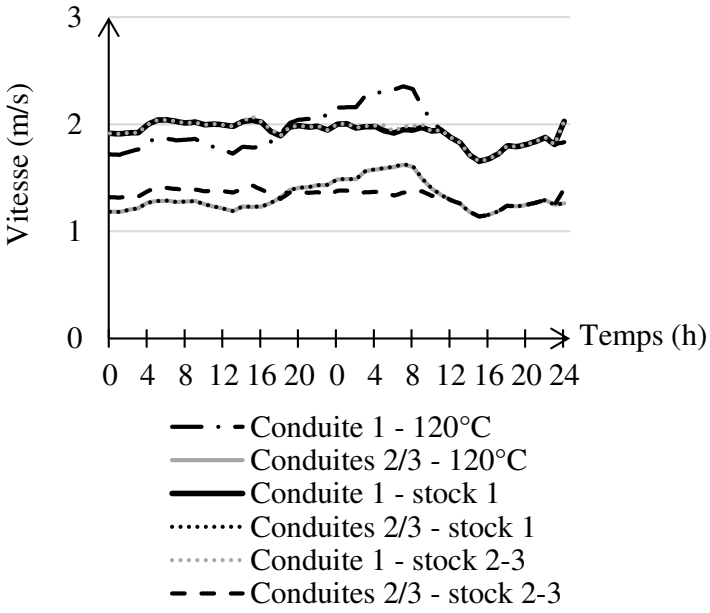


Figure 10 : Vitesse du fluide dans les conduites 1, 2 et 3 selon les localisations des stockages

3. Conclusion

Ces simulations confirment que diminuer la température d'opération d'un réseau de chaleur augmente le débit du fluide dans les conduites parfois au-delà de la limite constructeur. De plus, ces simulations démontrent que ce phénomène de congestion hydraulique peut-être contenu soit par le remplacement des conduites concernées soit par l'ajout de stockages distribués. Comme souligné au fil de l'étude, plusieurs localisations, dimensionnements et

pilotages du stockage distribué sont possibles n'aboutissant pas au même bilan énergétique. Néanmoins, les différences relevées ici sont très faibles car le réseau est de petite taille et la simulation est réalisée sur seulement deux jours. En pratique, les réseaux de chaleur existants confrontés à cette problématique sont plus grands avec des consommateurs aux profils variés soit davantage de configurations possibles pour l'ajout de tels stockages. De futurs travaux consisteront à mettre au point une méthode d'optimisation pour déterminer quels configuration et pilotage de ces stockages seraient les plus pertinents. Cela représente un défi mathématique et numérique de taille puisque le système à optimiser possède un nombre important de variables, des équations fortement non-linéaires et une grande variabilité temporelle.

Références

[1] IRENA, IEA, and REN21, 'Renewable Energy Policies in a Time of Transition: Heating and Cooling', 2020. [Online]. Available: https://www.iea.org/reports/renewable-energy-policies-in-a-time-of-transition-heating-and-cooling

[2] IEA, 'Renewables 2019, analysis and forecast to 2024', Oct. 2019. [Online]. Available: https://www.iea.org/reports/renewables-2019

[3] S. Frederiksen and S. Werner, *District heating and cooling*, Studentlitteratur. 2013.

[4] A. Lake, B. Rezaie, and S. Beyerlein, 'Review of district heating and cooling systems for a sustainable future', *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 67, pp. 417–425, Jan. 2017, doi: 10.1016/j.rser.2016.09.061.

[5] H. Lund *et al.*, '4th Generation District Heating (4GDH): Integrating smart thermal grids into future sustainable energy systems', *Energy*, vol. 68, pp. 1–11, Apr. 2014, doi: 10.1016/j.energy.2014.02.089.

[6] H. Lund *et al.*, 'The status of 4th generation district heating: Research and results', *Energy*, vol. 164, pp. 147–159, Dec. 2018, doi: 10.1016/j.energy.2018.08.206.

[7] E. Guelpa, M. Capone, A. Sciacovelli, N. Vasset, R. Baviere, and V. Verda, 'Reduction of supply temperature in existing district heating: A review of strategies and implementations', *Energy*, vol. 262, p. 125363, Jan. 2023, doi: 10.1016/j.energy.2022.125363.

[8] B. Mitterrutzner, C. Z. Callegher, R. Fraboni, E. Wilczynski, and S. Pezzutto, 'Review of heating and cooling technologies for buildings: A techno-economic case study of eleven European countries', *Energy*, vol. 284, p. 129252, Dec. 2023, doi: 10.1016/j.energy.2023.129252.

[9] D. Olsthoorn, F. Haghighat, and P. A. Mirzaei, 'Integration of storage and renewable energy into district heating systems: A review of modelling and optimization', *Sol. Energy*, vol. 136, pp. 49–64, Oct. 2016, doi: 10.1016/j.solener.2016.06.054.

[10] H. Li and N. Nord, 'Transition to the 4th generation district heating - possibilities, bottlenecks, and challenges', *Energy Procedia*, vol. 149, pp. 483–498, Sep. 2018, doi: 10.1016/j.egypro.2018.08.213.

[11] A. M. Jodeiri, M. J. Goldsworthy, S. Buffa, and M. Cozzini, 'Role of sustainable heat sources in transition towards fourth generation district heating – A review', *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 158, p. 112156, Apr. 2022, doi: 10.1016/j.rser.2022.112156.

[12] R. Wiltshire, 'Advanced district heating and cooling (dhc) systems'. Accessed: Jan. 16, 2024. [Online]. Available: https://www.vlebooks.com/Product/Index/627925

[13] H. Gadd and S. Werner, '18 - Thermal energy storage systems for district heating and cooling', in *Advances in Thermal Energy Storage Systems*, L. F. Cabeza, Ed., in Woodhead Publishing Series in Energy. , Woodhead Publishing, 2015, pp. 467–478. doi: 10.1533/9781782420965.4.467.

[14] G. Alva, Y. Lin, and G. Fang, 'An overview of thermal energy storage systems', *Energy*, vol. 144, pp. 341–378, Feb. 2018, doi: 10.1016/j.energy.2017.12.037.

[15] E. Guelpa and V. Verda, 'Thermal energy storage in district heating and cooling systems: A review', *Appl. Energy*, vol. 252, p. 113474, Oct. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2019.113474.

[16] O. Angelidis, A. Ioannou, D. Friedrich, A. Thomson, and G. Falcone, 'District heating and cooling networks with decentralised energy substations: Opportunities and barriers for holistic energy system decarbonisation', *Energy*, vol. 269, p. 126740, Apr. 2023, doi: 10.1016/j.energy.2023.126740.

[17] T. Nuytten, B. Claessens, K. Paredis, J. Van Bael, and D. Six, 'Flexibility of a combined heat and power system with thermal energy storage for district heating', *Appl. Energy*, vol. 104, pp. 583–591, Apr. 2013, doi: 10.1016/j.apenergy.2012.11.029.

[18] G. Baccino, S. Cosentino, E. Guelpa, A. Sciacovelli, and V. Verda, 'Reduction of Primary Energy Consumption Through Distributed Thermal Storage in Buildings Connected With a District Heating Network', presented at the ASME 2014 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, Mar. 2015. doi: 10.1115/IMECE2014-39048.

[19] E. Bellos *et al.*, 'Dynamic investigation of centralized and decentralized storage systems for a district heating network', *J. Energy Storage*, vol. 56, p. 106072, Dec. 2022, doi: 10.1016/j.est.2022.106072.

[20] Y. Ju, J. Jokisalo, and R. Kosonen, 'Peak Shaving of a District Heated Office Building with Short-Term Thermal Energy Storage in Finland', *Buildings*, vol. 13, no. 3, Art. no. 3, Mar. 2023, doi: 10.3390/buildings13030573.

[21] S. Paulick, V. Boß, and C. Felsmann, 'About the Efficiency of District Heating with flexible Heat and Temperature Distribution', 2022, [Online]. Available: https://proceedings.ises.org/conference/eurosun2022/EuroSun2022-Proceedings.pdf

[22] M. Rämä, E. Pursiheimo, D. Sundell, and R. Abdurafikov, 'Dynamically distributed district heating for an existing system', *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 189, 2024, doi: 10.1016/j.rser.2023.113947.

[23] C. Johansson, F. Wernstedt, and P. Davidsson, 'Distributed thermal storage using multi-agent systems', presented at the CEUR Workshop Proceedings, 2012, pp. 423–437. [Online]. Available: https://www.diva-portal.org/smash/get/diva2:834673/FULLTEXT01.pdf

[24] D. F. Dominković, P. Gianniou, M. Münster, A. Heller, and C. Rode, 'Utilizing thermal building mass for storage in district heating systems: Combined building level simulations and system level optimization', *Energy*, vol. 153, pp. 949–966, Jun. 2018, doi: 10.1016/j.energy.2018.04.093.

[25] R. Roberto, R. D. Iulio, M. D. Somma, G. Graditi, G. Guidi, and M. Noussan, 'A multi-objective optimization analysis to assess the potential economic and environmental benefits of distributed storage in district heating networks: a case study', *Int. J. Sustain. Energy Plan. Manag.*, vol. 20, Apr. 2019, doi: 10.5278/ijsepm.2019.20.2.

[26] Y. Zhang, P. Johansson, and A. S. Kalagasidis, 'Applicability of thermal energy storage in future low-temperature district heating systems – Case study using multi-scenario analysis', *Energy Convers. Manag.*, vol. 244, p. 114518, Sep. 2021, doi: 10.1016/j.enconman.2021.114518.

[27] J. Röder, B. Meyer, U. Krien, J. Zimmermann, T. Stührmann, and E. Zondervan, 'Optimal Design of District Heating Networks with Distributed Thermal Energy Storages – Method and Case Study', *Int. J. Sustain. Energy Plan. Manag.*, vol. 31, pp. 5–22, May 2021, doi: 10.5278/ijsepm.6248.

[28] R. Baviere, M. Vallee, S. Crevon, N. Vasset, and N. Lamaison, 'DISTRICTLAB-H: A new tool to optimize the design and operation of district heating and cooling networks', presented at the DHC Symposium 2023 - The 18th International Symposium on District Heating and Cooling, Sep. 2023. Accessed: Jul. 22, 2024. [Online]. Available: https://cea.hal.science/cea-04247969

Simulation numérique du Stirling GPU3 avec gestion améliorée des sauts de section

Israa BARAKAT[1], **Eric ALBIN**[2] **et Shihe XIN**[1]

[1]INSA Lyon, CNRS, CETHIL, UMR5008, 69621 Villeurbanne, France, israa.barakat@insa-lyon.fr
[2]Universite Claude Bernard Lyon 1, CETHIL, UMR5008, CNRS, INSA Lyon, Villeurbanne, F-69100, France, eric.albin@univ-lyon1.fr

Résumé - Les machines thermiques régénératives, telles que les machines Stirling, sont couramment utilisées en cryogénie et en cogénération d'énergie avec du potentiel pour des applications de trigénération d'énergie. Cette étude se concentre sur la modélisation d'un moteur Stirling GPU3, configuration documentée par des données expérimentales, avec un modèle numérique de la littérature dont la gestion des sauts de section a été améliorée. Ce modèle unidimensionnel est basé sur la conservation de l'énergie, de la masse et de la quantité de mouvement dans le fluide ainsi que sur la conservation de l'énergie dans les solides (parois et milieux poreux). Une discrétisation par volumes finis est associée à un schéma temporel implicite permettant d'assurer la stabilité. L'amélioration de la gestion de la géométrie est investiguée dans un cas simple de saut de section puis dans le cas du moteur Stirling. Ces simulations confirment l'efficacité de ce modèle à décrire les transferts de chaleur dans ce type de système. Ces outils de modélisation développés constituent une base pour simuler de nouvelles configurations de machines régénératives, ouvrant la voie à des solutions de trigénération d'énergie plus efficaces que la cogénération.

1. Introduction

Le moteur Stirling, inventé en 1816, repose sur des cycles de compression et d'expansion de gaz à différents niveaux de température. Bien qu'il ait connu un essor au XIXe siècle, son développement a diminué avec l'avènement des moteurs à combustion interne. Cependant, face aux défis énergétiques actuels et à la transition vers des solutions durables, ce moteur suscite un regain d'intérêt grâce son potentiel en cryogénie, pour la conversion de l'énergie solaire et la récupération de chaleur à basse température [1].

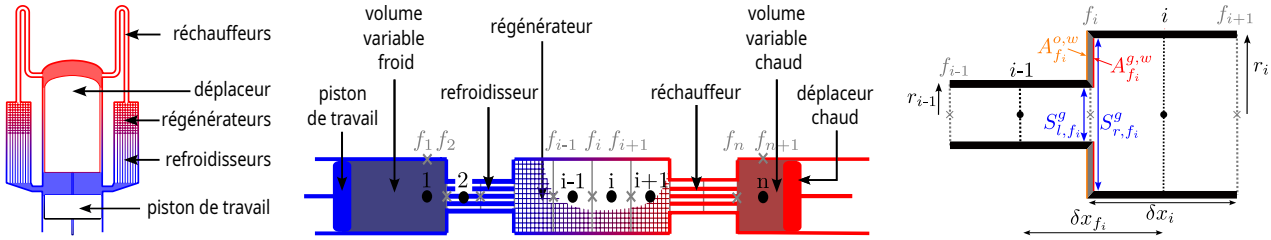
Dans le cadre des développements des moteurs Stirling, de nombreux modèles ont été proposés au fil des années, incluant des approches analytiques [1, 2, 3] et numériques [4, 5, 6, 7, 8]. Les modèles analytiques, basée sur l'analyse de Schmidt [1, 4] décomposent le Stirling en cinq zones avec des températures constantes. Bien que ces modèles isothermes soient utiles pour étudier les cycles idéaux, leur précision reste limitée pour des moteurs pratiques en raison des simplifications adoptées. Parmi les modèles numériques, le modèle zonal introduit par Urieli [4] décrit la compression et détente du fluide avec des processus adiabatiques plus réalistes. Les modèles numériques, en particulier les modèles unidimensionnels comme ceux développés par Wang *et al.* [6] et Boroujerdi *et al.* [5], divisent les moteurs Stirling en éléments discrétisés et résolvent les équations de conservation pour chaque élément. Ces modèles sont plus précis pour décrire les transferts thermiques dans les échangeurs et régénérateurs mais les discontinuités géométriques, notamment aux interfaces de ces composants, ne sont pas correctement traitées dans la littérature.

Dans cette étude, nous nous appuyons sur les travaux de Wang *et al.* [6] et Boroujerdi *et al.* [5] en introduisant une méthode améliorée pour gérer les discontinuités géométriques. Contrairement aux approches précédentes, nous modélisons les résistances thermiques aux interfaces, ce qui permet de mieux représenter les transferts de chaleur par conduction à travers

les zones de discontinuité. Ce modèle est validé en comparant les résultats numériques obtenus à partir de notre méthode avec une solution analytique ainsi qu'avec les données expérimentales de Thieme [9].

2. Description du modèle

Le moteur étudié est la machine Stirling GPU3 de type Beta, représenté schématiquement sur la figure 1a. Il se compose de plusieurs composants : piston, déplaceur, échangeurs de chaleur, régénérateurs. Le piston de travail renferme l'hélium gazeux et permet d'échanger de l'énergie mécanique avec l'extérieur. Les réchauffeurs et refroidisseurs se composent de nombreux tubes connectés sur huit régénérateurs. La géométrie précise du moteur est détaillée dans [6]. Ce moteur est modélisé par volumes finis avec un maillage 1D tel que schématisé sur la figure 1b. Les surfaces d'échange et sections de passage sont équivalentes à celles de la géométrie réelle. Au passage de la matrice poreuse ou d'un composant à l'autre, un traitement particulier est utilisé pour gérer les sauts de section. La figure 1c illustre un saut de la section de passage du gaz sur l'interface f_i séparant les cellules i et $i-1$ ($S^g_{l,f_i} \neq S^g_{r,f_i}$ avec $l = left$ et $r = right$). Le saut de section implique également des surfaces d'échange ($A^{o,w}_{f_i}$ et $A^{g,w}_{f_i}$) non-nulles sur l'interface entre l'extérieur ($o = outside$) et la paroi ($w = wall$).



a) Stirling GPU3 b) discrétisation du moteur Stirling c) zoom sur une discontinuité

Figure 1 : Schémas de principe représentant la discrétisation du moteur Stirling GPU3.

2.1. Gestion de la discontinuité de paroi

Contrairement aux approches classiques dans la littérature, la paroi (w pour $wall$) et la matrice poreuses (m pour $matrix$) sont ici distinguées et possèdent des équations indépendantes. Sans discontinuité, l'équation de conservation de l'énergie dans la paroi s'écrit :

$$\frac{\partial m^w_i c^w_{v,i} T^w_i}{\partial t} = k^w_{f_{i+1}} S^w_{f_{i+1}} \frac{T^w_{i+1} - T^w_i}{\partial x_{f_{i+1}}} - k^w_{f_i} S^w_{f_i} \frac{T^w_i - T^w_{i-1}}{\partial x_{f_i}} + \sum_{j \in \{g,m,o\}} \alpha^{w,j}_i A^{w,j}_i (T^j_i - T^w_i) \quad (1)$$

Cette équation est alors écrite sous la forme d'un système tridiagonal avec un schéma implicite du second ordre en temps ($\frac{\partial \Psi_i}{\partial t} \approx \frac{a_k}{\delta t}\Psi^k_i + \frac{a_{k-1}}{\delta t}\Psi^{k-1}_i + \frac{a_{k-2}}{\delta t}\Psi^{k-2}_i$) pour être résolu :

$$a^w_{1,i} \cdot T^{w,k}_{i-1} + a^w_{2,i} \cdot T^{w,k}_i + a^w_{3,i} \cdot T^{w,k}_{i+1} = b^w_i \quad (2)$$

$$\text{avec} \begin{cases} a^w_{1,i} = -\frac{k^{w,k}_{f_i} S^w_{r,f_i}}{\delta x^k_{f_i}} \\ a^w_{2,i} = \frac{a_k}{\delta t} \cdot m^w c^w_v + \frac{k^{w,k}_{f_{i+1}} S^w_{l,f_i}}{\delta x^k_{f_{i+1}}} + \frac{k^{w,k}_{f_i} S^w_{r,f_i}}{\delta x^k_{f_i}} + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{w,j,k}_i A^{w,j}_i \\ a^w_{3,i} = -\frac{k^{w,k}_{f_{i+1}} S^w_{l,f_i}}{\delta x^k_{f_{i+1}}} \\ b^w_i = -\frac{a_{k-1}}{\delta t} \left(m^w c^w_v T^w\right)^{k-1}_i + \frac{a_{k-2}}{\delta t} \left(m^w c^w_v T^w\right)^{k-2}_i + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{w,j,k}_i A^{w,j}_i T^{j,k}_i \end{cases}$$

La résolution de cette équation, couplée à celles des températures du gaz et de la matrice poreuse, se fait de manière itérative jusqu'à convergence.

La discontinuité en f_i génère une résistance supplémentaire à la conduction. Pour en tenir compte, une cellule fictive de température $T^w_{f_i}$ est introduite. Les bilans sur les cellules i, f_i et $i-1$ s'écrivent alors :

$$\frac{\partial m^w_{i-1} c^w_{v,i-1} T^w_{i-1}}{\partial t} = \frac{T^{w,k}_{f_i} - T^{w,k}_{i-1}}{Re_{l,f_i}} - k^{w,k}_{f_{i-1}} S^w_{f_{i-1}} \frac{T^{w,k}_{i-1} - T^{w,k}_{i-2}}{\partial x_{f_{i-1}}} + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{w,j,k}_{i-1} A^{w,j}_{i-1} (T^{j,k}_{i-1} - T^{w,k}_{i-1}) \quad (3a)$$

$$\frac{\partial m^w_{f_i} c^w_{v,f_i} T^w_{f_i}}{\partial t} = \frac{T^{w,k}_i - T^{w,k}_{f_i}}{R_{r,f_i}} - \frac{T^{w,k}_{f_i} - T^{w,k}_{i-1}}{R_{l,f_i}} + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{g,w,k}_{f_i} A^{g,w}_{f_i} (\theta^{g,k}_{f_i} - T^{w,k}_{f_i}) \quad (3b)$$

$$\frac{\partial m^w_i c^w_{v,i} T^w_i}{\partial t} = k^{w,k}_{f_{i+1}} S^w_{f_{i+1}} \frac{T^{w,k}_{i+1} - T^{w,k}_i}{\partial x_{f_{i+1}}} - \frac{T^{w,k}_i - T^{w,k}_{f_i}}{Re_{r,f_i}} + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{w,j,k}_i A^{w,j}_i (T^{j,k}_i - T^{w,k}_i) \quad (3c)$$

en faisant appel aux résistances de convection $R_{l,f_i} = \frac{\delta x_{i-1}/2}{k_{i-1}\cdot S^w_{i-1}} + \frac{|\ln r_{moy}/r_{i-1}|}{2\pi k_{i-1}\cdot e}$ et $R_{r,f_i} = \frac{\delta x_i/2}{k_i \cdot S^w_i} + \frac{|\ln r_i/r_{moy}|}{2\pi k_i \cdot e}$ avec $r_{moy} = \frac{r_{i-1}+r_i}{2}$ et l'épaisseur e de la discontinuité. La paroi verticale en f_i échange de la chaleur avec le gaz à la température T^g_i si la discontinuité est croissante, à T^g_{i-1} si elle est décroissante, et n'échange pas de chaleur si aucune discontinuité n'est présente. Le coefficient d'échange est approximé par $\alpha^{g,w}_{f_i} = (\alpha^{g,w}_{i-1} + \alpha^{g,w}_i)/2$. Le bilan (3b) est utilisé pour exprimer la température moyenne de la discontinuité à partir des températures des cellules adjacentes i et $i-1$:

$$T^{k,w}_{f_i} = \frac{\frac{T^{w,k}_i}{R_{r,f_i}} + \frac{T^{w,k}_{i-1}}{R_{l,f_i}} + N^w_{f_i}}{D^w_{f_i}} \quad (4)$$

$$\text{avec} \begin{cases} D^w_{f_i} = \frac{1}{R_{l,f_i}} + \frac{1}{R_{r,f_i}} + \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{g,w,k}_{f_i} A^{g,w}_{f_i} + \frac{a_k}{\Delta t} (m^w c^w_v)^k_{f_i} \\ N^w_{f_i} = \sum_{j\in\{g,m,o\}} \alpha^{g,w,k}_{f_i} A^{g,w}_{f_i} \theta^{g,k}_{f_i} - \frac{a_{k-1}}{\delta t} \left(m^w c^w_v T^w\right)^{k-1}_{f_i} - \frac{a_{k-2}}{\delta t} \left(m^w c^w_v T^w\right)^{k-2}_{f_i} \end{cases}$$

En injectant l'expression (4) de $T^w_{f_i}$ dans les équations (3a) et (3c), T_f est éliminé afin de conserver la même dimension du système linéaire à résoudre, que ce soit en présence ou en absence de discontinuité. Les bilans sur les cellules $i-1$ et i peuvent alors être formulés sous la forme de systèmes tridiagonaux modifiés :

$$a^{w,*}_{1,i-1} \cdot T^{w,k}_{i-2} + a^{w,*}_{2,i-1} \cdot T^{w,k}_{i-1} + a^{w,*}_{3,i-1} \cdot T^{w,k}_i = b^{w,*}_{i-1} \quad \text{et} \quad a^{w,*}_{1,i} \cdot T^{w,k}_{i-1} + a^{w,*}_{2,i} \cdot T^{w,k}_i + a^{w,*}_{3,i} \cdot T^{w,k}_{i+1} = b^{w,*}_i \quad (5)$$

avec

$$\begin{cases} a^{w,*}_{1,i-1} = a^w_{1,i-1} \\ a^{w,*}_{2,i-1} = a^w_{2,i-1} - \frac{\delta x_{f_i}}{k_{f_i} S^w_{f_i}} + \frac{1}{R_{l,f_i}} \left(1 - \frac{1}{R_{l,f_i}} \frac{1}{D^w_{f_i}}\right) \\ a^{w,*}_{3,i-1} = a^w_{3,i-1} + \frac{\delta x_{f_i}}{k_{f_i} S^w_{f_i}} - \frac{1}{R_{r,f_i}} \frac{1}{R_{l,f_i}} \frac{1}{D^w_{f_i}} \\ b^{w,*}_{i-1} = b^w_{i-1} + \frac{1}{R_{l,f_i}} \frac{N^w_{f_i}}{D^w_{f_i}} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} a^{w,*}_{1,i} = a^w_{1,i} + \frac{\delta x_{f_i}}{k_{f_i} S^w_{f_i}} - \frac{1}{R_{r,f_i}} \frac{1}{R_{l,f_i}} \frac{1}{D^w_{f_i}} \\ a^{w,*}_{2,i} = a^w_{2,i} - \frac{\delta x_{f_i}}{k_{f_i} S^w_{f_i}} + \frac{1}{R_{r,f_i}} \left(1 - \frac{1}{R_{r,f_i}} \frac{1}{D^w_{f_i}}\right) \\ a^{w,*}_{3,i} = a^w_{3,i} \\ b^{w,*}_i = b^w_i - \frac{1}{R_{r,f_i}} \frac{N^w_{f_i}}{D^w_{f_i}} \end{cases}$$

Les coefficients du système tridiagonal sont donc corrigées comme indiqué en (5) sur les cellules adjacentes aux discontinuités sur les faces f_i.

2.2. Discrétisation des autres équations de conservation

La matrice poreuse ne présente aucune discontinuité, la conservation de l'énergie se traduit par l'équation (6) qui est similaire à celle de la paroi (1). Les températures de la matrice sont alors résolues sous la forme du système tridiagonal (2) où l'indice w est remplacé par m.

$$\frac{\partial m_i^m c_{v,i}^m T_i^m}{\partial t} = \left[k^m S^m \frac{\partial T^{m,k}}{\partial x}\right]_{f_i}^{f_{i+1}} + \sum_{j\in\{g,w,o\}} \alpha_i^{m,j,k} A_i^{m,j} (T_i^{j,k} - T_i^{m,k}) \tag{6}$$

La masse d'hélium varie dans chaque cellule i selon l'équation (7a) avec $[\dot{m}]_{f_i}^{f_{i+1}}$=$\dot{m}_{f_{i+1}}^k - \dot{m}_{f_i}^k$ étant la différence des débits massiques de gaz sur chaque face, ce qui assure la conservation de la masse dans le moteur. La conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie dans le gaz sont décrits par les équations (7b) et (7c). La friction dans la cellule f_i est calculée par $C_{f_i}^F \cdot V_{f_i} = C_{f_i}^{F,l} V_{f_i}^l + C_{f_i}^{F,r} V_{f_i}^r$ en distinguant la friction dans le volume de gauche $V_{f_i}^l = \pi r_{i-1}^2 \cdot \delta x_{f_i}/2$ et celui de droite $V_{f_i}^r = \pi r_i^2 \cdot \delta x_{f_i}/2$ au niveau des discontinuités. Les coefficients de friction $C_{f_i}^F$ et d'échange convectif $\alpha_i^{g,j}$ sont définis par des corrélations décrites dans [5, 6].

$$\frac{\partial m_i^g}{\partial t} + [\dot{m}]_{f_i}^{f_{i+1}} = 0 \tag{7a}$$

$$\frac{\partial (mu)_{f_i}^g}{\partial t} + [\dot{m}u]_{i-1}^{i} = (p_i - p_{i-1})\frac{V_{f_i}}{\delta x_{f_i}} + C_{f_i}^F V_{f_i} \dot{m}_{f_i} \tag{7b}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial m_i^g \left(\frac{u_i^2}{2} + c_{v,i} T_i^g\right)}{\partial t} + \left[\dot{m}\left(\frac{u^2}{2} + c_P^g T^g\right)\right]_{f_i}^{f_{i+1}} &= \left[k^g S^g \frac{\partial T^g}{\partial x}\right]_{f_i}^{f_{i+1}} + \sum_{j\in\{m,w,o\}} \alpha_i^{g,j} A_i^{g,j} (T_i^j - T_i^g) \\ &+ \alpha_{f_i}^{g,w,j} A_{f_i}^{g,w} (T_{f_i}^w - T_i^g)\delta_{f_i}^+ + \alpha_{f_{i+1}}^{g,w,j} A_{f_{i+1}}^{g,w} (T_{f_{i+1}}^w - T_i^g)\delta_{f_{i+1}}^-\end{aligned} \tag{7c}$$

La loi des gaz parfaits décrit l'état thermodynamique de l'hélium et permet de fermer ce système :

$$p_i = m_i^g r T_i^g / V_i^g \tag{8}$$

où r la constante des gaz parfaits.

Le système d'équation (7) est résolu avec un schéma décentré d'ordre 2 pour les flux de vitesse ($\dot{m}u$) et d'enthalpie ($\dot{m}c_p T^g$) :

$$(\dot{m}u)_i^k = \max(u_i^k, 0)\left(G_{1,i}\dot{m}_{f_i}^k - G_{2,i}\dot{m}_{f_{i-1}}^k\right) + \min(u_i^k, 0)\left(G_{3,i}\dot{m}_{f_{i+1}}^k - G_{4,i}\dot{m}_{f_{i+2}}^k\right) \tag{9a}$$

$$(\dot{m}h)_{f_i}^k = \max(\dot{m}_{f_i}^k c_{p,f_i}^k, 0)\left(G_{1,f_i} T_{i-1}^{g,k} - G_{2,f_i} T_{i-2}^{g,k}\right) + \min(\dot{m}_{f_i}^k c_{p,f_i}^k, 0)\left(G_{3,f_i} T_i^{g,k} - G_{4,f_i} T_{i+1}^{g,k}\right) \tag{9b}$$

avec les coefficients géométriques d'interpolation :

$$G_{1,i} = \frac{\delta x_i^k + 2\delta x_{i-1}^k}{2\delta x_{i-1}^k}, \quad G_{2,i} = \frac{\delta x_i^k}{2\delta x_{i-1}^k}, \quad G_{3,i} = \frac{\delta x_i^k + 2\delta x_{i+1}^k}{2\delta x_{i+1}^k}, \quad G_{4,i} = \frac{\delta x_i^k}{2\delta x_{i+1}^k} \tag{10a}$$

$$G_{1,f_i} = \frac{\delta x_{f_i}^k + 2\delta x_{f_{i-1}}^k}{2\delta x_{f_{i-1}}^k}, \quad G_{2,f_i} = \frac{\delta x_{f_i}^k}{2\delta x_{f_{i-1}}^k}, \quad G_{3,f_i} = \frac{\delta x_{f_i}^k + 2\delta x_{f_{i+1}}^k}{2\delta x_{f_{i+1}}^k}, \quad G_{4,f_i} = \frac{\delta x_{f_i}^k}{2\delta x_{f_{i+1}}^k} \tag{10b}$$

La conservation de la masse (7a) est couplée à celle de la quantité de mouvement (7b) grâce à la loi des gaz parfaits (8), ce qui aboutit au système pentadiagonal suivant :

$$a_{1,f_i}^g \cdot \dot{m}_{f_{i-2}}^k + a_{2,f_i}^g \cdot \dot{m}_{f_{i-1}}^k + a_{3,f_i}^g \cdot \dot{m}_{f_i}^k + a_{4,f_i}^g \cdot \dot{m}_{f_{i+1}}^k + a_{5,f_i}^g \cdot \dot{m}_{f_{i+2}}^k = b_{f_i}^g \tag{11}$$

avec

$$\left\{\begin{array}{ll} a^g_{1,f_i} = & G_{2,i-1}\cdot\max(u^k_{i-1},0) \\ a^g_{2,f_i} = & -G_{1,i-1}\cdot\max(u^k_{i-1},0) - G_{2,i}\cdot\max(u^k_i,0) - \frac{V^k_{f_i}}{\delta x^k_{f_i}}\frac{\delta t}{a_k}\frac{rT^k_{i-1}}{V^{k,g}_{i-1}} \\ a^g_{3,f_i} = & -G_{3,i-1}\cdot\min(u^k_{i-1},0) + G_{1,i}\cdot\max(u^k_i,0) + a_k\frac{\delta x^k_{f_i}}{\Delta t} + \frac{V^k_{f_i}}{\delta x^k_{f_i}}\frac{r\delta t}{a_k}(\frac{T^k_i}{V^{k,g}_i} + \frac{T^k_{i-1}}{V^{k,g}_{i-1}}) - C^F_{f_i}V^{g,k}_{f_i} \\ a^g_{4,f_i} = & G_{4,i-1}\cdot\min(u^k_{i-1},0) + G_{3,i}\cdot\min(u^k_i,0) - \frac{V^k_{f_i}}{\delta x^k_{f_i}}\frac{\delta t}{a_k}\frac{rT^k_i}{V^{k,g}_i} \\ a^g_{5,f_i} = & -G_{4,i}\cdot\min(u^k_i,0) \\ b^g_{f_i} = & \left\{\left(\frac{a_{k-1}}{a_k}\frac{p^{k-1}_{i-1}V^{k-1}_{i-1}}{T^{k-1}_{i-1}} + \frac{a_{k-2}}{a_k}\frac{p^{k-2}_{i-1}V^{k-2}_{i-1}}{T^{k-2}_{i-1}}\right)\frac{T^k_{i-1}}{V^k_{i-1}} + \left(\frac{a_{k-1}}{a_k}\frac{p^{k-1}_i V^{k-1}_i}{T^{k-1}_i} + \frac{a_{k-2}}{a_k}\frac{p^{k-2}_i V^{k-2}_i}{T^{k-2}_i}\right)\frac{T^k_i}{V^k_i}\right\}\cdot\frac{V^{g,k}_{f_i}}{\delta x^k_{f_i}} \\ & -\frac{a_{k-1}}{\delta t}\delta x^{k-1}_{f_i}\dot{m}^{k-1}_{f_i} - \frac{a_{k-2}}{\delta t}\delta x^{k-2}_{f_i}\dot{m}^{k-2}_{f_i} \end{array}\right.$$

Par rapport à la littérature, le terme en facteur du gradient de pression ($V_{f_i}/\delta x_{f_i}$) est modifié avec $V_{f_i} = V^l_{f_i} + V^r_{f_i}$. Sans discontinuité, ce terme est équivalent à la section de passage qui est classiquement utilisé dans la littérature.

La conservation de l'énergie (7c) aboutit également à un système pentadiagonal :

$$a^g_{1,i}T^{g,k}_{i-2} + a^g_{2,i}T^{g,k}_{i-1} + a^g_{3,i}T^{g,k}_i + a^g_{4,i}T^{g,k}_{i+1} + a^g_{5,i}T^{g,k}_{i+2} = b^g_i, \tag{12}$$

$$\left\{\begin{array}{ll} a^g_{1,i} = & G_{2,f_i}\cdot\max(\dot{m}^k_{f_i}c^k_{p,f_i},0) \\ a^g_{2,i} = & -G_{1,f_i}\cdot\max(\dot{m}^k_{f_i}c^k_{p,f_i},0) - G_{2,f_{i+1}}\cdot\max(\dot{m}^k_{f_{i+1}}c^k_{p,f_{i+1}},0) - \frac{k^{g,k}_{f_i}\cdot S^g_{r,f_i}}{\delta x^k_{f_i}} \\ a^g_{3,i} = & -G_{3,f_i}\cdot\min(\dot{m}^k_{f_i}c^k_{p,f_i},0) + G_{1,f_{i+1}}\cdot\max(\dot{m}^k_{f_{i+1}}c^k_{p,f_{i+1}},0) + \frac{k^{g,k}_{f_i}S^g_{r,f_i}}{\delta x^k_{f_i}} + \frac{k^{g,k}_{f_{i+1}}S^g_{l,f_i}}{\delta x^k_{f_{i+1}}} + \frac{a_k}{\delta t}m^g c^g_v + \sum_{j\in\{m,w,o\}}(\alpha^{g,j}_i)^k A^{g,j}_i \\ a^g_{4,i} = & G_{4,f_i}\cdot\min(\dot{m}^k_{f_i}c^k_{p,f_i},0) + G_{3,f_{i+1}}\cdot\min(\dot{m}^k_{f_{i+1}}c^k_{p,f_{i+1}},0) - \frac{k^{g,k}_{f_{i+1}}S^g_{l,f_{i+1}}}{\delta x^k_{f_{i+1}}} \\ a^g_{5,i} = & -G_{4,f_{i+1}}\cdot\min(\dot{m}^k_{f_{i+1}}c^k_{p,f_{i+1}},0) \\ b^g_i = & -\left(\dot{m}\frac{u^2}{2}\right)^{g,k}_{f_{i+1}} - \left(\dot{m}\frac{u^2}{2}\right)^{g,k}_{f_i} - \frac{a_k}{\delta t}\left(\frac{mu^2}{2}\right)^{g,k}_i + \frac{a_{k-1}}{\delta t}\left(mc_vT + \frac{mu^2}{2}\right)^{g,k-1}_i + \frac{a_{k-2}}{\delta t}\left(mc_vT + \frac{mu^2}{2}\right)^{g,k-2}_i + \sum_{j\in\{m,w,o\}}(\alpha^{g,j}_i)^k A^{g,j}_i T \end{array}\right.$$

Si le système ne présente pas de discontinuité, il reste inchangé ; en revanche, en présence d'une discontinuité croissante sur la face f_i ou décroissante sur la face f_{i+1}, il est nécessaire de modifier les coefficients $a^g_{3,i}$ et b^g_i :

$$\left\{\begin{array}{ll} a^g_{3,i} = & a^g_{3,i} + \alpha^{g,w}_{f_i}A^{g,w}_{f_i}\delta^+_{f_i} + \alpha^{g,w}_{f_{i+1}}A^{g,w}_{f_{i+1}}\delta^-_{f_{i+1}} \\ b^g_i = & b^g_i + \alpha^{g,w}_{f_i}A^{g,w}_{f_i}\delta^+_{f_i}T^w_{f_i} + \alpha^{g,w}_{f_{i+1}}A^{g,w}_{f_{i+1}}\delta^-_{f_{i+1}}T^w_{f_{i+1}} \end{array}\right. \tag{13}$$

3. Résultats

Les conditions de fonctionnement de la simulation sont définies avec une pression moyenne de 28 bar, des températures de paroi respectives de 923 K pour le chauffage et 300 K pour le refroidissement, et une fréquence de fonctionnement de 50 Hz. La simulation a été réalisée sur 2000 cycles pour assurer la convergence des puissances mécanique et thermique.

3.1. Température dans les solides

Les températures des parois solides et de la matrice poreuse dans le régénérateur sont calculées le long du moteur Stirling GPU3 sans hélium (conduction pure) ou avec convection, puis comparées à la solution analytique du cas sans convection (cf. Figure 2). Dans le cas de la conduction pure, la température de paroi se déduit analytiquement du flux de conduction qui s'établit entre le réchauffeur et le refroidisseur : $\Phi = (T_{chaud} - T_{froid})/R_{tot}$, avec la résistance

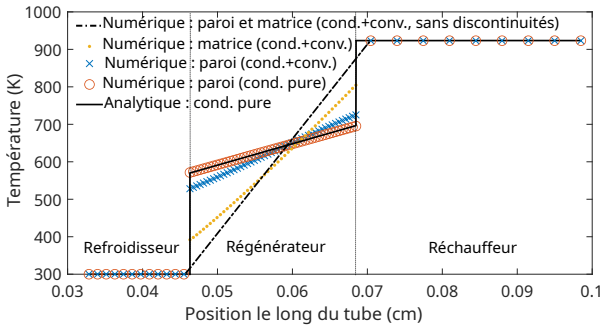
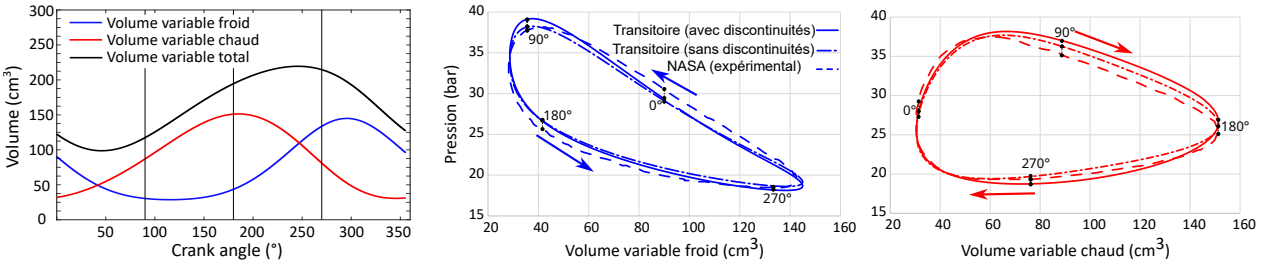


Figure 2 : Distribution des températures dans les parois ou la matrice poreuse du GPU3.

thermique totale étant la somme des résistances thermiques des 2 discontinuités ($\frac{|\ln(r_2/r_1)|}{2\pi\lambda e}$ où r_1 et r_2 sont les rayons moyens des sections adjacentes et e l'épaisseur) et de celle du régénérateur ($\frac{L_{\text{régé}}}{\lambda S^w_{\text{régé}}}$).

L'accord entre la solution analytique et la solution numérique de la température de paroi en conduction pure valide la prise en compte correcte des discontinuités de paroi entre les échangeurs et le régénérateur. Les discontinuités génèrent des sauts importants de température. Sans traitement particulier, la température des éléments solides évolue de manière linéaire sans aucun saut, ce qui n'est pas physique. Le traitement particulier des discontinuités doit être pris en compte puisque les sauts de température sont encore bien visibles en présence de convection sur les profils de température de la paroi et de la matrice poreuse, ce qui impacte les transferts thermiques avec le gaz dans le régénérateur puis entre le gaz et les échangeurs.

3.2. Pression-Volume



a) Variations de volume b) Diagrammes pression-volume

Figure 3 : Évolution de la pression et du volume au cours du cycle convergé.

La figure 3a montre les variations périodiques des volumes dans les espaces de compression (coté froid) et de détente (coté chaud) ainsi que le volume variable total sur un cycle complet. Ces variations entraînent des oscillations régulières de la pression, comme montré par les diagrammes PV de la figure 3b. L'hélium subit une compression relativement isochore entre 0 et 90° car il est chassé de l'espace froid vers l'espace chaud en gardant le volume total relativement constant. En se trouvant principalement dans le réchauffeur, l'augmentation du volume total cause une détente du gaz à haute température, ce qui fait chuter la pression entre 90 et 180°. L'hélium continu sa détente de manière isochore entre 180 et 270° : il stocke sa chaleur dans le régénérateur en se déplaçant de l'espace chaud vers l'espace froid, ce qui fait chuter la pression et absorbe des calories sur le réchauffeur. Le gaz se situe majoritairement dans la zone froide entre 270 et 360° où il subit une compression à basse température.

La figure 1 illustre l'influence de la gestion des discontinuités sur le modèle transitoire en comparant les résultats obtenus avec et sans gestion des sauts de section aux données expérimentales de Thieme [9]. La gestion de la discontinuité et la distinction entre paroi et matrice poreuse influence la pression dans le système. Les tendances sont bien reproduites par le modèle et la cohérence avec les données expérimentales traduit une capture correcte de la physique par ces modèles. Les différences résiduelles peuvent s'expliquer par diverses raisons : les corrélations décrivant les transferts convectifs ainsi que les pertes de charge dans les différents composants, les effets multi-dimmensionnels non pris en charge dans le modèle, la mauvaise connaissance de certains paramètres expérimentaux ou de la géométrie, la non prise en compte des frottements du piston, etc.

Étude	**Travail de compression [J]**	**Travail de détente [J]**
NASA [9] (expérimental)	108	−156
modèle transitoire sans gestion des discontinuités	89	−157
modèle transitoire avec gestion des discontinuités	97	−161

Tableau 1 : Comparaison des travaux de compression et détente obtenus par différentes approches.

L'aire entourée dans les diagrammes PV représentent les travaux mécaniques échangés par les forces de pression avec l'extérieur au niveau des pistons. L'aire de l'espace de compression correspond au travail consommé, tandis que celle de l'espace de détente correspond au travail produit. Les travaux obtenus sont comparés et résumés dans le tableau 1. Les résultats montrent que le modèle avec gestion des discontinuités prédit un travail de compression plus proche des données expérimentales comparé au modèle sans gestion . Les travaux de détente sont similaires pour les deux modèles sans gestion et avec gestion, indiquant que l'impact des discontinuités est plus marqué sur la compression. De manière générale,la gestion des discontinuités améliore la précision du modèle.

3.3. Température

La Figure 4 illustre les fluctuations les températures du gaz dans les volumes variables (chaud et froid) ainsi que dans les échangeurs thermiques (réchauffeur et refroidisseur), mesurées à trois positions distinctes (gauche, milieu et droite) au cours d'un cycle.

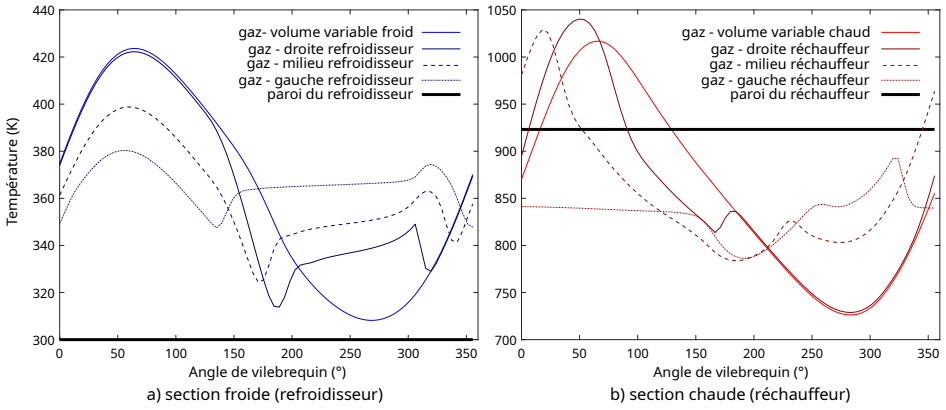


Figure 4 : Comparaison des fluctuations de température du gaz dans les sections chaude et froide.

Les températures du gaz montrent des oscillations périodiques dans l'ensemble du système. Les fluctuations de température aux positions gauche, milieu et droite révèlent une non-uniformité spatiale dans le transfert de chaleur à l'intérieur des échangeurs chaud et froid. Cette non-uniformité est plus prononcée dans le réchauffeur, en raison de sa taille plus importante que celle du refroidisseur. Dans la section froide, les températures du gaz restent supérieures à celle de la paroi, indiquant un transfert de chaleur constant et efficace du gaz de travail vers la paroi.

Dans la section froide (Fig. 4b), la température de la paroi est globalement supérieure à celle du gaz, ce qui traduit un apport de calories de l'extérieur au gaz de travail. Elle est toujours supérieure sur la partie gauche du réchauffeur, près du régénérateur. À la fin de la compression du gaz (entre 0 et 100°), le gaz est parfois légèrement plus chaud que la paroi, diminuant ainsi les puissances échangées au cours du cycle sur cet échangeur. De plus, on remarque que la température du gaz dans les échangeurs à proximité immédiate des volumes variables reste proche de celle du gaz dans ces volumes lorsque le gaz provient de l'échangeur, indiquant une bonne continuité thermique entre les échangeurs et les volumes variables.

4. Conclusion

Ce travail présente un modèle numérique transitoire développé pour simuler le comportement thermique du moteur Stirling GPU3. Contrairement aux approches classiques de la littérature, notre approche introduit des traitements spécifiques pour les discontinuités géométriques.

L'exemple étudié montre que ce traitement améliore la description des transferts thermiques dans le régénérateur et les échangeurs. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux montre une concordance satisfaisante, malgré des écarts résiduels dont les causes restent difficiles à identifier avec les données disponibles. Ce modèle constitue une base solide pour des études futures sur l'optimisation des performances des machines thermiques régénératives.

Références

[1] C. M. HARGREAVES, *The Philips Stirling Engine*, Elsevier,1991.

[2] F. Formosa and G. Despesse Analytical model for Stirling cycle machine design. *Energy Conversion and Management*, 51(10) :1855-1863, 2010.

[3] Mohammad H. Ahmadi and Mohammad Ali Ahmadi and Fathollah Pourfayaz and Mokhtar Bidi and Hadi Hosseinzade and Michel Feidt. Optimization of powered Stirling heat engine with finite speed thermodynamics. *Energy Conversion and Management*, 108 :96–105, 2016.

[4] Urieli, Israel and Berchowitz, David M, *Stirling cycle engine analysis*, 1984.

[5] AA Boroujerdi, A Ashrafizadeh, and SM Mousavi Naeenian. Numerical analysis of stirling type pulse tube cryocoolers. *Cryogenics*, 51(9) :521–529, 2011.

[6] Kai Wang, Swapnil Dubey, Fook Hoong Choo, and Fei Duan. A transient one-dimensional numerical model for kinetic stirling engine. *Applied energy*, 183 :775–790, 2016.

[7] Wen-Lih Chen and King-Leung Wong and Yu-Feng Chang. A computational fluid dynamics study on the heat transfer characteristics of the working cycle of a low-temperature-differential γ-type Stirling engine. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 75 :145–155, 2014.

[8] Rogdakis E, Bitsikas P, Dogkas G, Antonakos G. Three-dimensional CFD study of a β-type Stirling Engine. *Thermal Science and Engineering Progress*, 11 :302–316, 2019.

[9] Thieme LG., *Low-power baseline test results for the GPU 3 Stirling engine* (NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, USA. 1979)

[10] Martini, William R, *Stirling engine design manual*, 1983.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour son soutien, dans le cadre du projet ANR-21-CE05-0007 (projet DAVinCCHeaP).

Étude expérimentale et numérique d'un capteur solaire à tubes sous vide avec stockage intégrant un échangeur

Mehdi SALAH[1*], Hervé NOËL[1], Adrien FUENTES[1], Diane LE ROUX[1], Anthony MAGUERESSE[1], Liqun FENG[2], Thibaut COLINART[1]

[1]Univ Bretagne Sud, IRDL – CNRS UMR 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France
[2]Feng Technologies SAS, Z.A. du Riblay, 53260 Entrammes, France
[*](auteur correspondant : mehdi.salah@univ-ubs.fr)

Résumé - Ce travail présente une étude réalisée sur un champ solaire comprenant 14 capteurs à tubes sous vide Water-in-Glass intégrant un échangeur interne en vue de contribuer au chauffage d'un bâtiment d'élevage. L'instrumentation permet d'appréhender le comportement thermique de l'installation et d'évaluer ses performances. En parallèle, un modèle de l'installation est développé sous TRNSYS. Une comparaison entre simulation et expérience est proposée pour 4 séquences expérimentales présentant des conditions de fonctionnement différentes.

Abstract - This work presents a study carried out on a solar array consisting of 14 Water-in-Glass evacuated tube collectors with an internal heat exchanger, which contributes to the heating of a livestock building. Instrumentation is used to understand its thermal behavior of the system and to evaluate its performance. A model of the system is developed in TRNSYS. A comparison between simulation and experiment is proposed for 4 experimental sequences with different operating conditions.

Nomenclature

A_g	Surface brute totale des capteurs, m^2
c_p	Chaleur spécifique du fluide, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
G_b	Rayonnement solaire sur le plan des capteurs, $W.m^{-2}$
$q_{v,sol}$	Débit volumique du fluide caloporteur, $m^3.s^{-1}$
S	Surface de l'échangeur, m^2
U	Coefficient de transmission thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$
T	Température, °C
Symboles grecs	
ρ	Masse volumique du fluide, $kg.m^{-3}$
Indices et exposants	
in	Entrée du champ solaire
out	Sortie du champ solaire
amb	Ambiant

1. Introduction

Les capteurs solaires à tubes sous vide (CS-TSV) sont une technologie de captage solaire basée sur l'utilisation de tubes coaxiaux avec une cavité annulaire sous vide. Ce concept réduit significativement les pertes thermiques entre l'absorbeur et l'environnement, ce qui permet de dépasser les performances des capteurs plans, notamment dans des conditions de faible irradiance et de froid [1]. Les CS-TSV se déclinent en plusieurs variantes selon la conception de l'absorbeur : les caloducs, les tubes en U et les tubes sous vide Water-in-Glass (WiG). A l'intérieur des capteurs WiG s'établit une circulation naturelle par thermosiphon entre les tubes et le réservoir. L'eau chauffée par le soleil monte directement dans le réservoir, tandis que l'eau plus froide redescend dans les tubes. Une étude expérimentale comparative des capteurs WiG et caloducs [2] souligne que, malgré une efficacité moindre sous le climat méditerranéen, les capteurs WiG offrent un rendement économique 3 à 4 fois supérieur, en raison de leur conception simple qui réduit leur coût de fabrication. Par ailleurs, d'autres études réalisées sous

différentes conditions [3], [4] montrent que la circulation thermosiphon dans les tubes WiG permet une meilleure récupération de l'énergie solaire dans des conditions de faible irradiance.

Les capteurs WiG sont généralement couplés avec un réservoir de stockage intégré pour accumuler de l'énergie au niveau du capteur. Pour cette configuration, Budihardjo *et al.* [5] ont développé expérimentalement une corrélation du flux thermosiphon en fonction de l'irradiance de l'inclinaison des tubes et de la température de stockage et l'ont confrontée à une étude CFD. Singh *et al.* [3] ont proposé une équation prédisant la température de sortie de 2 capteurs en série à partir d'un bilan d'énergie et l'ont validé sur 2 jours de mesures avec un RMSE (*Root Mean Square Error*) inférieur à 0,84 °C. Enfin, Gambade *et al.* [6] ont développé une approche d'implémentation sous TRNSYS d'un capteur WiG avec stockage intégré et modélisé une installation comprenant 16 capteurs produisant de l'eau chaude sanitaire. Une bonne concordance est observée entre les simulations et des relevés expérimentaux obtenus sur une période de 5 mois, avec notamment un PMAE (*Percentage Mean Absolute Error*) de 8,5 % sur toute la période d'étude.

La majorité des travaux étudiant les capteurs WiG avec stockage intégré se focalisent sur le préchauffage d'ECS. Pour étendre leur usage au chauffage de bâtiments, une configuration innovante comprenant un échangeur en serpentin immergé dans le réservoir de stockage est proposée. Cet assemblage, qui sépare le fluide caloporteur de l'eau morte solaire, permet de transférer la chaleur à la boucle de chauffage tout en bénéficiant de la capacité de stockage du réservoir [7]. De telles installations ont été étudiées expérimentalement par Ghaderian *et al.* [7] pour des capteurs WiG et par Koffi *et al.* [8] pour un capteur plan. Les résultats soulignent l'efficacité des échanges thermiques au niveau du serpentin immergé. En revanche, la modélisation de ces configurations n'a pas été traitée à ce jour dans la littérature.

Cette communication vise donc à étudier la performance d'une installation opérationnelle de capteurs WiG avec stockage intégrant un échangeur interne, destinée au chauffage d'un élevage porcin situé dans le Nord-Ouest de la France. Une instrumentation a été mise en place dans le but de suivre les températures dans les réservoirs des capteurs WiG et d'évaluer la production thermique utile du champ solaire. Parallèlement, un modèle numérique du champ solaire est développé sous TRNSYS. Dans une démarche de validation, la réponse de ce modèle est confrontée aux données expérimentales en considérant différentes séquences types d'irradiance solaire et de soutirage.

2. Matériels et méthodes

2.1. Présentation de l'installation expérimentale

L'installation expérimentale étudiée est mise en place sur une exploitation agricole située dans le Nord-Ouest de la France [47°11'11"N, 0°43'00"W] et utilisée pour chauffer des bâtiments d'élevage porcin. Elle se compose de 14 capteurs WiG (modèle ETF-2 commercialisé par la société Fengtech), inclinés à 45°, orientés au sud-sud-est (12°). Ils présentent une surface brute totale de 54,2 m² et sont assemblés en série (Figure 1a). Chaque capteurs WiG est composé de 30 tubes solaires sous vide reliés à un réservoir horizontal isolé de 240 L. À l'intérieur du réservoir horizontal (Figure 1b), un serpentin immergé de 15 m de long et 3,2 cm de diamètre intérieur assure le transfert de chaleur entre l'eau morte solaire et le fluide caloporteur en circulation. L'assemblage en série permet ainsi au fluide caloporteur de se réchauffer progressivement le long des capteurs WiG. Le champ de capteurs est relié hydrauliquement à un ballon tampon de 1000 L situé dans un local chaufferie par deux conduites (~40 m de long et 3,2 cm de diamètre). Ces conduites sont partiellement enterrées et isolées, tandis que la portion aérienne passe dans le bâtiment chauffé et reste non isolée. Le déclenchement de la circulation solaire est régulé par l'écart de température entre le haut du dernier échangeur (n°14) et le bas du ballon tampon.

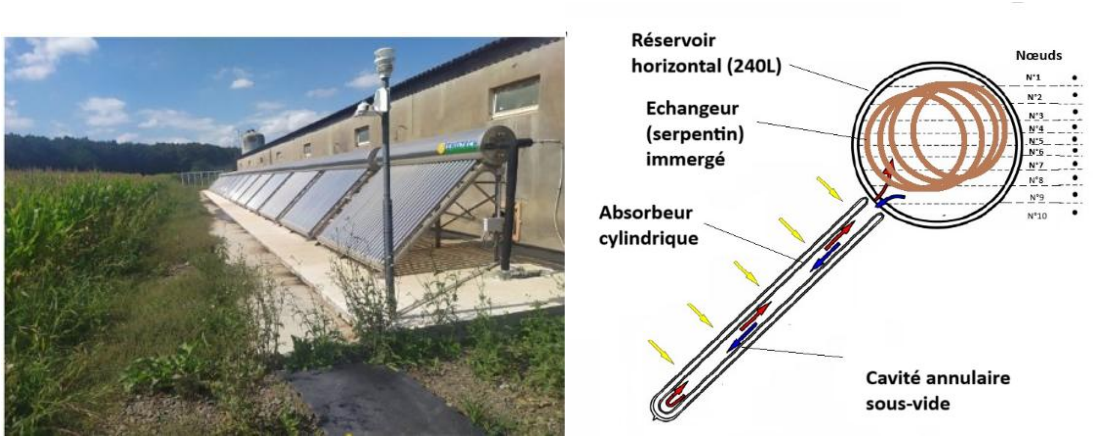


Figure 1 *: Aperçu de l'installation expérimentale (gauche) et vue en coupe d'un capteur WiG avec stockage intégrant un échangeur interne (droite).*

Le comportement thermique et les performances de l'installation sont évalués grâce à une instrumentation dédiée. Pour cela, 11 thermocouples ont été positionnés en bas et en haut de différents réservoirs, ainsi qu'au départ et à l'arrivée de la boucle de circulation solaire au niveau du ballon tampon. En complément, un débitmètre a été placé en sortie du ballon tampon. Une station météorologique installée sur un horizon sans masque aux abords du champ solaire permet de mesurer notamment le rayonnement global horizontal (*GHI*), la température ambiante T_{amb} et les conditions de vent. L'ensemble des données est télé-relevé avec un pas de temps de 5 min depuis Mars 2024.

A partir de ces mesures, l'énergie cumulée produite par la série de capteurs E_{sol} et le rendement de conversion solaire η_{sol} sont calculés comme :

$$E_{sol} = \int \mathrm{q}_{v,sol}\, \rho\, c_p\, (T_{out} - T_{in})\, dt \tag{1}$$

$$\eta_{sol} = \frac{E_{sol}}{A_g G_b} \tag{2}$$

2.2. Modèle TRNSYS de l'installation

L'installation expérimentale est modélisée sous TRNSYS 18. Le modèle unitaire pour le capteur WiG avec stockage intégrant un échangeur interne est composé de différents Types couplés entre eux. Le Type 71 (capteur TSV – WiG) permet de calculer le rendement du capteur selon la relation suivante :

$$\eta_{col} = a_0 - a_1 \frac{(T_{in} - T_{amb})}{G_b} - a_2 \frac{(T_{in} - T_{amb})^2}{G_b} \tag{3}$$

Les valeurs initiales des coefficients [$a_0 = 0{,}749$, $a_1 = 4{,}639$, $a_2 = 0{,}001$] reprennent les résultats d'une étude paramétrique de Gambade *et al.* [6] sur un capteur WiG similaire (avec stockage, mais sans échangeur interne). Un module équation est utilisé pour calculer le flux massique thermosiphon selon le modèle de Budihardjo *et al.* [5]. Le Type 1533 permet de modéliser le réservoir horizontal intégrant un échangeur interne. Ce dernier requiert en premier lieu une discrétisation unidimensionnelle du réservoir selon la hauteur, pour établir des bilans d'énergie et de masse pour chaque nœud à chaque pas de temps par rapports aux nœuds adjacents [9]. Ici, le volume du réservoir est discrétisé en 10 nœuds, où le nœud 1 correspond au sommet du réservoir. L'entrée du flux thermosiphon est attribuée au nœud 5 (milieu) et la sortie au nœud 9. Dans un second temps, il convient de discrétiser l'échangeur en serpentin selon sa longueur et de répartir ses nœuds dans le volume du réservoir. Selon Unrau [9], définir des nœuds de tailles inégales permet d'obtenir une meilleure approximation des profils de température dans certaines zones du réservoir. Compte tenu de la géométrie cylindrique du réservoir et en spirale de l'échangeur, 2 x 25% de la longueur de l'échangeur sont attribuées aux nœuds 1 et 10 du

réservoir et 8 x 6,25% de la longueur de l'échangeur sont attribuées aux autres nœuds. Enfin, les coefficients de transmission thermique, calculés analytiquement à partir des données de conception, sont imposés sur les surfaces latérales (U_{side} = 0,412 $W.m^{-2}.K^{-1}$) et verticales du réservoir (U_{edge} = 0,441 $W.m^{-2}.K^{-1}$). Pour finir, le Type 150 assure la convergence des températures et des débits à chaque itération et donc l'équilibre thermique de l'ensemble capteur-réservoir.

Pour modéliser l'arrangement des 14 capteurs WiG avec stockage intégrant un échangeur interne, des modèles unitaires sont mis sous macros et raccordés par les sorties de température et de débit de chaque échangeur. Les déperditions thermiques et les pertes de charge dans les conduites de départ et de retour du fluide caloporteur vers le ballon tampon sont modélisées avec les Type 952a (conduite enterrée) et Type 31 (conduite aérienne). Pour finir, ce modèle requiert comme données d'entrée la température et le débit au départ du ballon tampon, la température extérieure et l'irradiance globale dans le plan des capteurs G_b. Cette dernière est calculée à partir de la mesure expérimentale de *GHI* à l'aide du Type 16c.

2.3. Démarche de validation et d'analyse expérimentale

L'analyse du fonctionnement de l'installation expérimentale et les simulations sont réalisées pour quatre séquences courtes, de 2 à 3 jours. Les incertitudes de mesure sont de $\mp$ 1% pour les débitmètres $\mp 0.5°C$ pour les thermocouples. Comme illustré sur la Figure 2, ces séquences (notées A, B, C et D) se distinguent selon les conditions de rayonnement (ciel clair [A,C] vs. ciel variable [B,D]) et du débit du fluide caloporteur $q_{v,sol}$ (débit constant [A,B] vs. débit variable [B,D]).

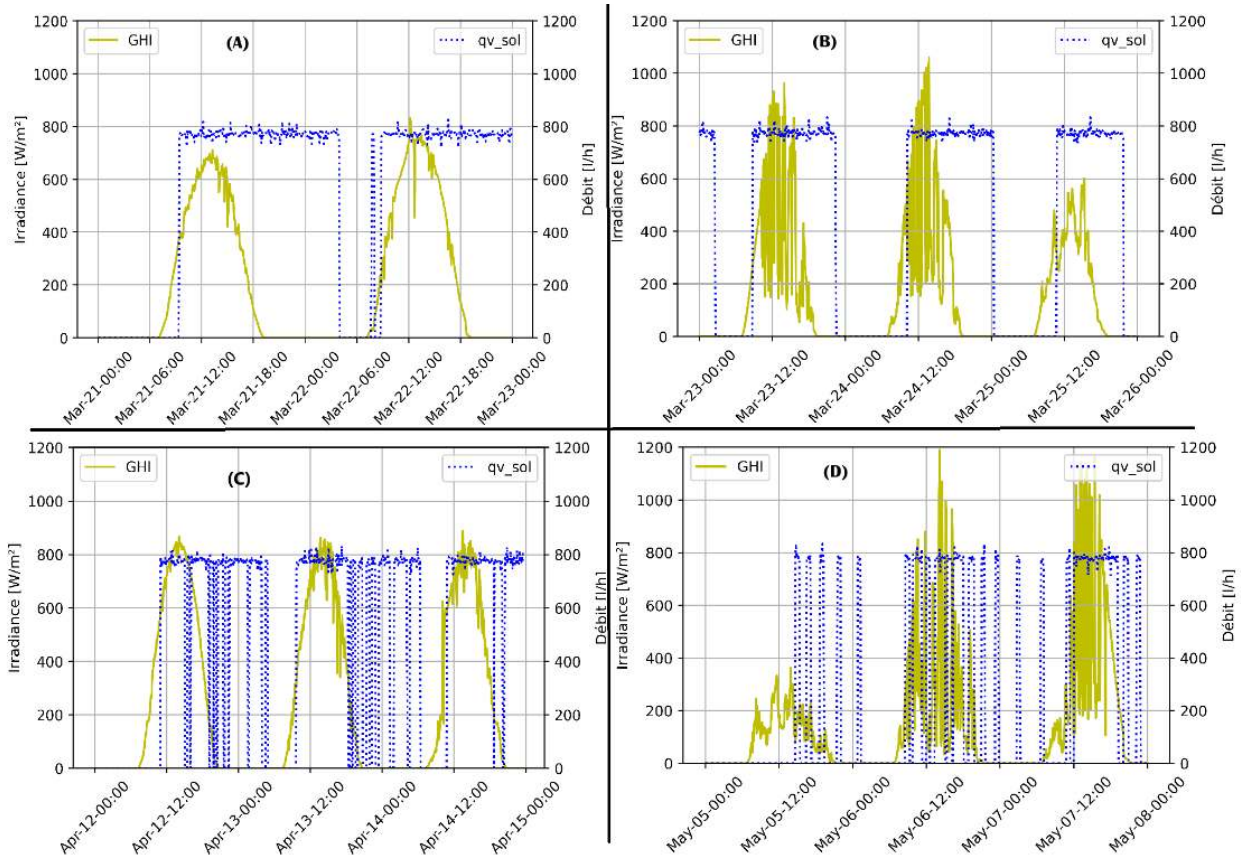


Figure 2 : *Évolutions de GHI et $q_{v,sol}$ pour 4 séquences expérimentales de validation du modèle.*

Une comparaison entre température simulée et mesurée est effectuée en différents points de l'installation, en particulier au niveau du retour dans le ballon tampon. Le pourcentage de l'erreur moyenne absolue (PMAE) est calculé pour juger de la validité du modèle.

La valeur simulée de E_{sol} est calculée selon l'équation (1). Le pourcentage d'erreur (PE) est ensuite calculé pour quantifier la déviation du modèle par rapport à l'expérience :

$$PE = \frac{E_{sol}(sim) - E_{sol}(exp)}{E_{sol}(exp)} \quad (4)$$

3. Résultats et discussion

3.1. Analyse du fonctionnement de l'installation dans des conditions de ciel clair et à débit constant

La Figure 3 présente les évolutions des températures d'entrée et sortie du circuit solaire, des températures moyennes de l'eau morte solaire des réservoirs 1, 7 et 14, le débit du fluide caloporteur q_{vsol}, et le rayonnement global horizontal *GHI* mesurés pour la séquence (A).

Au début de la séquence, le fluide caloporteur ne circule pas dans le champ solaire. Les températures en entrée/sortie du champ solaire tendent vers une température ambiante du local chaufferie, alors que les températures de l'eau morte solaire des réservoirs se stabilisent autour de 40 °C. Dès le lever du soleil (vers 7h20), l'effet thermosiphon se met en place, ce qui induit une augmentation des températures moyennes dans les réservoirs. Lorsque cette augmentation est suffisamment importante dans le 14ème réservoir par rapport à la température du ballon tampon, la circulation du fluide caloporteur est déclenchée (vers 9h00) : l'énergie solaire captée est transférée vers le ballon tampon. Les températures des réservoirs augmentent continuellement jusqu'à atteindre un maximum compris entre 55 et 68 °C. Celui-ci est atteint 3 à 5h après le maximum de GHI, soulignant le rôle inertiel des réservoirs. Puis, à mesure que l'énergie solaire captée par les tubes sous vide est moindre, la température des réservoirs diminue, l'énergie étant prélevée par le fluide caloporteur jusqu'à 8h après le coucher du soleil. La circulation du fluide caloporteur s'arrête lorsque la température dans le 14ème réservoir baisse suffisamment par rapport à la température du ballon tampon. Tout au long de l'essai, la température moyenne du 1er réservoir est plus faible que celle des 7ème et 14ème réservoirs. En entrée du champ solaire, la température du fluide caloporteur est la plus faible, puis se réchauffe au fur et à mesure qu'il circule dans les différents réservoirs. De fait, plus d'énergie est captée au niveau du 1er réservoir qu'au 14ème. La température maximale relevée en sortie de champ solaire est de l'ordre de 65 °C et environ 115 kWh d'énergie est collectée sur la première journée.

En l'absence de circulation de fluide caloporteur, les températures d'entrée et sortie du circuit solaire diminuent significativement, les canalisations n'étant pas isolées au niveau des mesures de température. Au niveau des réservoirs, cette baisse est très faible en raison de leur bonne isolation. Cette isolation des réservoirs implique que, durant la nuit et en présence de soutirage, le transfert de chaleur s'effectue uniquement entre l'eau morte solaire et le fluide caloporteur au travers de l'échangeur en serpentin. Entre le 21/03 à 19h15 et le 22/03 à 04h00, l'énergie collectée par le fluide caloporteur atteint 33,5 kWh. En considérant que cette énergie est transférée sous l'action de la différence entre la moyenne des températures 1, 7 et 14 et la température moyenne du fluide caloporteur entre l'entrée et la sortie du champ solaire, la conductance de l'échangeur interne est estimée à 157 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Cette valeur est proche de la valeur de 149 $W.m^{-2}.K^{-1}$ obtenue par Koffi *et al.* [8] pour un échangeur avec une géométrie comparable.

Le bilan de la production solaire E_{sol} pour la séquence (A) est de 247 kWh. L'énergie cumulée reçue sur la surface brute totale des capteurs A_g, est de 496 kWh, soit un rendement de conversion solaire de 0,50. Ce rendement est dans la moyenne de ceux mesurés du 11/04/2024 au 05/06/2024 (qui varient entre 0,48 et 0,54) et est légèrement supérieur à ceux mesurés par Gambade et al.[10] pour une série de 16 capteurs WiG sans échangeur en automne (qui varient entre 0,34 et 0,46).

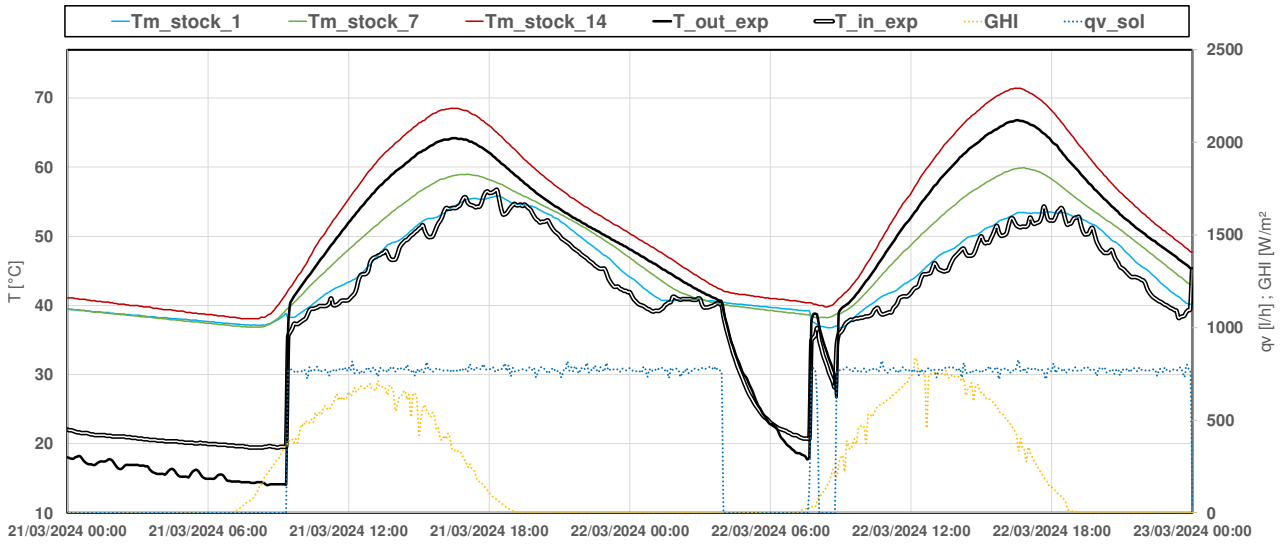


Figure 3 : *Évolutions des températures d'entrée et sortie du circuit solaire, des températures moyennes de l'eau morte solaire des réservoirs 1, 7 et 14, le débit du fluide caloporteur q_{vsol}, et le rayonnement global horizontal GHI mesurés pour la séquence (A).*

3.2. Comparaison simulation/expérience pour les différentes séquences expérimentales

La Figure 4 présente les évolutions mesurées et simulées de la température T_{out} en sortie de champ solaire et de l'énergie cumulée E_{sol} pour les 4 séquences expérimentales retenues. Les PMAE et PE sont synthétisés dans le Tableau 1.

Pour la séquence (A) la moins complexe, le modèle tend dans l'ensemble à légèrement sous-estimer T_{out} durant les phases de charge (matin) et de décharge thermique (la nuit) et à la surestimer en l'absence de débit du fluide caloporteur. En revanche, le modèle est capable de reproduire le déphasage entre le maximum d'énergie solaire et le maximum de température. Un accord satisfaisant est ainsi obtenu entre simulation et expérience, avec un PMAE de 3,7% sur l'ensemble des 2 journées. Concernant l'énergie cumulée E_{sol}, on note qu'un écart entre expérience (247 kWh) et simulation (210 kWh) se creuse au cours du temps après 2 jours. Malgré les incertitudes expérimentales sur les mesures de débit et de température, cette différence de 15% reste significative. Elle s'explique par des différences allant jusqu'à 50% constatées sur la puissance instantanée. En effet, même si les écarts entre température simulée et mesurée peuvent paraître faibles, ces variations peuvent devenir conséquentes quand elles sont ramenées à la différence de températures entre la sortie et l'entrée du champ solaire. Comme pour les températures, le modèle tend à sous-estimer la puissance produite, en particulier durant les phases nocturnes.

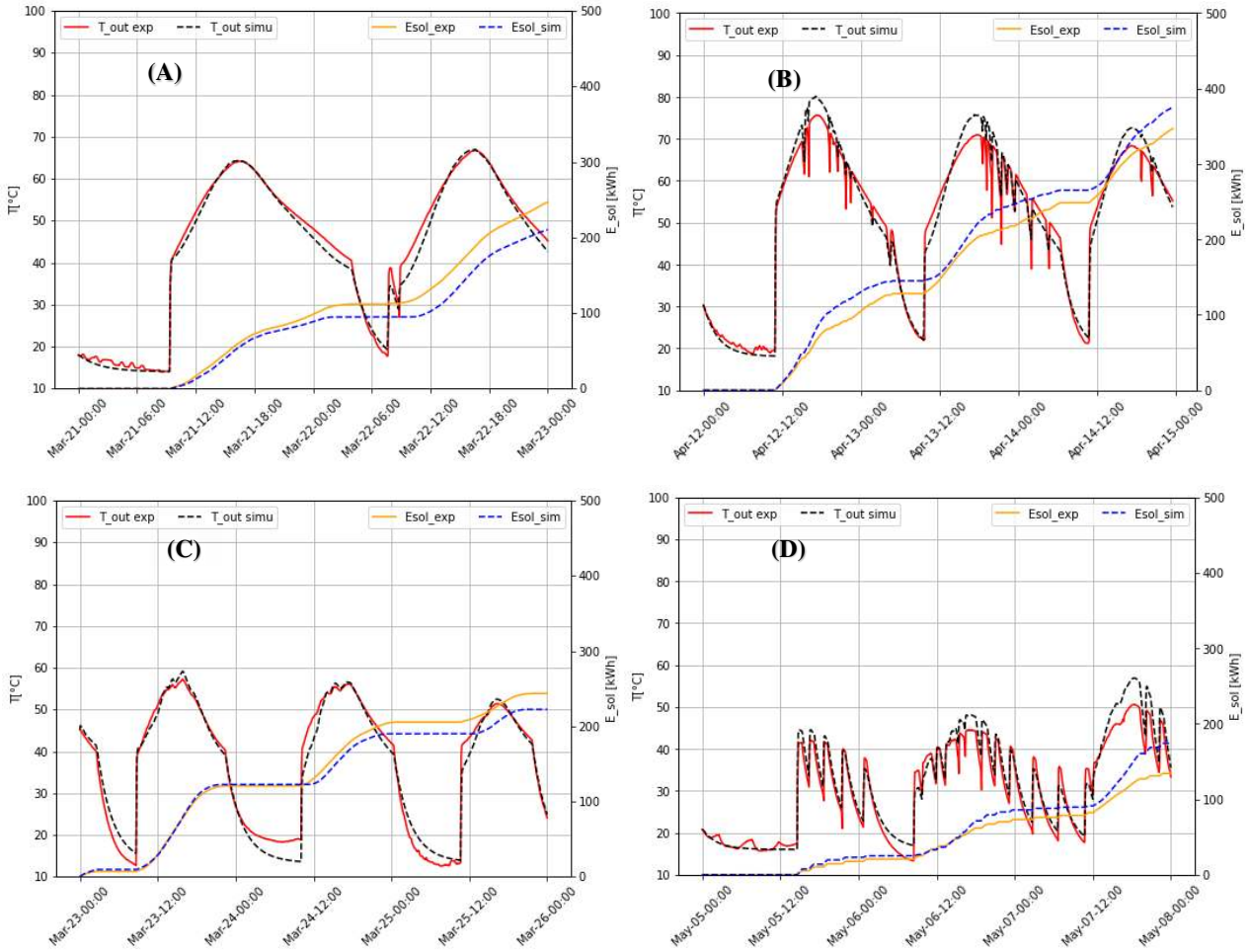


Figure 4 : *Comparaison entre simulation et expérience pour les températures en sortie du champ solaire et l'énergie cumulée pour quatre séquences expérimentales différentes.*

La démarche de comparaison entre données expérimentales et simulées est reproduite pour l'ensemble des autres séquences expérimentales (B), (C) et (D), qui sont plus complexes que la séquence (A). Globalement, un accord satisfaisant est constaté entre simulations et expériences, même si les PMAE sur les températures en sortie du champ solaire pour ces conditions d'études sont plus importants et peuvent atteindre 8%. Sur un travail portant sur la validation d'un modèle TRNSYS d'une installation à capteurs TSV sur des séquences courtes, Ayompe et al. [11] considèrent le modèle valide pour des valeurs de PMAE de température de sortie de 6,9 % à 16,9% .

Tableau 1 : *PMAE sur les températures en sortie du champ solaire et PE sur l'énergie cumulée pour quatre séquences expérimentales différentes.*

Séquence	*A (Ciel clair débit stable)*	*B (Ciel clair débit instable)*	*C (Ciel variable débit stable)*	*D (Ciel variable débit instable)*
PMAE (T_{out})	3,7%	4,7%	8%	7,4%
PE(E_{sol})	-15%	+8%	-9%	+29%

Les conditions de ciel clair conduisent à une valeur de l'indicateur PMAE plus favorable que celles observées sous un ciel variable. En revanche, la nature du profil de tirage du fluide caloporteur affecte visiblement la réponse du modèle : les séquences à débit fluctuant montrent une surestimation de T_{out} par le modèle, tandis que les séquences à débit stable affichent une

tendance à la sous-estimation. Cet effet est plus marqué sur les deux séquences à tirage stable où le PE sur l'énergie cumulé est de -9% (ciel variable) et -15% (ciel clair).

4. Conclusion

Une démarche expérimentale et numérique est proposée pour étudier les performances d'une installation de 14 capteurs solaires à tubes sous vide de type WiG avec stockage intégrant un échangeur interne.

Une instrumentation a permis le suivi du comportement thermique de l'eau morte solaire dans différents réservoirs et du fluide caloporteur entre l'entrée et la sortie du champ solaire. Les bilans de la production solaire, sur des périodes de 2 jours à 2 mois, ont donné des valeurs de rendement de conversion solaire entre 0,48 et 0,54, ce qui est comparable à l'efficacité moyenne des capteurs WiG (0,5 à 0,6) [2]. La poursuite du suivi de cette installation permettra d'appréhender son fonctionnement sur une période plus longue et de confirmer ces performances.

Un modèle TRNSYS de l'installation est développé, et sa réponse est confrontée aux données expérimentales sur 4 séquences types d'éclairement et de soutirage. Les températures simulées en sortie de champ solaire s'ajustent avec plus ou moins de fidélité aux mesures, le PMAE variant entre 3,7% dans le cas le plus favorable (ciel clair et tirage stable) et 8% dans le cas le moins favorable (ciel variable et tirage stable). En revanche, le modèle est moins précis sur la prédiction de l'énergie cumulée produite. Pour expliquer l'origine de ces écarts, une étude de sensibilité est envisagée pour affiner l'approche de modélisation.

Références :

[1] E. Zambolin et D. Del Col, « Experimental analysis of thermal performance of flat plate and evacuated tube solar collectors in stationary standard and daily conditions », *Sol. Energy*, vol. 84, nº 8, p. 1382-1396, août 2010.

[2] M. Hayek, J. Assaf, et W. Lteif, « Experimental Investigation of the Performance of Evacuated-Tube Solar Collectors under Eastern Mediterranean Climatic Conditions », *Energy Procedia*, vol. 6, p. 618-626, 2011.

[3] P. Singh, M. K. Gaur, G. N. Tiwari, et A. Kumar, « Thermal Modeling of Water-in-Tube Type Evacuated Tube Solar Collectors to Predict Outlet Water Temperature: An Experimental Validation », *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 145, nº 2, p. 021004, avr. 2023.

[4] G. L. Harding et Y. Zhiqiang, « Thermosiphon circulation in solar water heaters incorporating evacuated tubular collectors and a novel water-in-glass manifold », *Sol. Energy*, vol. 34, nº 1, p. 13-18, janv. 1985.

[5] I. Budihardjo, G. L. Morrison, et M. Behnia, « Natural circulation flow through water-in-glass evacuated tube solar collectors », *Sol. Energy*, vol. 81, nº 12, p. 1460-1472, déc. 2007.

[6] J. Gambade, H. Noël, P. Glouannec, et A. Magueresse, « Numerical model of intermittent solar hot water production », *Renew. Energy*, vol. 218, p. 119368, déc. 2023.

[7] J. Ghaderian *et al.*, « Performance of copper oxide/distilled water nanofluid in evacuated tube solar collector (ETSC) water heater with internal coil under thermosyphon system circulations », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 121, p. 520-536, juill. 2017.

[8] P. M. E. Koffi, B. K. Koua, P. Gbaha, et S. Touré, « Thermal performance of a solar water heater with internal exchanger using thermosiphon system in Côte d'Ivoire », *Energy*, vol. 64, p. 187-199, janv. 2014.

[9] Cody Unrau, « NUMERICAL INVESTIGATION OF ONE-DIMENSIONAL STORAGE TANK MODELS AND THE DEVELOPMENT OF ANALYTICAL MODELLING TECHNIQUES », 2017.

[10] J. Gambade, H. Noël, P. Glouannec, et A. Magueresse, « In-situ assessment of a solar vacuum tube collectors installation dedicated to hot water production », *Energy Rep.*, vol. 8, p. 605-615, nov. 2022.

[11] L. M. Ayompe, A. Duffy, S. J. McCormack, et M. Conlon, « Validated TRNSYS model for forced circulation solar water heating systems with flat plate and heat pipe evacuated tube collectors », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 31, nº 8-9, p. 1536-1542, juin 2011.

Optimisation multiobjectif de la cuisson d'un produit céréalier

Adrien FUENTES[1*], Patrick EL HELOU[1], Pascal LE BIDEAU[1], Patrick GLOUANNEC[1]

[1] Université de. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100, Lorient,
[*](auteur correspondant : adrien.fuentes@univ-ubs.fr)

Résumé - Ce travail est consacré au développement d'une procédure d'optimisation dédiée au pilotage d'un procédé de cuisson de produit céréalier. La méthode repose sur un couplage entre un modèle multiphysique et un algorithme d'optimisation multiobjectif. L'approche considère à la fois des critères de qualité du produit en fin de cuisson (teneur en eau moyenne, déformation et coloration) et des critères industriels (cadence et indicateur énergétique). L'objectif est de définir une consigne de température variable, sous contraintes, permettant d'optimiser simultanément ces critères. Les résultats obtenus sont validés par des expérimentations de cuisson à consignes variables.

Nomenclature

a_w	activité de l'eau, -
C	coefficient de pondération, -
c_p	capacité thermique massique à pression constante, J.kg^{-1}.K^{-1}
h	enthalpie massique, J.kg^{-1}
h_c	coefficient d'échange convectif, W.m^{-2}.K^{-1}
HR	humidité relative, -
M	masse molaire, kg.mol^{-1}
N	nombre de fonctions objectif, -
$\vec{\mathbf{n}}$	vecteur normal
n	flux massique, kg.m^{-2}.s^{-1}
P	pression, Pa
R	constante des gaz parfaits, J.mol^{-1}.K^{-1}
T	température, °C
v	vitesse de déformation, m.s^{-1}
w	teneur en eau, kg.kg^{-1}

Indices et exposants

a	air
c	dioxyde de carbone
g	gaz
l	liquide
m	moule
moy	moyenne
obj	valeur cible
$optim$	optimal
p	pate
pop	population, -
s	solide
sat	saturé
$surf$	surface

Symboles grecs

α_m	coefficient de transfert massique, m.s^{-1}
λ	conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
ρ	masse volumique, kg.m^{-3}
σ	contrainte, Pa
ϵ	émissivité, -
σ_{SB}	constante de Stefan-Boltzmann, W.m^{-2}.K^{-4}
ε	déformation, %
χ	paramètre colorimétrique : l^*, ou a^*, ou b^*

1. Introduction

La cuisson des produits céréaliers est un processus de transformation comprenant des phénomènes complexes (transfert de masse, déformation, gélatinisation...) ayant lieu lors du chauffage du produit. Selon les données de l'AGRESTE, la consommation énergétique annuelle dédiée à la phase de cuisson des produits céréaliers en France est d'environ 200 000 tonnes équivalent pétrole. Ainsi, l'augmentation continue de la population mondiale et des prix de l'énergie incitent à réduire cette consommation. Pour cela, deux axes de travail majeurs sont identifiés. Le premier est le développement d'outils numériques permettant de modéliser la phase de cuisson et le second repose sur le couplage de ces modèles à des algorithmes d'optimisation, visant à améliorer l'efficacité des lignes de production.

Bien que plusieurs approches, plus ou moins avancées, ont été proposées dans la littérature pour modéliser la cuisson des produits céréaliers [1]-[3], le second axe reste inexploré et fera l'objet de la présente publication.

2. Conditions expérimentales

Les essais de cuisson unitaires sont réalisés à l'aide d'un four de laboratoire instrumenté, similaire à celui utilisé dans les travaux de Ploteau et al [4]. La consigne de température de cuisson, imposée en surface de voûte et de sole du four, est régulée à l'aide d'un contrôleur PID. Ce four offre la possibilité de mesurer en continu la masse du produit, image de sa teneur en eau moyenne (w_{moy}) qui est le premier observable dans cette étude. Le second observable est la déformation de surface du produit (ε), obtenue par suivi du point central via l'analyse des clichés pris à travers la vitre du four pendant la cuisson. Enfin, le troisième observable porte sur la coloration de surface du produit. Cette caractéristique est évaluée dans l'espace colorimétrique (l^*, a^*, b^*), en utilisant l'expression (1) pour chaque paramètre χ de cet espace. Les constantes spécifiques β_χ et γ_χ sont déterminées par identification, à partir d'analyses colorimétriques de produits cuits.

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = \beta_\chi \, e^{\left(\frac{\gamma_\chi}{T_{surf}}\right)} \cdot \chi \qquad (1)$$

2.1. Géométrie et cuisson type

Avant l'étape de cuisson, un moule à gâteau dont l'empreinte est cylindrique est rempli avec 38 g de pâte crue composée de farine, d'œufs, de sucre, de levure chimique et de matière grasse. La hauteur initiale de pâte dans le moule est d'environ 10 mm (Figure 1). La géométrie de révolution du produit et de son moule permet de simplifier la résolution numérique en la réduisant à une géométrie 2D axisymétrique. La cuisson type est obtenue avec une consigne de température maintenue à 185 °C pour la sole et la voûte pendant 18 minutes. Les trois observables désignés précédemment et mesurés à l'issue de cette cuisson de référence, sont considérés comme des cibles à atteindre. Ils sont désignés par l'exposant obj dans la suite de ce travail.

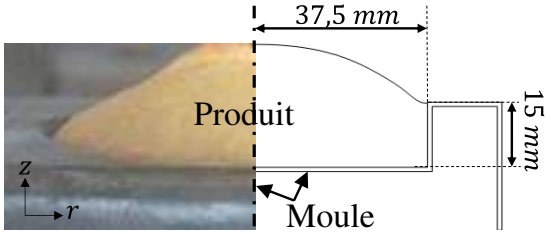


Figure 1 : *Géométrie du moule et du produit après cuisson*

3. Modèle multiphysique

Un modèle multiphysique a été développé afin de simuler les cinétiques de cuisson du produit. Dans cette approche, on considère le produit comme un milieu poreux déformable contenant trois phases : solide (pâte) (équation (2)), liquide (eau) (équation (3)) et gazeuse (équations (4) et (5)). La phase gazeuse comprend deux espèces, la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone libéré par les agents levants. Le transport de chaleur et de masse de chaque espèce est calculé en considérant certaines hypothèses (milieu homogène, équilibre thermodynamique local, mélange de gaz parfaits...). Le gonflement de la pâte causé par l'augmentation de la pression totale de gaz, est déterminé par un modèle viscoélastique.

Ce problème numérique est résolu à l'aide d'un code de calcul aux éléments finis (Comsol). Afin de s'assurer de la robustesse et de la précision de la résolution de ce modèle numérique, une étape de validation de celui-ci a été réalisée [5]. Cette validation se base sur des comparaisons entre observables expérimentaux et numériques au cours de séquences de cuisson unitaire à température de cuisson fixe, réalisées dans le four de laboratoire précédemment présenté.

3.1. Équations de conservation

3.1.1. Conservation de la masse

Les équations régissant le transport multiphasique dans un milieu poreux sont développées en se basant sur la conservation de la masse de chaque espèce. Dans les expressions (équations (3) à (5)), I_v représente le taux de changement de la phase liquide vers la phase vapeur et I_c la génération de dioxyde carbone. Ces quatre équations sont reformulées en fonction de quatre variables d'état que sont la teneur en eau (w), la température (T), la pression des gaz (P_g) et la porosité (ϕ). Les expressions détaillées de ces équations reformulées sont disponibles dans la littérature [6].

Conservation de la masse solide :

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\overrightarrow{v_s}\,\rho_s) = 0 \tag{2}$$

Conservation de la masse liquide :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\overrightarrow{v_s}\,\rho_l) = -\vec{\nabla}.\overrightarrow{n_l} - I_v \tag{3}$$

Conservation de la vapeur d'eau :

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\overrightarrow{v_s}\,\rho_v) = -\vec{\nabla}.\overrightarrow{n_v} + I_v \tag{4}$$

Conservation du dioxyde de carbone :

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\overrightarrow{v_s}\,\rho_c) = -\vec{\nabla}.\overrightarrow{n_c} + I_{\mathrm{c}} \tag{5}$$

3.1.2. Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie dans la pâte est développée en considérant l'équilibre thermodynamique local (équation (6)).

$$\frac{\partial \rho_p h_p}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left(\overrightarrow{v_s}\,\rho_p h_p\right) = -\vec{\nabla}.(-\lambda_p\,\vec{\nabla}T + \overrightarrow{n_l}\,h_l + \overrightarrow{n_v}\,h_v + \overrightarrow{n_c}\,h_c) \tag{6}$$

Pour le moule, l'expression se simplifie à (équation (7)) :

$$\rho_m c_{p,m}\frac{\partial T_m}{\partial t} = -\vec{\nabla}.(-\lambda_m \vec{\nabla} T_m) \tag{7}$$

3.1.3. Conservation de la quantité de mouvement

Une approche viscoélastique basée sur le modèle Kelvin-Voigt est utilisée. Elle permet de déterminer la déformation de la phase solide sous l'effet de la pression des gaz (équation (8)) :

$$\vec{\nabla}.\overline{\sigma_{eff}} = \vec{\nabla} P_g \tag{8}$$

3.2. Conditions aux limites

3.2.1. Interface air/produit

Le taux de transfert de masse est égal à la somme des flux de liquide et de vapeur. Il est proportionnel à la différence de masse volumique de la vapeur entre la surface du produit et son ambiance (équation (9)) :

$$\vec{\mathbf{n}} \cdot (\overrightarrow{n_v} + \overrightarrow{n_l}) = \alpha_m \left(\rho_{v,surf} - \rho_{v,a}\right) = \frac{\alpha_m M_v}{R} \left(\frac{a_w \, P_{v_{sat}}(T)}{T} - \mathrm{HR}_a \frac{P_{sat}(T)}{T_a} \right) \quad (9)$$

La pression du gaz est supposée être égale à la pression atmosphérique. La chaleur est échangée avec le milieu environnant par évaporation, convection et rayonnement (équation (10)) :

$$\vec{\mathbf{n}} \cdot \left(-\lambda_p \, \vec{\nabla} T + \overrightarrow{n_l} \, h_l + \overrightarrow{n_v} \, h_v\right) = -\alpha_m \left(\rho_{v,surf} - \rho_{v,a}\right) h_v + h_c \, (T_a - T) + \epsilon \, \sigma_{SB} \left(T_{par}^4 - T^4\right) \quad (10)$$

Pour le problème mécanique, un déplacement libre de la surface est considéré.

3.2.2. Interface produit/moule

À cette interface, il n'y a pas de transfert de masse (imperméable). Un contact parfait est considéré ($T = T_m$). Le déplacement normal est fixé à zéro.

3.2.3. Interface moule/air

Des échanges convecto-radiatifs sont considérés sur cette frontière.

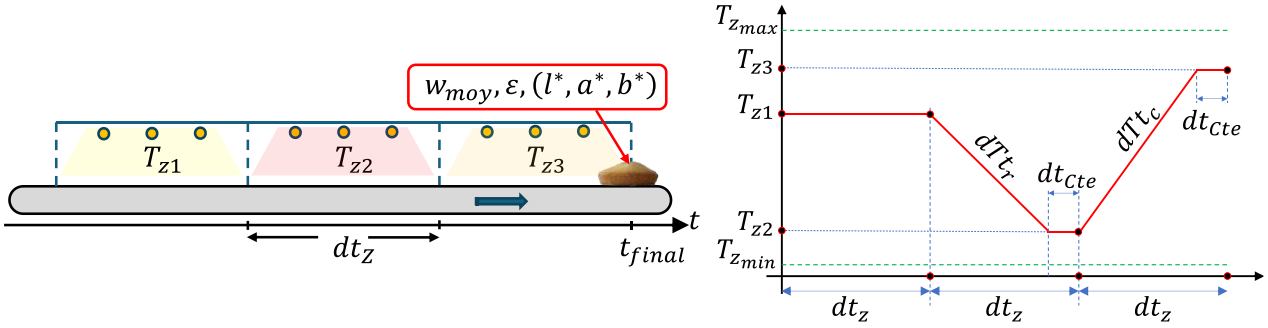
4. Optimisation multiobjectif

L'optimisation multiobjectif proposée dans ce travail concerne la cuisson du produit céréalier dans un four convoyeur industriel. L'enjeu est de garantir une cuisson de qualité tout en intégrant des critères d'optimisation industriels. Ce problème d'optimisation repose sur la recherche d'une séquence de consignes de température de cuisson permettant de minimiser simultanément cinq fonctions objectif (équation (11)). Les trois premières fonctions sont associées à des critères de qualité du produit (f^w, f^ε, f^C), tandis que les deux dernières représentent respectivement la cadence (f^t) et un indicateur à l'image du besoin énergétique du procédé (f^E). La qualité du produit est évaluée en comparant, au sens des moindres carrés, les valeurs des trois observables en fin de cuisson optimale à celles obtenues en fin de cuisson type. (§2.1).

$$\underbrace{\{\,[dt_z], [T_{z1}], [T_{z2}], [T_{z3}]\,\}}_{pop} = min \begin{cases} f^w = \left(w_{moy} - w_{moy}^{obj}\right)^2 \\ f^\varepsilon = \left(\varepsilon - \varepsilon^{obj}\right)^2 \\ f^C = \sum \left((l^*, a^*, b^*) - (l^*, a^*, b^*)^{obj} \right)^2 \\ f^t = dt_z \\ f^E = \sum_{k=1}^{3} dt_z \, . \, T_{z(k)} \end{cases} \quad (11)$$

4.1. Définition des contraintes

Le cas d'étude concerne la cuisson d'un produit céréalier dans un four industriel à passage, équipé d'un tapis convoyeur et de trois zones de cuisson de dimensions identiques (Figure 2,a). Chaque zone peut être réglée à une consigne de température différente. Pour le produit, la durée de résidence dans chaque zone (dt_z) est identique. Pour transposer ce cas d'étude au four de laboratoire utilisé, il est indispensable de définir des contraintes d'optimisation garantissant le respect des limites techniques spécifiques à ce pilote de cuisson (Tableau 1) (Figure 2,b). Des essais de caractérisation de dynamique thermique de ce four de laboratoire ont permis d'identifier les vitesses limites maximales pour le chauffage (dTt_c) et le refroidissement (dTt_r). De plus, une durée minimale de maintien en température pour chaque palier (dt_{Cte}) est imposée afin d'assurer la stabilisation de la température de cuisson souhaitée avant tout changement de consigne. Afin de limiter le domaine de recherche des paramètres, les températures et la durée de cuisson dans chaque zone sont contraintes par des valeurs limites.



(a) (b)

Figure 2 : *Four industriel à convoyeur (a) et exemple d'une séquence de consignes de température de cuisson recherchée (b)*

	dTt_c	dTt_r	dt_{Cte}	dt_z	$T_{z_{min}}$; $T_{z_{max}}$
	$°C.min^{-1}$	$°C.min^{-1}$	min	min	$°C$
Contraintes considérées	2	0,7	0,5	$[0{,}5\ dt_z^{obj}; dt_z^{obj}]$	170 ; 200

Tableau 1 : *Contraintes du problème d'optimisation*

4.2. Séquencement de la résolution

La procédure d'optimisation proposée repose sur le couplage entre un code aux éléments finis dédié à la résolution du modèle numérique et un algorithme d'optimisation de type évolutionnaire (génétique) (Figure 3). Chaque individu de la population possède une chaine génétique représentant un quatuor des 4 variables recherchées $(T_{z1}, T_{z2}, T_{z3}$ et $dt_z)$. La recherche de ces paramètres opératoires optimaux est menée en nombre entier. Cela permet, d'une part, de réduire la longueur de codage du génotype de chaque individu [7], et d'autre part cela permet d'être en adéquation avec les niveaux de précision industrielle disponibles (le degré, la seconde). À l'étape 0, une population d'individus est générée aléatoirement, chacun étant défini par une chaîne génétique unique. À l'étape 1, chaque individu de la population est évalué à l'aide du modèle numérique présenté précédemment, ce qui permet de déterminer à l'issue de cette phase, les trois observables de fin de cuisson considérés pour chaque individu. À l'étape 2, l'ensemble des fonctions objectif sont calculées, puis, à l'étape 3, les critères de convergence sont testés.

L'algorithme d'optimisation s'arrête lorsque l'une des conditions suivantes est remplie : un nombre maximal de générations atteint ou une variation relative moyenne des fonctions objectif inférieure à un seuil prédéfini [8]. Si ces critères ne sont pas satisfaits, les opérateurs d'évolution (sélection, croisement, mutation) [9] sont appliqués à l'étape 4, générant une nouvelle population qui sera évaluée ensuite par le modèle numérique à l'étape 1. Une fois la convergence atteinte, une population Pareto optimale est obtenue. L'étape finale consiste à sélectionner un individu sur cette surface de Pareto à l'aide de coefficients de pondération reflétant la stratégie d'optimisation désirée (étape 5). Dans ce travail, la priorité est donnée aux critères de qualité produit $(C_w, C_\varepsilon, C_C)$, tout en intégrant deux critères typés industriels (C_t, C_E) (Tableau 2). Après normalisation des fonctions objectif (équation (12)), une pondération sur celles-ci est appliquée (équation (13)), et l'individu optimal sélectionné est celui possédant la plus faible norme euclidienne (équation (14)).

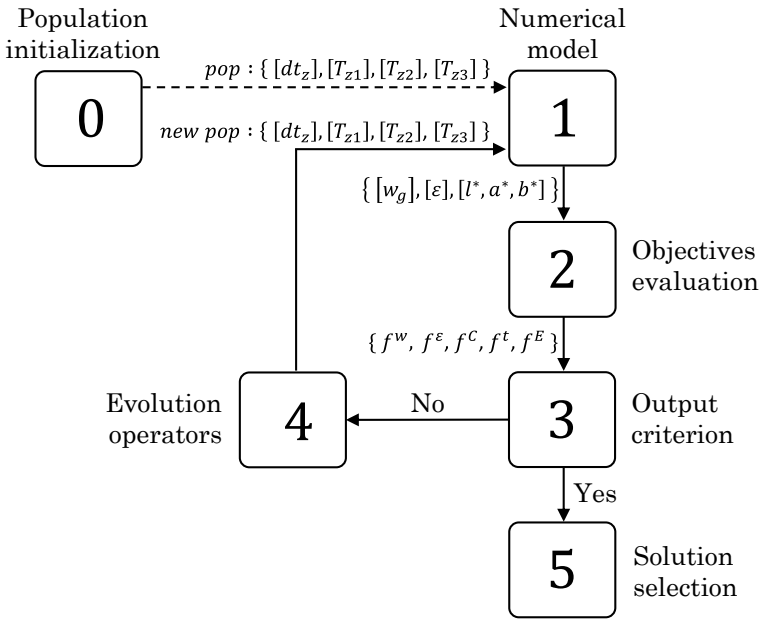


Figure 3 : *Séquencement de la procédure d'optimisation*

$C_i \rightarrow$	C_w	C_ε	C_C	C_t	C_E
	Teneur en eau moy. finale	Déformation finale	Coloration finale	Cadence de production	Energie procédé
Valeurs considérées	0,23	0,21	0,23	0,13	0,15

Tableau 2 : *Coefficients de pondération retenus*

$$[f^*]_{(pop \times N)} \in [0\,;1] \tag{12}$$

$$[\mathbf{F}]_{(pop \times N)} = [\,f^*\,]_{(pop \times N)} * [\,diag(C_i)\,]_{(N \times N)} \tag{13}$$

$$(\,dt_{PCZ},\, T_{Z1},\, T_{Z2},\, T_{Z3})_{optim} = min \left\| [\mathbf{F}]_{(pop \times N)} \right\| \tag{14}$$

5. Résultats

Avec le jeu de coefficients de pondération retenus (Tableau 2), la procédure d'optimisation a permis de déterminer le profil de commande de cuisson optimale présenté dans le Tableau 3. On observe tout d'abord une légère difficulté à atteindre précisément les consignes de température définies par la procédure (Figure 4, a) : les niveaux de température expérimentaux obtenus étant légèrement supérieurs aux consignes numériques souhaitées.

Sur le plan hydrique, la cuisson optimale permet d'atteindre plus rapidement la teneur en eau moyenne du produit obtenue en fin de cuisson type (Figure 4, b). Cela confirme que le premier critère de qualité est respecté tout en réduisant le temps nécessaire pour l'atteindre. Concernant la déformation de surface, bien que le modèle numérique montre des difficultés à prédire précisément cet observable durant la cuisson type (Figure 4, c), les valeurs expérimentales et numériques obtenues en fin de cuisson optimisée s'accordent respectivement bien avec celles constatées en fin de cuisson type, confirmant le maintien de ce critère qualitatif. Pour la coloration de surface, les résultats numériques et expérimentaux révèlent des niveaux similaires entre les séquences de cuisson optimisée et de cuisson type (Figure 4, d), indiquant que ce critère de qualité produit est également préservé. Du point de vue industriel, la cuisson optimisée offre un gain de cadence supérieur à 10 % et une réduction de plus de 6 % de l'indicateur reflétant le besoin énergétique du procédé.

	T_{z1}	T_{z2}	T_{z3}	dt_z	$\Sigma\ dt_z\ .T_{zi}$
Cuisson type	$185°C$	$185°C$	$185°C$	$360s$ (*soit au total* 18 *min*)	$55{,}5\ °C.h$
Variation	+4,3%	+3,8%	+6,5%	−10,6%	−6,1%
Solution optimale	$193°C$	$192°C$	$197°C$	$322s$ (*soit au total* 16 *min*)	$52{,}1\ °C.h$

Tableau 3 : *Cuisson type et séquence de consignes de température de cuisson optimales*

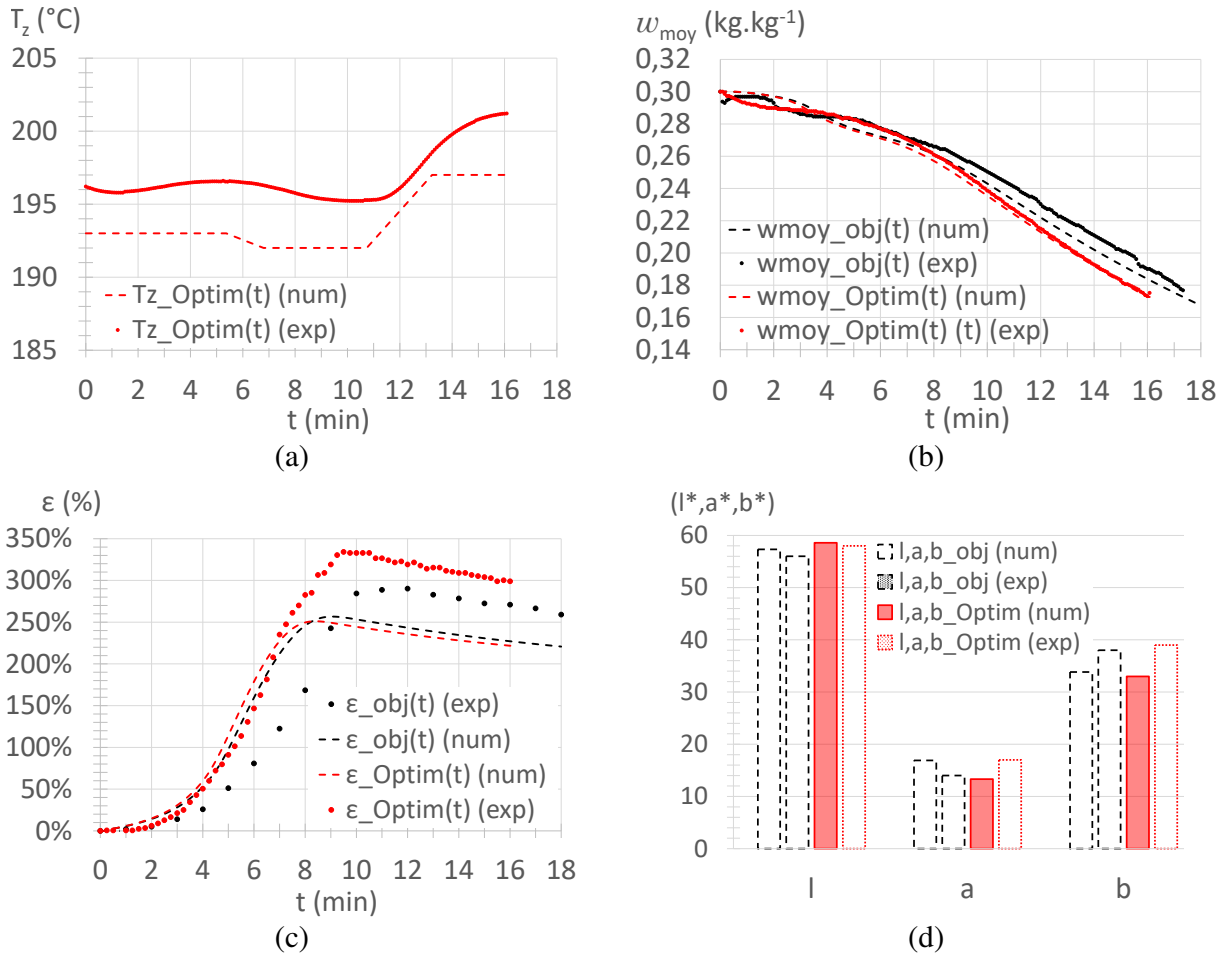


Figure 4 : *Comparaisons expérimentales et numériques des consignes de température désirées et obtenues (a) et des évolutions de teneur en eau moyenne (b), de déformation (c) et de colorimétrie (d) pour les cuissons type et optimale*

6. Conclusion

Ce travail propose une procédure d'optimisation multiobjectif pour le pilotage d'un procédé de cuisson de produit céréalier. Cette procédure repose sur le couplage d'un modèle multiphysique, capable de prédire les comportements hydrique, mécanique et thermique du produit, avec un algorithme d'optimisation évolutionnaire sous contraintes. Les résultats obtenus ont démontré la capacité de cette procédure à définir des consignes de température optimales, définies dans le contexte d'une cuisson industrielle par four convoyeur, et satisfaisant simultanément des critères de qualité du produit (teneur en eau, déformation, coloration) et des critères industriels (cadence et indicateur énergétique). Ces consignes ont été mises en œuvre expérimentalement avec un four de laboratoire, et les résultats obtenus valident la pertinence des solutions proposées. Cette procédure constitue un outil dans une démarche d'amélioration industrielle, visant à optimiser la consommation énergétique du procédé de cuisson tout en réduisant les rebuts de production liés à l'utilisation de méthodes empiriques pour la détermination des paramètres opératoires de cuisson.

Références

[1] M. M. Ureta, D. F. Olivera, et V. O. Salvadori, « Baking of Sponge Cake: Experimental Characterization and Mathematical Modelling », *Food Bioprocess Technol*, vol. 9, nº 4, p. 664-674, avr. 2016, doi: 10.1007/s11947-015-1660-3.

[2] C. Cevoli, V. Panarese, C. Catalogne, et A. Fabbri, « Estimation of the effective moisture diffusivity in cake baking by the inversion of a finite element model », *Journal of Food Engineering*, vol. 270, p. 109769, avr. 2020, doi: 10.1016/j.jfoodeng.2019.109769.

[3] K. Seranthian et A. Datta, « Dynamics of cupcake baking: Coupled multiphase heat and mass transport in a deformable porous material », *Chemical Engineering Science*, vol. 277, p. 118802, août 2023, doi: 10.1016/j.ces.2023.118802.

[4] J. P. Ploteau, V. Nicolas, et P. Glouannec, « Numerical and experimental characterization of a batch bread baking oven », *Applied Thermal Engineering*, vol. 48, p. 289-295, déc. 2012, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2012.04.060.

[5] P. El Helou, P. Le Bideau, A. Fuentes, et P. Glouannec, « Experimental and numerical investigations of cake baking in mold », *Journal of Food Engineering*, vol. 382, p. 112215, déc. 2024, doi: 10.1016/j.jfoodeng.2024.112215.

[6] P. E. Helou, P. L. Bideau, A. Fuentes, et P. Glouannec, « Numerical modelling of heat and mass transfer during cake baking », *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 2766, nº 1, p. 012088, mai 2024, doi: 10.1088/1742-6596/2766/1/012088.

[7] A. S. Akopov, L. A. Beklaryan, M. Thakur, et B. D. Verma, « Parallel multi-agent real-coded genetic algorithm for large-scale black-box single-objective optimisation », *Know.-Based Syst.*, vol. 174, nº C, p. 103-122, juin 2019, doi: 10.1016/j.knosys.2019.03.003.

[8] The MathWorks Inc. (2024), *Genetic Algorithm Toolbox*.

[9] K. Alexakis, V. Benekis, P. Kokkinakos, et D. Askounis, « Genetic algorithm-based multi-objective optimisation for energy-efficient building retrofitting: A systematic review », *Energy and Buildings*, vol. 328, p. 115216, févr. 2025, doi: 10.1016/j.enbuild.2024.115216.

Analyse topologique des réseaux de chaleur nationaux

Topological analysis of French district heating networks

Martin BADET-RIALHE[1,2*], Aurore LOMET[3], Laurent VUILLON[2], Boris NEROT[1], Julien RAMOUSSE[1]

[1]LOCIE, Université Savoie Mont Blanc, CNRS, 73000 Chambéry, France
[2]LAMA, Université Savoie Mont Blanc, CNRS, 73000 Chambéry, France
[3]Université Paris-Saclay, CEA, Service de Génie Logiciel pour la Simulation,
91191, Gif-sur-Yvette, France.
*(auteur correspondant : martin.rialhe-badet@univ-smb.fr)

Résumé - Les réseaux de chaleur, qui peuvent chauffer des bâtiments plus efficacement et à moindre coût, se généralisent, s'étendent et évoluent. Il est alors nécessaire de mieux comprendre comment leurs topologies impactent leur flexibilité énergétique. La méthode proposée s'appuie sur la théorie des graphes pour développer des outils d'analyse topologique afin de caractériser, classifier et expliquer les topologies des réseaux. Les résultats montrent la pertinence de l'approche proposée - notamment des caractéristiques extraites - pour expliquer les réseaux de chaleur.

Abstract - District heating networks, which can heat building more efficiently at a lower cost, are multiplying, spreading, and evolving. It is then necessary to understand further how their topologies impact their energetic flexbility. The proposed method uses graph theory to develop topological analysis tools in order to caracterise, classify and explain network topologies. Results show the proposed approch's relevance - in particular that of the extracted caracteristics - to explain urban heat networks.

1. Introduction

Les besoins de chauffage représentent près des deux tiers de l'énergie consommée dans le secteur du bâtiment en France [1]. Dans ce contexte, les réseaux de chaleur émergent comme une solution prometteuse pour améliorer l'efficacité énergétique et réduire les émissions de gaz à effet de serre. Ces systèmes permettent de distribuer la chaleur produite de manière centralisée à plusieurs bâtiments, offrant ainsi une gestion plus efficace des ressources énergétiques. De plus, par le foisonnement, les pics de consommation individuels sont lissés à l'échelle du réseau, nécessitant une puissance installée proportionnellement moins importante. D'ailleurs, l'Union européenne émet des recommandations pour favoriser leur développement [2].

Les réseaux de chaleurs évoluent [3] notamment vers des températures plus basses pour permettre le raccordement de nouvelles sources de chaleur décentralisées, nécessitant une modification de leurs structures. Les réseaux ont aussi tendance à s'étendre, jusqu'à s'interconnecter parfois avec leurs voisins. Cette évolution mène à des topologies - des tracés - variés, parfois linéaires, maillés, dendritiques, qui impactent les façons de gérer les réseaux et leurs évolutions, en particulier du point de vue de la flexibilité dans le pilotage de ces systèmes pour assurer une adéquation entre ressources disponibles et demandes à chaque instant. Par exemple, la longueur - et donc le volume d'eau - d'un réseau impacte son inertie thermique et donc sa

capacité de déphasage temporel. Les réseaux maillés permettent une gestion des flux de chaleur en fonction des besoins thermiques locaux. Les réseaux plus ramifiés (dendritiques) couvrent plus complètement et efficacement leur territoire. Enfin, une grande diversité des sources de production assure une flexibilité accrue de la production.

Dans ce cadre, on s'intéresse à l'évolution des réseaux et à leur caractérisation par des indicateurs pertinents et objectifs. Pour répondre à cette problématique, cette caractérisation peut passer par la topologie des réseaux [4, 5]. Les auteurs dans [5, 6] proposent notamment une optimisation de nouveaux réseaux et des topologies souhaitables, mais ne développent pas l'analyse des topologies existantes.

Dans ce contexte, la méthode proposée dans cet article vise à caractériser, classifier et expliquer les topologies des réseaux de chaleur en s'appuyant sur la théorie des graphes qui offre des outils pour cette analyse topologique. Pour ce faire, sur la base de données réelles, des caractéristiques sont extraites (dimension fractale, nombre de boucles) qui sont ensuite utilisées pour classifier les réseaux.

2. Données

2.1. Sources des données

Ce travail se base sur les données en *open data* des réseaux de chaleur français : France Chaleur Urbaine [7] ; et les données locales de consommation de chaleur et de froid [8] publiées par le SDES. France Chaleur Urbaine est un projet d'innovation pour accélérer le raccordement des bâtiments aux réseaux de chaleur. Dans ce cadre, France Chaleur Urbaine recense les réseaux de chaleurs du territoire métropolitain, ainsi le plus souvent que leur tracé et diverses caractéristiques techniques comme la longueur ou l'année de création. Ces tracés sont utilisés dans l'analyse topologique, ainsi que la longueur et l'année de création. Au moment de l'obtention des données (2022), France Chaleur Urbaine recensait les tracés de 793 réseaux de chaleur. Le SDES (service des données et études statistiques) des ministères chargés de l'environnement, de l'énergie, de la construction, du logement et des transports met à disposition les données locales de consommation de chaleur et de froid, de 2018 à 2023. Pour l'année 2022, les données de 970 réseaux de chaleur et de froid sont renseignées.

2.2. Analyse des données

Dans les données locales de consommation de chaleur et de froid du SDES, certains gestionnaires de réseaux ont choisi de ne pas renseigner toutes leurs informations. D'autres données apparaissent avec la valeur "secret". Enfin, dans le détail des puissances installées par exemple, certains ont laissés vides les champs nuls. Ces données ont été triées pour distinguer les valeurs manquantes des valeurs nulles et exclure les réseaux dont les valeurs sont manquantes ou aberrantes. Les réseaux de froid ont aussi été écartés. Les deux jeux de données ont été regroupés en ne conservant que les réseaux en commun, pour un total de 442.

Les données du SDES distinguent 17 filières énergétiques différentes et précisent, pour chaque filière, la puissance installée, la production et le pourcentage de cogénération. Ces filières ont été préalablement regroupées en trois grandes catégories : énergies renouvelables et de récupération (ENR&R) pilotables ou non pilotables ; et énergies fossiles (supposées pilotables). Ce regroupement est motivé, pour le caractère pilotable, par les questions de flexibilité, et pour le caractère renouvelable, par les réglementations qui conditionnent les subventions à un taux d'ENR&R. La filière "chaudières électrique" est conservée à part. De plus, le nombre de

filières associées à une puissance installée non nulle, qui constitue un indicateur de la diversité des sources, a été évalué. Les données du SDES contiennent aussi le détail des consommations par filières, le nombre de points de livraison et le contenu en CO_2. Les données de FCU contiennent, en plus du tracé, la longueur, l'année de création, le taux d'ENR&R, le contenu en CO_2 et le type de fluide caloporteur. Ces données permettent de calculer d'autres indicateurs comme le taux de charge, la densité thermique linéique ou le rendement de distribution.

3. Méthodologie proposée

Ces données en l'état doivent être retravaillées. Les données géométriques du tracé des réseaux, en particulier, ne peuvent pas être exploitées par des algorithmes qui attendent en entrée des valeurs numériques.

L'approche retenue (figure 1) consiste à :
— à partir du tracé, extraire des indicateurs (la dimension fractale, le nombre de boucles, la longueur) qui caractérisent la topologie des réseaux ;
— classifier les réseaux parmi différentes topologies typiques ;
— par une approche causale, expliquer les liens entre ces topologies et les autres caractéristiques des réseaux.

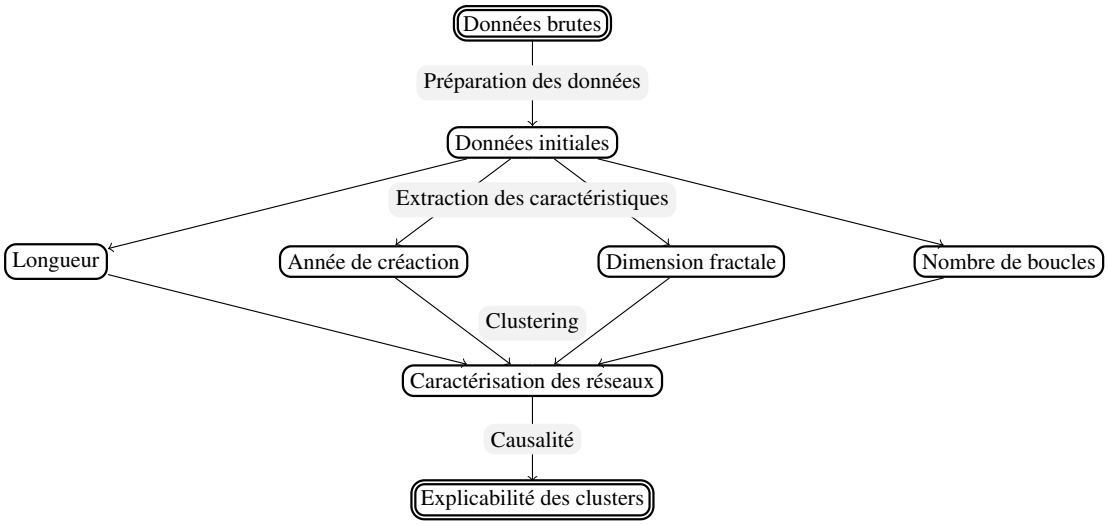


Figure 1 : *La méthode proposée*

3.1. Caractérisation des réseaux

Les tracés renseignés dans France Chaleur Urbaine sont approximatifs, en particulier aux intersections où les extrémités des traits peuvent dépasser de quelques millimètres, ou au contraire ne pas tout à fait toucher l'autre trait. Par ailleurs, il arrive que l'aller et le retour soient confondus ou distincts. On peut rencontrer les deux cas sur un même réseau.

Pour pallier ces imprécisions, le tracé des réseaux est pixelisé (Figure 2), et les indicateurs de la topologie des réseaux sont construits à l'aide de méthodes issues de l'analyse d'image. La longueur renseignée dans France Chaleur Urbaine est utilisée plutôt qu'une mesure moins fiable effectuée sur le tracé.

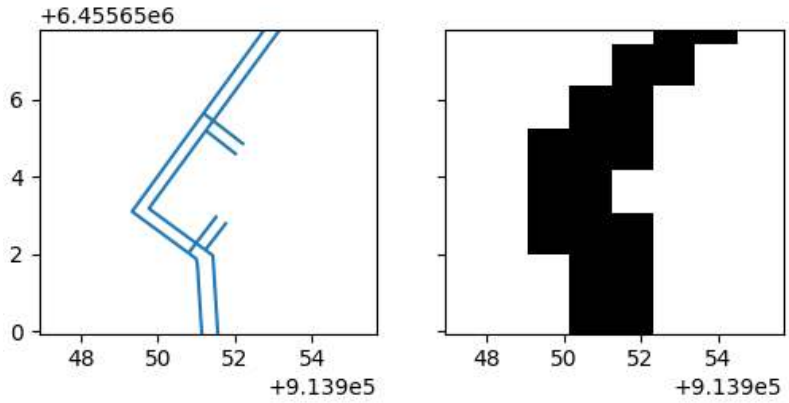


Figure 2 : *Extrait du réseau de Grenoble en vue aérienne, dédoublé (à gauche) et pixelisé (à droite)*

3.1.1. Dimension fractale

La dimension fractale, comprise entre 1 (dimension d'une droite) et 2 (dimension d'un plan), permet de qualifier le caractère ramifié et dendritique des réseaux, c'est-à-dire leur occupation de l'espace. Cette grandeur a été calculée par un algorithme de *box-counting* [9, 10]. À partir d'un carré englobant le réseau, à chaque étape, des carrés deux fois plus petits que les précédents sont construits (voir les figures 3 et 4). La dimension fractale est alors donnée par la pente de la droite approximante en échelle log-log du nombre de carrés remplis versus la longueur du côté des carrés.

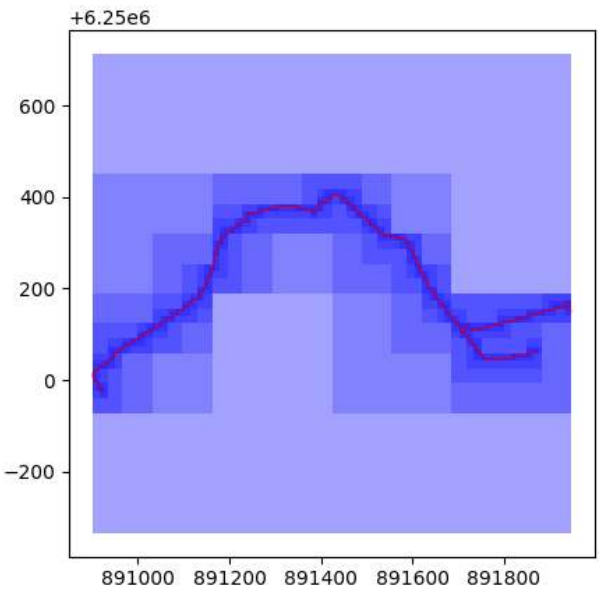


Figure 3 : *Le réseau de Massileo, à Marseille, avec une dimension fractale de* 1.01

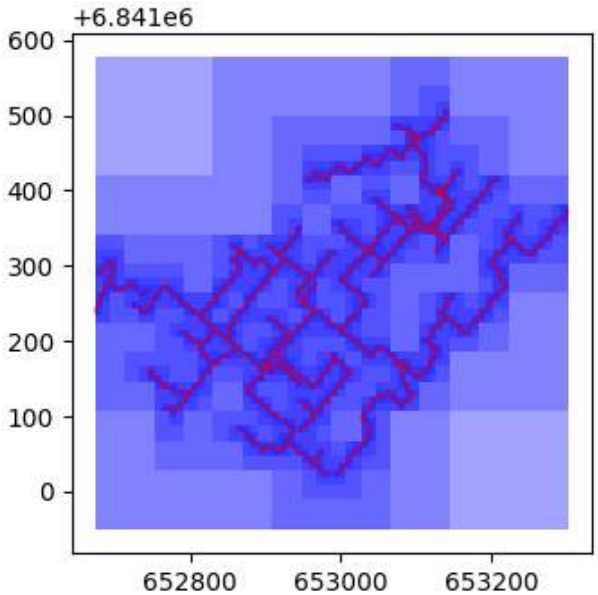


Figure 4 : *Le réseau de Viry-Chatillon, avec une dimension fractale de* 1.30

3.1.2. Nombre de boucles

Une boucle correspond à une zone entourée directement par le réseau. Le nombre de boucle a été calculé en comptant les composantes connexes du complémentaire du tracé pixelisé (à l'exception de l'extérieur), voir la figure 5.

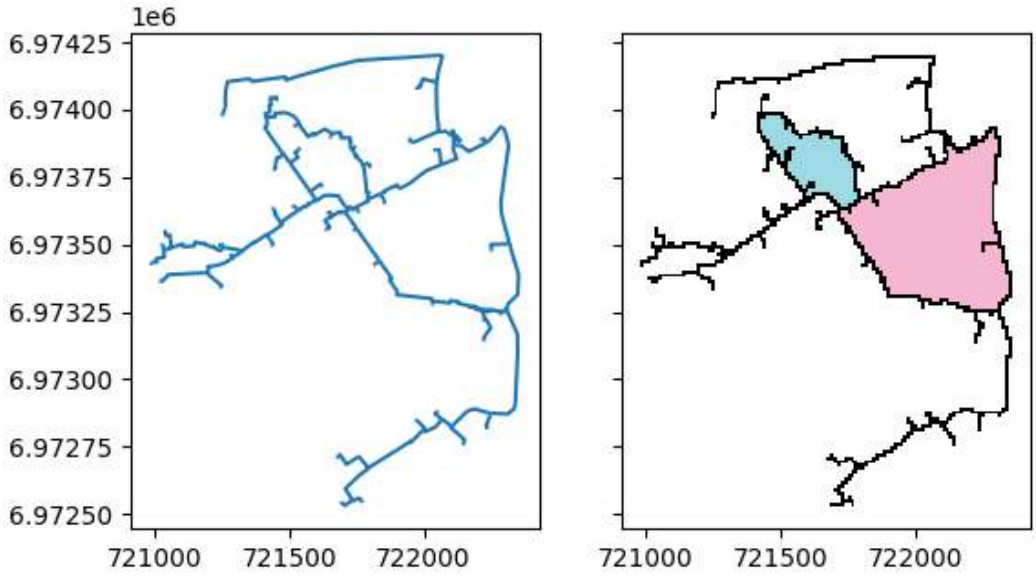


Figure 5 : *Le comptage des boucles du réseau de Saint-Quentin, dans l'Aisne. Le complémentaire du réseau pixélisé compte 3 composantes connexes (une petite boucle au Nord-Ouest, en bleu, une plus grande à l'Est, en rose, et l'extérieur en blanc), donc deux boucles.*

3.2. Classification des topologies

Le *clustering* des réseaux de chaleur en fonction de leur topologie permet de mieux comprendre leurs dynamiques et d'optimiser leur gestion. En étudiant les configurations, comme les structures en boucle, en ramification ou leur dimension fractale, cette approche facilite l'identification de similarités et de schémas récurrents. Pour ce faire, un algorithme de *clustering*, *density-based spatial clustering of applications with noise* (DBSCAN) [11] a été sélectionné suivant les hypothèses issues des données : tout d'abord une absence d'hypothèse sur la nature des données et sur la forme ou le nombre des clusters, et ensuite une possibilité de réseaux atypiques, c'est-à-dire d'*outlier*.

Les quatre données topologiques utilisées pour le *clustering* sont la dimension fractale et le nombre de boucles tels que calculés précédemment, ainsi que la longueur et l'année de création renseignés directement dans France Chaleur Urbaine. Pour appliquer l'algorithme de *clustering* sur ces données d'ordre de grandeur et de distributions très différents, une *t-distributed stochastic neighbor embedding* (TSNE) [12] a d'abord été appliquée pour les représenter en deux dimensions. Le *clustering* a ensuite été appliqué dans ce nouvel espace.

3.3. Explicabilité des classes de topologies

L'analyse des réseaux de chaleur en fonction de leur topologie repose sur une approche explicative permettant de mieux comprendre leurs dynamiques et d'optimiser leur gestion. La causalité contribue à clarifier les mécanismes sous-jacents reliant les variables topologiques à leurs effets sur les réseaux. Contrairement à la corrélation, qui mesure uniquement une association statistique entre deux variables, la causalité établit des relations de cause à effet. Par exemple, une corrélation entre la densité des nœuds d'un réseau et ses pertes énergétiques ne garantit pas que l'un influence l'autre ; une approche causale, en revanche, permet d'analyser si et comment une modification de la densité impacte réellement ces pertes.

Les modèles causaux structuraux [13] combinent des équations structurelles, qui spécifient

les effets causaux de chaque variable, et un graphe causal, qui représente une interprétation causale d'un réseau bayésien. Ce graphe bayésien respecte la condition causale de Markov où chaque variable est indépendante de tous ses non-descendants causaux, à condition que ses causes directes soient prises en compte. Un graphe causal dirigé acyclique est noté $G = (V, E)$, où V désigne l'ensemble des nœuds (variables) et E les arêtes représentant les liens causaux entre ces variables. L'algorithme de Peter-Clark (PC) [14] vise à apprendre le graphe causal G à partir de données. Pour ce faire, il utilise l'hypothèse de fidélité liée à la condition de Markov qui permet de retrouver les liens causaux à partir des indépendances conditionnelles. De plus, cet algorithme repose sur l'hypothèse de suffisance causale : l'absence de cause commune cachée.

4. Résultats

4.1. Résultats de la classification

Les hyperparamètres de DBSCAN sont optimisés par un *grid search* (figure 6), en cherchant à minimiser le nombre d'éléments non classés (*outliers*) et le nombre de *cluster* tout en maximisant le nombre de gros cluster (plus représentatifs afin de s'assurer de la représentativité des *clusters* obtenus) et le Silhouette score (rapport entre la distance intra-classe et la distance inter-classe, mesurant de -1 à 1 ainsi la compacité des *clusters* obtenus). Le *clustering* obtenu (figure 7) présente alors 18 clusters hors *outliers*, dont 7 gros *clusters* de plus de 30 réseaux, pour 34 *outliers* et un Silhouette score de 0.49.

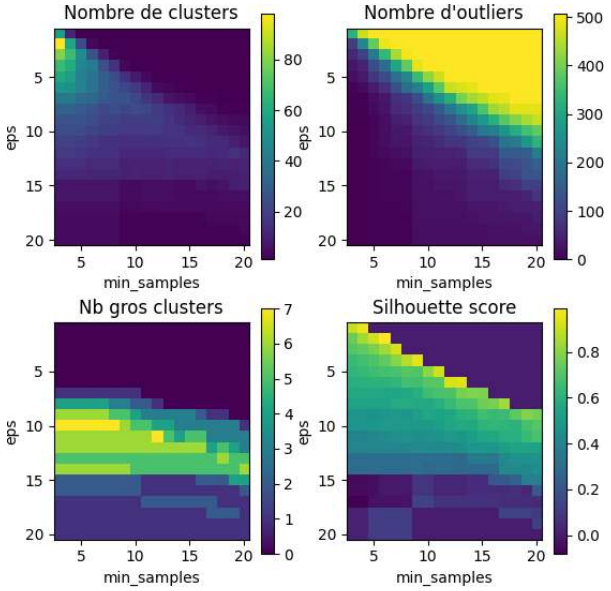


Figure 6 : *Grid-search pour $min_samples$ et eps*

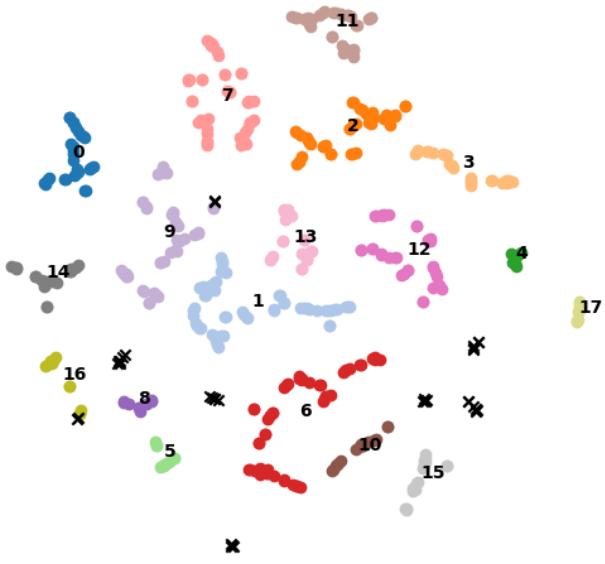


Figure 7 : *Clusters dans l'espace de la TSNE, les outliers sont représentés par des croix*

Il apparaît par leurs moyennes et leurs écart-types dans chaque *cluster* (tableau 1) que la longueur, l'année de construction et le nombre de boucles ont joué une place prépondérante dans la TSNE et donc le *clustering*, alors que la dimension fractale semble plus aléatoirement répartie, avec une moyenne et un écart-type par *cluster* semblables à la moyenne et l'écart-type global sur l'ensemble des réseaux.

Certains *clusters* ont une signification rapidement identifiable, comme le *cluster* 3 qui regroupe de très vieux réseaux plutôt dendritiques. Certaines distinctions peuvent questionner, comme les *clusters* 5 et 8, très proches dans l'espace de la TSNE et qui regroupent les réseaux

Cluster	Longueur		Dim frac		Année		Nb boucles		Effectif
	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ	
0	3.86	3.85	1.14	0.07	1999	4.29	0.96	1.97	29
1	8.12	2.64	1.14	0.04	2015	3.24	0.67	1.44	56
2	18.58	3.80	1.19	0.05	1969	2.27	6.10	7.86	41
3	10.78	4.37	1.19	0.06	1961	3.95	2.10	1.92	23
4	5.04	0.11	1.12	0.05	1970	0.58	0.14	0.38	8
5	1.11	0.36	1.09	0.05	2020	0.52	0.00	0.00	10
6	10.01	5.72	1.16	0.05	1981	5.59	1.64	2.20	50
7	7.52	1.90	1.17	0.06	1970	0.51	1.87	2.08	45
8	3.04	1.01	1.11	0.07	2020	0.76	0.00	0.00	9
9	2.54	0.98	1.12	0.05	2013	1.75	0.13	0.34	42
10	3.08	0.29	1.13	0.04	1970	0.58	0.00	0.00	16
11	68.08	95.37	1.23	0.05	1964	9.40	19.93	33.72	31
12	2.55	0.96	1.14	0.06	2009	1.30	0.23	0.62	36
13	29.39	13.39	1.19	0.07	2011	12.17	5.00	5.79	21
14	1.00	0.20	1.09	0.05	2015	0.39	0.00	0.00	20
15	2.03	0.13	1.13	0.08	1970	0.00	0.13	0.35	16
16	0.95	0.25	1.15	0.06	2018	0.84	0.00	0.00	11
17	1.00	0.00	1.11	0.07	1970	0.00	0.00	0.00	8
Outliers	2.42	1.01	1.12	0.07	1992	22.65	0.33	0.55	34
Global	10.99	28.41	1.14	0.06	1992	21.93	2.46	9.83	506

Tableau 1 : *Moyenne et écart-type des caractéristiques topologiques, par cluster*

les plus récents, même si l'un contient des réseaux plus courts (en moyenne 1km contre 3km). Enfin, le *cluster* 11 comprend les réseaux les plus longs, intuitivement ceux des grandes villes (notamment celui de Paris), avec le plus de boucles, et parmi les plus vieux. Il est alors difficile de déterminer les caractéristiques principales et celles qui sont responsables des autres, d'où l'intérêt de la méthode causale.

4.2. Résultats de la méthode causale

Ce graphe (figure 8) indique la direction du lien causal entre la longueur, l'année de construction et le classe attribuée (les flèches dirigées indiquent que la longueur et l'année causent la classe, ce qui est cohérent puisque le *clustering* - qui a déterminé la classe - s'est basé sur la longueur et l'année par le biais de la TSNE). Il indique aussi des liens entre le nombre de boucles, la longueur et la dimension fractale, mais l'algorithme n'a pas réussi à déterminer leur sens (les traits sans flèches indiquent une corrélation, sans qu'on ait pu déterminer si l'une des données cause l'autre et laquelle, ou si elles ont une cause commune cachée).

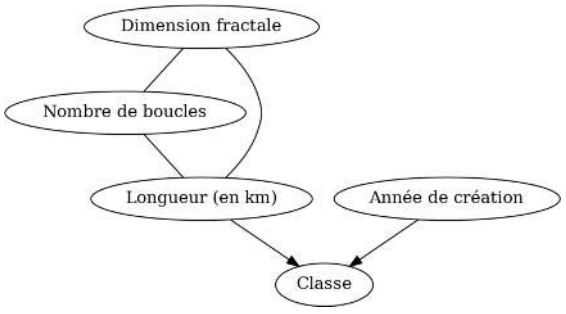


Figure 8 : *Graphe causal des caractéristiques topologiques et des classes identifiées*

Ces résultats sont cohérents et montrent la pertinence de la méthode causale, qui pourra être appliquée à comprendre l'impact que l'appartenance d'un réseau à une classe topologique peut avoir sur ses caractéristiques énergétiques, et réciproquement, dans de prochains travaux.

5. Conclusion

Cet article propose une approche issue des mathématiques appliquées pour mieux comprendre les topologies des réseaux de chaleur. À partir de données en libre accès, des indicateurs topologiques ont été extraits puis classifiés par des méthodes de *clustering*. Une première analyse causale sur ces *clusters* a révélé la pertinence des outils causaux pour poursuivre l'analyse de ces données en vue d'évaluer la flexibilité des réseaux. Les perspectives de poursuite de notre travail consistent à calculer des indicateurs de flexibilité (diversité des sources et de la demande, inertie thermique du réseau, possibilité de pilotage de la distribution) puis pousser l'analyse causale - possiblement avec un autre algorithme de découverte causal qui supporte la présence de causes communes cachées - et raffiner les indicateurs topologiques pour affiner le *clustering* pour répondre aux enjeux de décarbonation des territoires grâce aux flexibilités intrinséques de ces systèmes à l'aide de la théorie des réseaux.

Références

[1] ADEME, Avis technique ADEME : Décarbonation du chauffage, `https://librairie.ademe.fr/industrie-et-production-durable/6976-avis-technique-ademe-decarbonation-du-chauffage.html`, Consulté le 21/01/2025

[2] Recommandation (UE) 2024/2395 de la Commission du 2 septembre 2024 définissant des lignes directrices pour l'interprétation de l'article 26 de la directive (UE) 2023/1791 du Parlement européen et du Conseil en ce qui concerne l'approvisionnement en chaleur et en froid, JOUE L 239, 9 septembre 2024.

[3] Lund H., Werner S., Wiltshire R., Svendsen S., Thorsen J. E., Hvelplund F., Mathiesen B. V., 4th Generation District Heating (4GDH) : Integrating smart thermal grids into future sustainable energy systems, *Energy*, Volume 68, 2014, Pages 1-11.

[4] Murphy M., Allen A., Henze G., Long N., Optimal environmental and economic performance tradeoffs for fifth generation district heating and cooling network topologies with waste heat recovery, *Energy Conversion and Management*, Volume 309, 2024.

[5] Sommer T., Sulzer M., Wetter M., Sotnikov A., Mennel S., Stettler C., The reservoir network : A new network topology for district heating and cooling, *Energy*, Volume 199, 2020.

[6] Wack Y., Baelmans M., Salenbien R., Blommaert M., Economic topology optimization of District Heating Networks using a pipe penalization approach, *Energy*, Volume 264, 2023.

[7] France Chaleur Urbaine, Faciliter les raccordements aux réseaux de chaleur, `https://france-chaleur-urbaine.beta.gouv.fr/`, Consulté le 14/10/2024

[8] SDES, Données de consommation et de points de livraison d'énergie à la maille commune - chaleur et froid, `https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/catalogue?page=dataset&datasetId=6102491997d9292269ce2d70`, Consulté le 14/10/2024

[9] Hui Hou et al. "Electric power network fractal and its relationship with power system fault". Dans : *Tehnicki Vjesnik* 22.3 (2015), p. 623-628.

[10] Yousra Sidqi et al. "Comparing fractal indices of electric networks to roads and buildings : The case of Grenoble (France)". Dans : *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications* 531 (2019), p. 121774.

[11] Martin Ester et al. "A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise". In : *kdd.* T. 96. 34. 1996, p. 226-231.

[12] Colange, B. ; Vuillon, L. ; Lespinats, S. ; Dutykh, D. MING : An interpretative support method for visual exploration of multidimensional data. Information Visualization, 21(3), (2022), 246-269. https ://doi.org/10.1177/14738716221079589

[13] Judea Pearl. *Causality*. Cambridge university press, 2009.

[14] Spirtes, P., Glymour, C. N., Scheines, R., Heckerman, D. (2000). Causation, prediction, and search. MIT press.

Remerciements

Ce travail a été financé dans le cadre du projet FlexTASE du programme PEPR TASE, financé par France 2030 (n° ANR 22-PETA-0009).

Développement de modèles basés sur des schémas RC comme outil de cartographie pour les besoins en chaud à l'échelle du bâtiment

Antoine DUMONT[1*], **Véronique FELDHEIM**[1], **Paul LYBAERT**[1]

[1] Service de Thermique et Combustion, Faculté Polytechnique de Mons (UMONS)
Rue de l'Épargne, 56 - 7000 Mons
*(auteur correspondant : antoine.dumont@umons.ac.be)

Résumé - Cet article explore le développement et l'utilisation de modèles "boîte grise" basés sur des schémas résistances-capacités (RC) pour estimer les besoins en chaud à l'échelle du bâtiment. L'utilisation de paramètres R et C, identifiés via des données générées par une simulation "boîte blanche" sur le logiciel TRNSYS, garantit une signification physique et permet de représenter le comportement thermique du bâtiment. Ces modèles sont comparés, entre-eux, par le biais des valeurs des paramètres R et C globaux et des taux de précision sur la température intérieure et sur les besoins en chaud. De cette manière, les modèles M1 (4R2C), M2 (4R3C) et M4 (5R4C) permettent de simuler les besoins en chaud avec un taux de précision moyen de 92,7 %.

Nomenclature

C	Capacité thermique, J/K	ext	extérieur
EQM	Erreur Quadratique Moyenne	f	fenêtre
h	Heure	$heat$	chaud
N	Nombre de pas de temps	in	intérieur
$\dot{Q}$	Flux de chaleur, W	inf	infiltration
R	Résistance thermique, K/W	k	état
$REQM$	Racine de l'EQM	n	nœud
T	Température, K	op	opaque
t	Temps, s	res	premières
		s	sol
Indices et exposants :		$vent$	ventilation
d	discret		

1. Introduction

Le secteur du bâtiment est aujourd'hui le plus grand consommateur d'énergie en Europe, représentant environ 40 % de la consommation d'énergie de l'Union Européenne (UE) et plus d'un tiers de ses émissions de gaz à effet de serre liées à l'énergie [1]. L'importance de ce secteur dans la réalisation des objectifs de l'UE en matière d'énergie et de climat ne peut être sous-estimée, surtout en considérant que 85 % des bâtiments de l'UE ont été construits avant 2000 et que 75 % d'entre eux présentent une mauvaise performance énergétique [1]. Améliorer l'efficacité énergétique devient donc nécessaire et nécessite une compréhension fine et localisée des besoins en énergie des bâtiments, étant donné que ces derniers varient considérablement selon les zones climatiques et les caractéristiques des bâtiments.

Dans cette volonté d'amélioration, ce travail se concentre sur le développement de modèles "boîte grise" basés sur des schémas résistances-capacités (RC) et fait partie du projet *Integrated Local Energy System* (ILES) [2] qui vise à développer des outils et solutions technologiques complètes pour des communautés énergétiques intégrées (chaleur, froid et électricité).

L'objectif final du travail au sein de ce projet est de proposer un outil de cartographie des besoins énergétiques en Wallonie, avec un accent particulier sur la région du Hainaut. Cela permettra d'estimer la consommation énergétique des quartiers wallons, de définir une typologie énergétique pour ces derniers et de contribuer à l'évaluation ainsi qu'à la planification de la production des besoins thermiques.

2. Les modèles "boîte grise"

Les modèles "boîte grise" représentent une approche intermédiaire entre les modèles "boîte blanche" et "boîte noire" pour la modélisation énergétique des bâtiments. Cette hybridation, combinant équations physiques et estimation basée sur les données, concilie interprétabilité physique, précision et efficacité de calcul [3, 4]. Ces modèles reposent sur plusieurs principes clés : une représentation physique simplifiée sous forme de schémas résistances-capacités (RC) capturant les dynamiques thermiques essentielles avec des besoins réduits en informations détaillées [3] ; une estimation des paramètres à partir de données disponibles, mêlant connaissances physiques et méthodes statistiques pour adapter le modèle aux spécificités du bâtiment tout en conservant une base physique ; un bilan énergétique prenant en compte le chauffage, les infiltrations, les irradiations solaires, ainsi que les températures intérieure et extérieure et enfin, l'utilisation de techniques de réduction d'ordre pour simplifier la physique complexe et accélérer les calculs tout en préservant les dynamiques thermiques essentielles [4]. Ces caractéristiques les rendent idéaux pour des applications comme le contrôle prédictif (*Model Predictive Control* (MPC)) ou l'étude de la flexibilité énergétique [5].

Malgré leurs avantages, les modèles "boîte grise" présentent certaines limites. Leur simplicité se traduit par une précision moindre par rapport aux modèles "boîte blanche" [4] et leur calibration dépend de données historiques souvent indisponibles, en particulier pour les bâtiments neufs [6]. De plus, leur adoption est freinée par un manque de standardisation et de solutions logicielles dédiées [3]. Néanmoins, leur équilibre entre précision et rapidité en fait un outil précieux, particulièrement adapté aux applications nécessitant des calculs rapides.

3. Les modèles "boîte grise" basés sur les schémas RC

Dans le but de réaliser la cartographie des besoins thermiques, cette étude utilise des modèles "boîte grise" basés sur les schémas RC pour simuler le comportement thermique d'un bâtiment mono-zone illustré à la Figure 1. L'étude a utilisé 4 modèles [1] (repris à la Figure 2) allant d'une configuration comprenant 4 résistances et 2 capacités (modèle M1) à une configuration plus complexe comprenant 5 résistances et 4 capacités (modèle M4). Un bâtiment est donc représenté sous forme d'un réseau de nœuds qui correspondent à un état thermique (température intérieure, température des parois, ...) et ayant, ou non, une capacité thermique C. Chaque nœud est connecté par des résistances thermiques R pour refléter aussi précisément que possible les propriétés thermiques du bâtiment.

Les conditions aux limites des modèles incluent la température extérieure (T_{ext}) et celle du sol (T_s). Il est supposé que les charges liées au chauffage ($\dot{Q}_{heat}$), à la ventilation ($\dot{Q}_{vent}$) et aux infiltrations ($\dot{Q}_{inf}$) sont directement appliquées au nœud correspondant à la température intérieure (T_{in}). Les apports incluent également le rayonnement solaire sur les parties opaques de l'enveloppe ($\dot{Q}_{op}$) et à travers les fenêtres ($\dot{Q}_f$). Les coefficients d'absorption solaire des parois opaques et de transmission solaire des fenêtres sont intégrés dans les calculs de $\dot{Q}_{op}$ et $\dot{Q}_f$.

1. Ces modèles sont issus du travail de Bagheri A. (conditions de simulation similaires : apports internes, horaires, ...) [7].

Figure 1 : Bâtiment administratif mono-zone fictif.

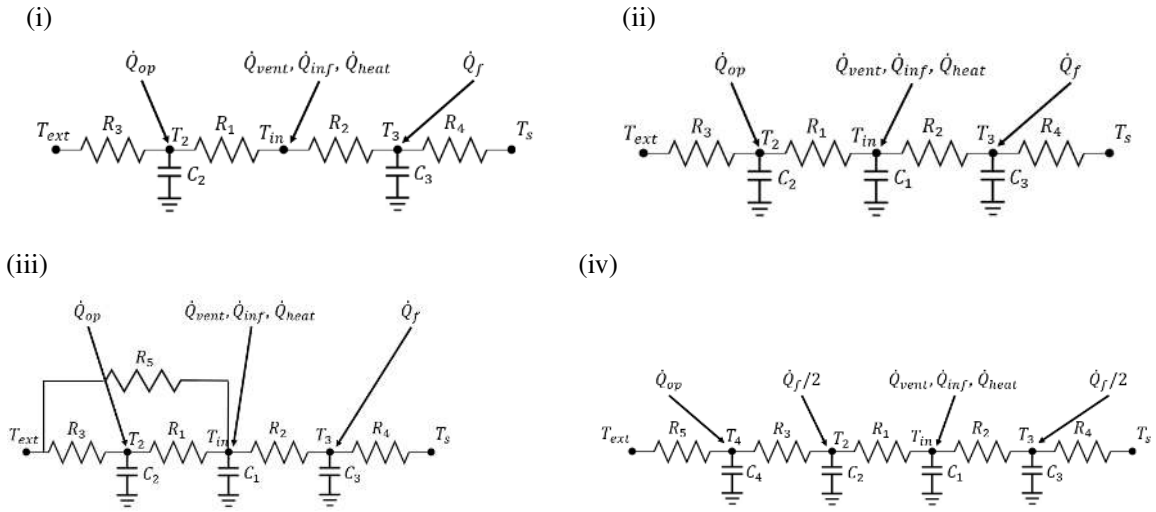


Figure 2 : Modélisation d'un bâtiment basée sur les schémas RC pour simuler le comportement thermique de celui-ci : M1 (4R2C) (i) ; M2 (4R3C) (ii) ; M3 (5R3C) (iii) et M4 (5R4C) (iv).

Le **modèle M1** (Figure 2(i)) est conçu pour simplifier la modélisation thermique en supposant que la masse thermique de l'air intérieur et des parois internes est négligeable par rapport à celle de l'enveloppe (caractérisée par C_2) et celle du plancher (caractérisée par C_3). Ce modèle représente l'enveloppe et le plancher avec des branches 2R1C. R_1 et R_3 caractérisent respectivement la résistance thermique entre l'intérieur et l'enveloppe et entre l'enveloppe et l'extérieur. Quant à R_2 et R_4, elles représentent respectivement la résistance thermique entre l'intérieur et le plancher et entre le plancher et le sol. $\dot{Q}_{op}$ et $\dot{Q}_f$ sont respectivement appliqués au nœud T_2 et au nœud T_3. Grâce aux capacités C_2, C_3 et aux résistances R_1, R_2, les phénomènes transitoires associés aux impacts de ces flux sont pris en compte, ce qui introduit un délai avant d'affecter la température intérieure comme cela se produit dans la réalité.

Le **modèle M2** (Figure 2(ii)) conserve les principales caractéristiques du modèle M1 mais améliore sa structure en ajoutant une capacité C_1 permettant de prendre en compte la masse thermique de l'air intérieur et des parois internes.

Le **modèle M3** (Figure 2(iii)) reprend les caractéristiques du modèle M2 tout en ajoutant une résistance thermique supplémentaire (R_5) entre l'air intérieur et l'air extérieur. Cette résistance représente les éléments d'enveloppe sans masse, tels que les fenêtres.

Le **modèle M4** (Figure 2(iv)) affine le modèle M2 au niveau de la structure de l'enveloppe via l'ajout d'une résistance et d'une capacité. Le transfert de chaleur de l'enveloppe est ainsi divisé en trois parties : entre l'extérieur et la surface externe de l'enveloppe via R_5 et C_4 (partie

exposée au rayonnement solaire et à la température ambiante), au sein de l'enveloppe via R_3 et entre la surface interne de l'enveloppe et l'intérieur via R_1 et C_2. Le flux solaire à travers les fenêtres est, quant à lui, réparti entre les nœuds T_4 et T_3.

Chaque modèle fournit ainsi une approche détaillée pour simuler le comportement thermique des bâtiments dans des conditions limites spécifiées. Les différents niveaux de complexité permettent un meilleur équilibre entre efficacité des calculs et précision de la représentation des propriétés thermiques des bâtiments.

4. Méthodologie

4.1. Simulation du bâtiment avec TRNSYS

Le logiciel TRNSYS, logiciel de référence pour la simulation thermique des bâtiments [8], est utilisé pour générer des jeux de données pour le développement et la comparaison des modèles simplifiés. Un bâtiment administratif fictif de type lourd est simulé avec une surface au sol de 50 m^2, une hauteur de 3 m et une surface de fenêtre de 2,5 m^2. Les caractéristiques de ce bâtiment sont tirées du travail d'A. Bagheri [9]. Les données météorologiques utilisées proviennent de la base de données de Uccle, fournissant la température extérieure et le rayonnement solaire. La température du sol est supposée constante à 10°C. La simulation sous TRNSYS repose sur une température de consigne imposée, définie à 15°C en période d'inoccupation et 22°C lorsque le bâtiment est occupé. Cette consigne pilote la température intérieure. La puissance de chauffage est considérée comme illimitée afin de pouvoir estimer les besoins réels. Quant aux besoins en refroidissement, ceux-ci ne sont pas pris en compte. Les infiltrations sont fixées à 0,24 h^{-1} (sous Δp = 2 Pa) , tandis que la ventilation mécanique varie selon l'occupation : 0,25 h^{-1} en l'absence d'occupants et 3 h^{-1} lorsque le bâtiment est occupé. Ainsi, les débits de ventilation et d'infiltrations et la température intérieure sont fixés. Cette simulation génère des résultats servant à la détermination des paramètres des modèles décrits précédemment.

4.2. Principe et développement des schémas RC

Les modèles basés sur les précédents schémas RC sont programmés dans Matlab. En utilisant la loi de Kirchhoff, un bilan énergétique est établi à chaque nœud (équation 1), conduisant à un système d'équations décrivant les transferts et le stockage de chaleur.

$$C_{\mathrm{n}} \frac{dT_{\mathrm{n}}}{dt} = \sum_{n'} \frac{T_{\mathrm{n'}} - T_{\mathrm{n}}}{R_{\mathrm{nn'}}} + \sum_{i} \dot{Q}_{n,i} \tag{1}$$

En utilisant les bilans énergétiques, les modèles sont formulés sous forme d'équations d'état. Les états thermiques $\mathbf{x} = [T_{\mathrm{in}}, T_2, T_3, \dots]^\top$ sont exprimés sous forme d'équations différentielles linéaires du premier ordre (équations 2 et 3). Dans le cadre du développement de ces modèles sur Matlab, la forme discrète de ces équations est utilisée.

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathcal{A}\mathbf{x} + \mathcal{B}\mathbf{u} \tag{2}$$

$$\mathbf{y} = \mathcal{C}\mathbf{x} + \mathcal{D}\mathbf{u} \tag{3}$$

Où :

— $\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}$ et $\mathcal{D}$ sont des matrices dérivées des résistances et capacités thermiques du réseau,
— $\mathbf{u}$ représente les entrées du système : T_{ext}, T_{s}, $\dot{Q}_{\mathrm{op}}$, $\dot{Q}_{\mathrm{f}}$, $\dot{Q}_{\mathrm{vent}}$, $\dot{Q}_{\mathrm{inf}}$ et $\dot{Q}_{\mathrm{heat}}$,
— $\mathbf{y}$ est la sortie du système qui correspond à T_{in}.

4.3. Identification des paramètres

Une fois les modèles programmés, les valeurs numériques des résistances et capacités thermiques sont estimées à l'aide d'un processus d'identification des paramètres sur Matlab [10]. Les informations issues de TRNSYS (données et résultats) sont utilisées comme signaux d'entrée et de sortie. Les valeurs des paramètres R et C sont optimisées en minimisant l'erreur entre la température intérieure simulée ($T_{\text{in, RC simulé}}$) via le modèle RC et celle provenant de TRNSYS, à l'aide de la fonction de coût d'erreur quadratique moyenne (EQM) (voir équation 4). Les valeurs sont ajustées de manière itérative jusqu'à ce que la différence minimale (en %) entre la valeur actuelle de la fonction de perte et son amélioration attendue après l'itération suivante soit inférieure à 10^{-4} ou que le nombre d'itérations maximal, 500 dans ce cas, soit atteint. Cela garantit que les modèles RC reproduisent fidèlement le comportement thermique représenté avec les données TRNSYS. Les valeurs de ces paramètres sont obtenues en même temps qu'un taux de précision sur la température intérieure calculé selon l'équation 5.

$$\text{EQM} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(T_{\text{in, RC simulé}}(i) - T_{\text{in, TRNSYS}}(i)\right)^2 \tag{4}$$

$$\text{FIT} = 100 \times \left(1 - \frac{\|y_{\text{TRNSYS}} - y_{\text{RC simulé}}\|}{\|y_{\text{TRNSYS}} - \text{moyenne}(y_{\text{TRNSYS}})\|}\right), \tag{5}$$

4.4. Calcul de $\dot{Q}_{\text{heat}}$

Une fois les paramètres identifiés, ils sont utilisés pour calculer $\dot{Q}_{\text{heat}}$ à chaque pas de temps en résolvant les équations de bilan énergétique pour tous les nœuds des modèles. La température intérieure provenant de TRNSYS est fournie en entrée au même titre que les paramètres identifiés (R et C) et que $T_{\text{ext}}, T_{\text{s}}, \dot{Q}_{\text{op}}, \dot{Q}_{\text{f}}, \dot{Q}_{\text{vent}}$ et $\dot{Q}_{\text{inf}}$. La dérivée temporelle $\frac{dT_n}{dt}$ est approximée à l'aide de la méthode des différences finies [2]. $\dot{Q}_{\text{heat}}$ obtenu est ensuite comparé à celui déterminé sur TRNSYS. Cela permet d'évaluer dans quelle mesure les besoins en chauffage sont correctement estimés.

5. Résultats

Pour rappel, l'objectif est d'utiliser des modèles basés sur des schémas RC et d'identifier celui (ou ceux) qui permet(tent) de prédire avec précision la température intérieure et la charge de chauffage tout en représentant les propriétés thermiques du bâtiment le plus fidèlement possible. Dans ce cadre, les résultats issus de la simulation sur le logiciel TRNSYS, servant de données de référence, sont présentés ainsi que les résultats de l'identification et du calcul de la charge de chauffage. Ces résultats ont été obtenus pour une simulation sur une année complète mais seules les 1000 premières heures de l'année sont représentées pour une question de clarté et de lisibilité.

5.1. Simulation TRNSYS

Les résultats obtenus lors de la simulation [3] d'un bâtiment administratif fictif (repris à la Figure 1) sont repris à la Figure 3. Les courbes de température intérieure et de besoins en chauffage présentent logiquement une périodicité hebdomadaire liée aux activités administratives et

2. $\frac{df(x)}{dx} \approx \frac{f(x+h)-f(x)}{h}$

3. D'autres simulations ont également été réalisées en faisant varier la surface au sol, la surface de fenêtre et l'orientation.

(i) (ii)

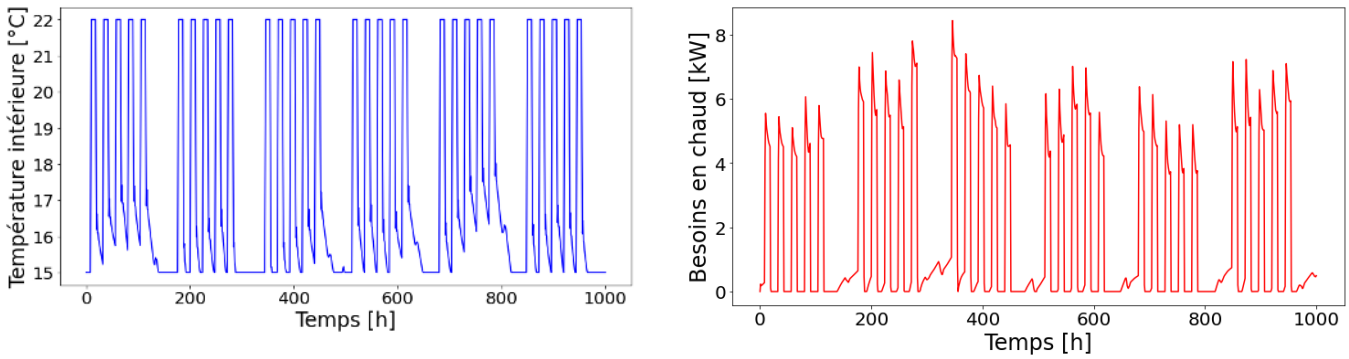


Figure 3 : Évolution de T_{in} (i) et de $\dot{Q}_{heat}$ (ii) pour un bâtiment administratif non occupé le week-end.

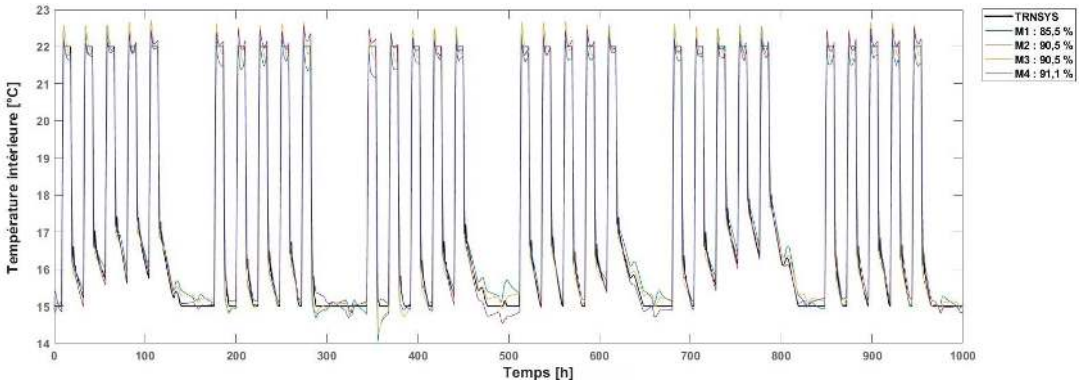


Figure 4 : Comparaison des résultats de l'identification pour les 4 modèles avec la valeur T_{in} issue de TRNSYS.

donc à la gestion du chauffage, activé uniquement en heures ouvrables et désactivé les week-ends.

5.2. Résultats issus de l'identification

La T_{in} obtenue pour les 4 modèles issus de l'identification avec un pas de temps de 15 minutes est reprise à la Figure 4 et la comparaison des modèles est reprise au tableau 1. Quant aux résultats des paramètres, seuls ceux du modèle M1 sont proposés au tableau 2.

Après analyse des résultats pour les différentes configurations [4], il apparaît évident qu'avec un pas de temps d'un quart d'heure, les 4 modèles représentent fidèlement la température intérieure au sein du bâtiment et ce, sur une année complète.

Cependant, en analysant les résultats obtenus, on constate que le modèle M3 ne permet pas d'obtenir des paramètres ayant une signification physique comparable à la théorie. En effet, les résultats pour la résistance R_5 (représentant les fenêtres) sont largement supérieurs à la réalité avec des différences s'élevant à plus de 10^6 %. Le calcul des besoins en chaud s'est donc uniquement concentré sur les modèles M1, M2 et M4.

4. Cela fait référence aux différentes configurations du bâtiment et à la variation des paramètres de simulation tels que le pas de temps (0,25 h, 0,5 h et 1 h) et la période de simulation (1000 h ou 8760 h).

Tableau 1 : Comparaison des 4 modèles après l'identification.

Modèle	**FIT sur T_{in} [%]**	**EQM [$°C^2$]**
M1	$85,5$	0,1
M2	$90,5$	0,06
M3	$90,5$	0,06
M4	$91,1$	0,05

Tableau 2 : Paramètres du modèle M1 pour un pas de temps de 15 minutes.

Paramètre	**Th.**	**Matlab**	**Diff.**
$R_1 + R_3$ [K/W]	0,0285	0,0268	-5,8 %
$R_2 + R_4$ [K/W]	0,1333	0,0852	-36,04 %
C_2 [MJ/K]	15,6	49,7	218,7 %
C_3 [MJ/K]	33,3	40,3	21,1 %
R_{total} [K/W]	0,1617	0,1121	-30,7 %
C_{total} [MJ/K]	48,9	90	84,2 %

Tableau 3 : Comparaison des modèles M1, M2 et M4 pour le calcul des besoins en chaud.

Modèle	**FIT sur $\dot{Q}_{heat}$ [%]**	**REQM [W]**
M1	$90,5$	166,1
M2	$92,5$	132,1
M4	$95,1$	85,5

5.3. Calcul du flux de chaleur $\dot{Q}_{\text{heat}}$

Les résultats de $\dot{Q}_{\text{heat}}$ issus des bilans énergétiques de chaque nœud sont repris au tableau 3. Une représentation des résultats du modèle M4 est reprise à la Figure 5.

D'après l'analyse des divers résultats, les modèles M1, M2 et M4 déterminent fiablement la température intérieure et la demande de chauffage. Sous différentes configurations de simulation[4], seul le modèle M1 reste constant dans la précision de simulation du comportement thermique du bâtiment. Quant aux modèles M2 et M4, ceux-ci permettent d'atteindre d'excellents taux de précision avec la diminution du pas de temps.

(i) (ii)

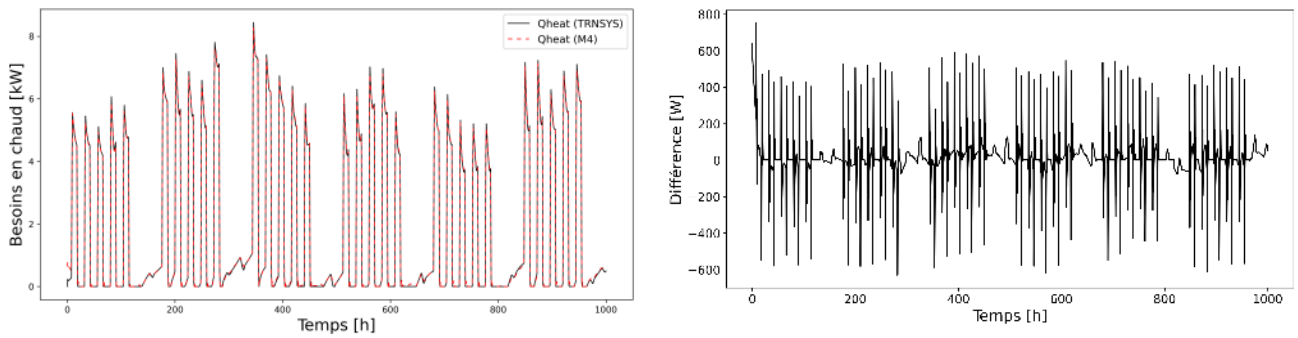


Figure 5 : Comparaison de $\dot{Q}_{heat}$ de TRNSYS et du modèle M4 (i) et différence entre $\dot{Q}_{heat}$ de TRNSYS et du modèle M4 (ii) sur les 1000^{res} h de l'année avec un taux de précision de 95,1 %.

6. Conclusion et perspectives

Pour rappel, l'objectif de ce travail est de développer des modèles basés sur des schémas RC pour déterminer les besoins en chauffage d'un bâtiment. Les modèles M1, M2 et M4 se sont révélés fiables quel que soit le type de simulation (paramètres investigués, essentiellement géométriques). L'analyse des paramètres R et C confirme leur cohérence physique et théorique, renforçant la pertinence de ces modèles pour des applications pratiques.

Une analyse détaillée de la répartition des résistances thermiques R_{total}, par exemple via l'étude des constantes de temps, et l'impact des périodes de simulation devra être effectuée par la suite. Par ailleurs, cette analyse permettra de déterminer une méthode pour attribuer les paramètres globaux R et C et les répartir de manière optimale en tenant compte des spécificités des bâtiments (telles que l'année de construction, le caractère léger ou lourd, etc.). L'objectif est donc d'offrir une approche permettant de développer des modèles plus génériques, tout en garantissant que les valeurs de leurs paramètres soient ajustées en fonction des caractéristiques propres à chaque type de bâtiment. Enfin, l'exploration de nouvelles configurations architecturales, telles que des bâtiments à deux ou trois façades, permettra d'étendre la validité des modèles à un éventail plus large de situations pratiques.

Références

[1] E. Commission, Energy Performance of Buildings Directive (2024).
URL https://energy.ec.europa.eu/topics/energy-efficiency/energy-efficient-buildings/energy-performance-buildings-directive_en

[2] L. F. et le FTJ en Wallonie, Programmation 2021-2027.
URL https://europe.wallonie.be/programmation-2021-2027/presentation

[3] Y. Li et al., Grey-box modeling and application for building energy simulations-A critical review, Renewable and Sustainable Energy Reviews 146 (2021) 111174. doi:10.1016/j.rser.2021.111174.

[4] M. Tobias, Understanding the Three Types of Building Energy Models.
URL https://www.ny-engineers.com/blog/understanding-the-three-types-of-energy-models-for-buildings

[5] P. Stoffel et al., Evaluation of advanced control strategies for building energy systems, Energy and Buildings 280 (2023) 112709. doi:10.1016/j.enbuild.2022.112709.

[6] L. Ghobad, Building Energy Models: What Are Black-Box, White-Box, and Gray-Box Models? (2024).
URL https://www.enerlite-consulting.com/blog/building-energy-models

[7] A. Bagheri et al., Implementation of System Identification Techniques and Optimal Control for RC Model Selection by Means of TRNSYS Simulation Results and Experimental Data, Buildings 12 (10) (2022) 1625. doi:10.3390/buildings12101625.

[8] M. Magni, F. Ochs, S. de Vries, A. Maccarini, F. Sigg, Detailed cross comparison of building energy simulation tools results using a reference office building as a case study, Energy and Buildings 250 (2021) 111260.

[9] A. Bagheri et al., Coupling building thermal network and control system, the first step to smart buildings, in : 2016 IEEE International Smart Cities Conference (ISC2), 2016, pp. 1–6. doi:10.1109/ISC2.2016.7580820.

[10] Matlab, System Identification Toolbox.
URL https://nl.mathworks.com/products/sysid.html

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier le FEDER et le FTJ en Wallonie pour le financement des travaux de recherche.

Sobriété énergétique et optimisation intégrée des stratégies de rénovation et de gestion des bâtiments de bureaux en France : impacts énergétiques, économiques et environnementaux

Adnane M'SAOURI EL BAT[1*], Antoine LECONTE[2], Jean-Gabriel WINKLER[1], Ophélie OUVRIER-BONNAZ[2]

[1]PANDO2
46 Rue René Clair – 75018 Paris
[2]Univ. Grenoble Alpes, CEA, Liten
INES, 73375 Le Bourget-du-Lac, France
[*](auteur correspondant : adnane@pando2.com)

Résumé - Face aux enjeux environnementaux, la sobriété énergétique des bâtiments tertiaires s'impose comme une priorité. Cet article présente une méthodologie combinant simulations thermiques dynamiques, analyse de sensibilité et intelligence artificielle pour optimiser les stratégies de rénovation et de gestion des usages dans les bureaux. L'approche, centrée sur 11 paramètres clés, montre qu'une combinaison de rénovations ciblées et de gestion coordonnée peut réduire significativement la consommation énergétique, tout en limitant les coûts et les émissions de CO_2.

Abstract - Faced with environmental challenges, energy efficiency in tertiary buildings has become a strategic priority. This paper introduces an integrated methodology combining dynamic thermal simulations, sensitivity analysis, and artificial intelligence to optimize renovation and usage management strategies in office buildings. Focusing on 11 key parameters, the approach demonstrates that combining targeted renovations with coordinated management can significantly reduce energy consumption while lowering costs and CO_2 emissions.

Nomenclature

T	Température, °C	*mur*	Murs Extérieurs
p4	Débit d'infiltration sous 4Pa, $m^3.h^{-1}.m^2$	*pb*	Plancher Bas
U	Conductance, $W.m^{-2}.K^{-1}$	*ph*	Plancher Haut
S	Indice de Sobol	*sp*	Consigne
Indices et exposants		*spRed*	Consigne Réduite
HC	Chauffage et Rafraichissement		

1. Introduction et objectifs

En Europe, le secteur des bâtiments représente environ 40 % de la consommation énergétique finale et près de 36 % des émissions de CO_2, avec une contribution significative des bâtiments tertiaires tels que les bureaux [1]. En France, cette situation est aggravée par un parc immobilier vieillissant, dont une grande partie nécessite des rénovations pour atteindre les objectifs ambitieux fixés par l'Accord de Paris et la Directive Européenne sur la Performance Énergétique des Bâtiments [2]. Face à ces défis, la sobriété énergétique des bâtiments tertiaires s'impose comme une priorité stratégique. Cependant, malgré les incitations politiques et les mécanismes de financement, le taux de rénovation énergétique en Europe reste limité à environ 1 % à 2 % par an, alors qu'un rythme de 3 % serait nécessaire pour répondre aux ambitions climatiques [3]. Par ailleurs, le manque de coordination entre les acteurs des projets de rénovation et les approches fragmentées limitent l'efficacité des actions entreprises. Des études

ont notamment montré que des stratégies combinant des rénovations ciblées et une gestion optimisée des usages permettent d'obtenir des résultats plus significatifs [4]. Mais il est encore actuellement difficile d'évaluer de manière simple, rapide et fiable les impacts combinés de ces stratégies sur les plans énergétique, économique et environnemental.

Il est donc essentiel de fournir des outils fiables permettant aux gestionnaires et décideurs d'identifier facilement les interventions prioritaires et les stratégies de rénovation les plus efficaces. Une méthodologie d'estimation de l'influence de différentes modifications apportées à des bâtiments, s'appuyant sur des caractéristiques accessibles de l'état actuel d'un parc, offrirait un guide utile pour inciter les acteurs du domaine. Des recherches récentes ont mis en lumière des solutions novatrices, telles que l'utilisation de simulations thermiques dynamiques et l'intégration de l'intelligence artificielle pour prédire avec précision les impacts des différentes configurations testées [5]. De même, l'analyse de sensibilité a démontré son efficacité pour identifier les paramètres les plus influents, comme les propriétés thermiques de l'enveloppe et les températures de consigne, afin de maximiser les économies d'énergie [6].

Dans ce contexte, cet article propose une méthodologie pour évaluer simultanément les stratégies de rénovation et de gestion des usages des bureaux. Un outil issu de cette méthodologie permet de proposer des recommandations spécifiques pertinentes aux gestionnaires de parc pour accélérer la transition énergétique dans le secteur des bâtiments tertiaires en France et en Europe.

2. Méthodologie globale

La méthodologie proposée dans cet article a pour objectif de fournir des estimations rapides, ne nécessitant pas de longs calculs de simulations détaillées, des besoins de chauffage de bâtiments tertiaires dans de multiples conditions. Ces estimations seront notamment utilisées pour donner des pistes de configurations optimales selon des critères énergétiques et économiques.

Pour cela, 11 paramètres relatifs à l'enveloppe et à la gestion du chauffage et de la ventilation ont été retenus pour caractériser les bâtiments tertiaires. Ces paramètres sont normalement accessibles ou estimables pour caractériser l'état actuel d'un bâtiment tertiaire et ses évolutions possibles en termes de rénovation et de gestion. Ils sont présentés dans le Tableau 1 ci-dessous.

Pour réaliser les estimations pour chaque combinaison possible de ces 11 paramètres, la méthodologie proposée s'appuie sur la constitution d'une base de données initiale (ici par simulations thermiques dynamiques, section 3), puis sur une analyse de sensibilité permettant l'analyse de paramètres retenus (ici par la méthode de Sobol, section 4) pour finalement identifier un métamodèle (ici par réseau de neurones artificiel, section 5). Par souci de concision dans cet article, la méthodologie sera appliquée au seul cas d'un bâtiment de bureau à Paris.

3. Base de données : Simulation thermique dynamiques

La première étape consiste à construire une base de données conséquente, représentative du type de bâtiment étudié (bâtiment de bureau pour ce cas d'étude). Cette base serait idéalement constituée de données réelles et validées. Mais elle nécessite un nombre de points considérable, de l'ordre de plusieurs milliers pour une typologie de bâtiment. Ce genre de données n'est pas encore accessible et il n'est donc pour l'instant pas possible de se baser sur des données réelles. Ces dernières pourraient être disponibles dans un futur relativement proche par le biais des obligations réglementaires (via les informations à renseigner dans le cadre du décret tertiaire sur la plateforme OPERA de l'ADEME) et les monitorings de plus en plus systématiques et complets des bâtiments tertiaires (mesures internes, données des opérateurs de réseaux énergétiques…).

Nom	Type	Valeurs	Unité	Remarques
classVentil	Discret	{0;1;2;3}	-	Classes de ventilation 0 : Absence de ventilation 1 : Modulation selon le nombre d'occupant 2 : Débit nominal en présence d'occupant 3 : Débit nominal constant
THsp	Continu	[19:22]	°C	Température de consigne de chauffage en présence des occupants
anticipHC	Continu	[1:6]	h	Nombre d'heure d'anticipation des consignes de chauffage
scheduleHC	Discret	{0;1}	-	Planification d'arrêt de la chaufferie 0 : Aucun arrêt 1 : Arrêt pendant les weekends, les vacances et les jours de télétravail
THspRed	Continu	[14:16]	°C	Température de consigne de chauffage réduite
p4	Continu	[0.6:2.0]	$m^3.h^{-1}.m^{-2}$	Débit d'infiltration sous 4 Pa
dimVentil	Continu	[0:32]	$m^3.h^{-1}.p^{-1}$	Débit de ventilation
vitrType	Discret	{1;2;3}	-	Type de vitrage 1. Simple 6 2. Double 4-12-4 3. Double 4-16-4
Umur	Continu	{0.11:3.90}	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Conductance globale des murs
Upb	Continu	{0.16:3.40}	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Conductance globale du plancher bas
Uph	Continu	{0.14:2.50}	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Conductance globale du plancher haut

Tableau 1 : *Paramètres retenus pour caractériser l'état de l'enveloppe et de la gestion d'un bâtiment tertiaire*

En l'absence de ces données, des simulations thermiques dynamiques ont été réalisées à l'aide du logiciel TRNSYS (version 18.04), outil largement reconnu et validé dans la littérature scientifique pour la modélisation énergétique des bâtiments [7]. Les résultats donnent des estimations de besoins de chauffage et de confort thermique en fonction des 11 paramètres présentés ci-dessus tout en prenant en compte les interactions dynamiques complexes entre les systèmes de régulation et les caractéristiques de l'enveloppe.

Le modèle retenu pour représenter les besoins des bâtiments de bureau a fait l'objet de comparaisons avec les statistiques nationales [8]. Il prend en compte une architecture générique, représentée dans la Figure 1, qui comprend :

- Quatre zones chauffées (NO, NE, SO, SE), chacune équipée d'une fenêtre de 8 m².
- Une zone centrale non chauffée, simulant des espaces de circulation.

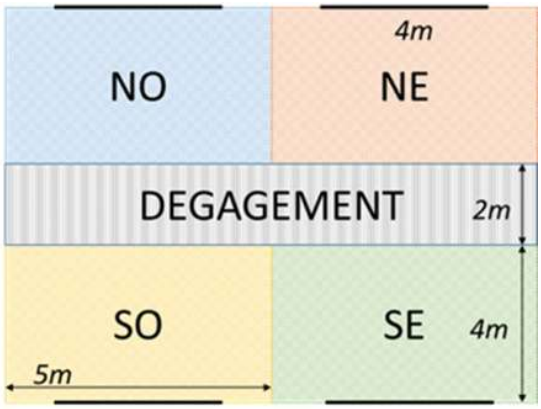


Figure 1 : *Architecture de bâtiment générique retenu et ses principales dimensions.*

Les profils d'occupation des bureaux ont été définis conformément à la norme ISO 52120 [9], avec des plages horaires standard de 7h à 18h. Les stratégies de régulation du Tableau 1 ci-dessus ont été intégrées de manière dynamique dans les simulations. Les données climatiques horaires utilisées proviennent de Meteonorm (version 8). Les résultats de ce modèle sont cohérents par comparaison avec différentes données d'études nationales disponibles sur les bâtiments de bureau [8].

5000 simulations ont été générées en combinant les paramètres mentionnés ci-dessus à l'aide de la méthode du Latin Hypercube Sampling (LHS). Cette technique d'échantillonnage permet de couvrir efficacement l'espace des paramètres tout en minimisant le nombre de simulations nécessaires.

4. Analyse de sensibilité : Méthode de Sobol

L'analyse de sensibilité vise à quantifier, vérifier et hiérarchiser l'influence des paramètres d'entrée sur les estimations des besoins de chauffage des bureaux. Elle a été menée à l'aide de la méthode de Sobol [10], basée sur une décomposition de la variance totale des sorties du modèle. Cette approche permet à la fois d'identifier les paramètres ayant l'impact le plus significatif et de révéler les interactions importantes entre ces paramètres. Deux types d'indices sont calculés : les indices de premier ordre, mesurant l'effet direct isolé de chaque paramètre, et les indices totaux (ST), qui prennent en compte l'ensemble des interactions. Ces indices, compris entre 0 et 1, sont obtenus à partir d'un grand nombre de simulations selon un plan d'échantillonnage quasi-aléatoire de type Saltelli [10]. Dans cette étude, tous les paramètres sont conservés dans l'analyse, même ceux présentant une faible influence individuelle, afin d'éviter de négliger les interactions potentielles lors de l'interprétation globale des résultats.

Les résultats représentés sur la Figure 2 confirment l'importance des conductances thermiques des murs (Umur, ST = 0,22) et du plancher bas (Upb, ST = 0,2). Comme attendu, l'enveloppe thermique a un rôle central dans la réduction des déperditions de chaleur. Cependant, la pertinence d'autres paramètres est également mise en évidence : le débit de ventilation (dimVentil, ST = 0,13), la température de consigne (THsp, ST = 0,09) et la gestion des plages horaires (scheduleHC, ST = 0,06) apparaissent également comme des variables importantes dans un contexte global, notamment pour coordonner les stratégies actives de régulation thermique. Il y a donc intérêt de prendre en compte leur influence, notamment en regard de l'investissement relatif à la mise en place de régulations améliorées par rapport celui de travaux de rénovation de l'enveloppe. À l'inverse, la température de consigne réduite (THspRed) et l'étanchéité du bâtiment (p4) présentent des indices inférieurs à 0,01, indiquant une influence limitée. Ces analyses permettent déjà de prioriser les actions d'optimisation et de sélectionner les paramètres d'entrée à considérer dans le métamodèle à identifier.

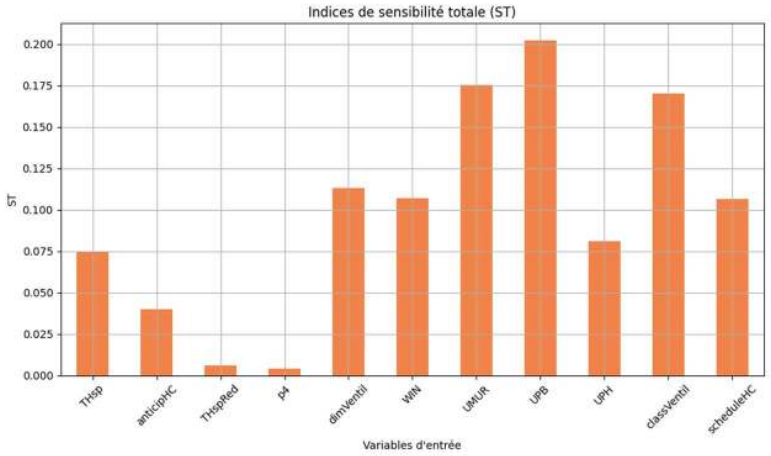


Figure 2 : *Indices de Sobol d'ordre total après analyse de sensibilité des données*

5. Métamodèle : Réseau de neurones

Un modèle d'intelligence artificielle, basé sur une architecture de réseaux de neurones artificiels (ANN), a été développé pour estimer les besoins énergétiques des bâtiments en fonction des paramètres de l'enveloppe et de la gestion thermiques du bâtiment (Tableau 1). Ce modèle a été formé à partir des simulations réalisées avec TRNSYS 18 (section 3), couvrant un large éventail de scénarii représentatifs des conditions d'exploitation des bâtiments de bureaux.

L'architecture du modèle de ANN repose sur une structure de type perceptron multicouche (MLP), un choix motivé par sa capacité éprouvée à traiter des données tabulaires multidimensionnelles et indépendantes, ainsi qu'à modéliser les relations non linéaires complexes caractéristiques du comportement thermique dynamique des bâtiments [11]. La conception du réseau ANN comprend trois principales composantes : une couche d'entrée, des couches cachées et une couche de sortie. La couche d'entrée comprend 11 neurones, chacun correspondant aux paramètres caractéristiques retenus (Tableau 1). Une normalisation préalable des données via un StandardScaler a été appliquée pour garantir une échelle uniforme entre toutes les variables, optimisant ainsi la convergence du modèle et réduisant les biais lors de l'entraînement. Le modèle a été entraîné à l'aide de l'algorithme d'optimisation Adam, réputé pour sa robustesse et sa capacité à ajuster dynamiquement les taux d'apprentissage. La fonction de perte choisie est l'erreur quadratique moyenne (MSE), qui minimise les écarts entre les prédictions et les valeurs simulées. Le jeu de données a été divisé en ensembles d'entraînement (70 %) et de test (30 %), garantissant une validation croisée efficace.

Les performances du modèle ANN ont été évaluées en utilisant des métriques standards de modélisation prédictive. Les résultats montrent une erreur type (RMSE) de 1,93 $kWh.m^{-2}$ et un coefficient de détermination (R^2) de 0,9995. Ces résultats indiquent une concordance remarquable entre les prédictions du modèle et les valeurs simulées, soulignant la fiabilité du métamodèle pour évaluer les besoins énergétiques des bâtiments de bureaux dans ces conditions. La Figure 3 illustre la forte corrélation entre les prédictions du modèle ANN et les données simulées par TRNSYS. Les points alignés le long de la diagonale confirment la concordance entre les résultats prédits et les valeurs de référence, démontrant que le modèle capture avec fidélité les influences complexes des paramètres thermiques et opérationnels sur les besoins de chauffage. En complément, la Figure 4 qui représente les résidus, montre une répartition homogène autour de zéro, sans tendance visible ou biais systématique. Cette distribution des résidus souligne la robustesse du modèle et sa capacité à fournir des prédictions fiables sur l'ensemble de la plage des données.

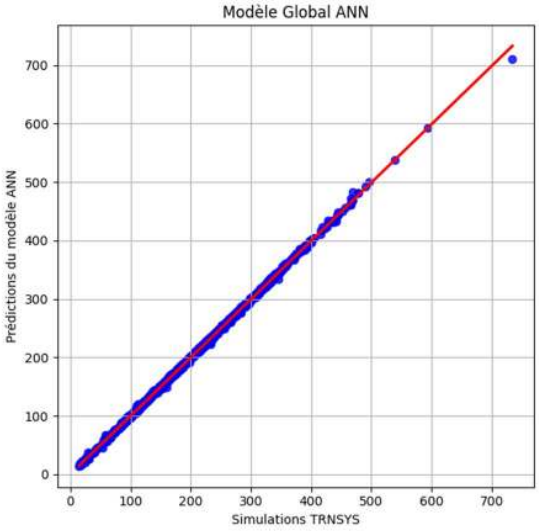


Figure 3 : *Comparaison entre les estimations du réseau de neurone et les résultats TRNSYS*

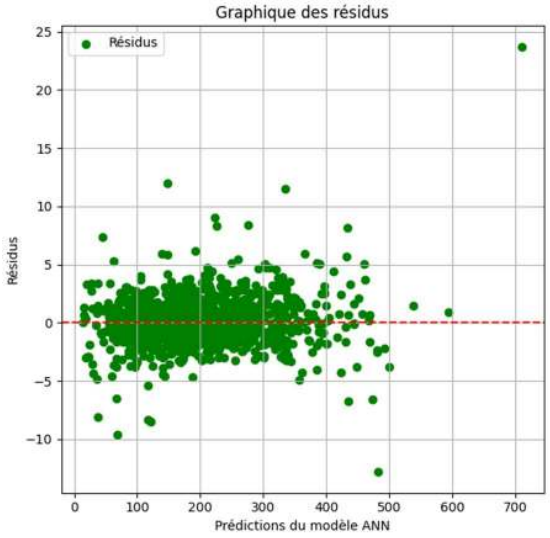


Figure 4 : *Différences absolues entre les estimations du réseau de neurone et les résultats TRNSYS*

Le métamodèle ANN se distingue par sa rapidité et son efficacité par rapport aux simulations directes réalisées avec TRNSYS. Alors que les simulations numériques détaillées nécessitent des ressources informatiques importantes et des temps de calcul prolongés, l'ANN réduit considérablement ces exigences tout en maintenant une précision comparable. Cette capacité à fournir des prédictions en temps réduit est particulièrement avantageuse lorsqu'il s'agit d'explorer un large éventail de scénarii ou d'évaluer rapidement l'impact de différentes configurations.

6. Résultats : Exemple d'optimisations pour un bâtiment de référence

Dans cette section, nous présentons un exemple d'application du métamodèle développé ci-dessus. Le bâtiment de référence considéré ici est caractérisé par la « pire » combinaison des paramètres du Tableau 1 (bâtiment chauffé à une consigne à 22°C en continu, sans arrêt de la chaufferie, avec les parois les plus déperditives et sans système de ventilation). L'objectif dans cet exemple est de présenter au gestionnaire de ce bâtiment différentes combinaisons de solutions permettant de réduire ses besoins de chauffage, ainsi que les émissions de CO_2 et les coûts financiers associés à ces solutions. Pour ce dernier aspect, les résultats ci-dessous estiment grossièrement un coût total incluant les tarifs énergétiques, les frais d'exploitation et les investissements liés aux rénovations et aux équipements. Ces résultats sont réalistes mais à considérer uniquement comme démonstration d'exploitation de la méthodologie.

Le métamodèle permet d'obtenir des prédictions rapides pour un très grand nombre de scénarii, améliorant ainsi considérablement les temps de calcul. En effet, comparé à l'outil TRNSYS, avec lequel chaque simulation demande environ une minute, le modèle ANN identifié réalise cette tâche en seulement quelques millisecondes. Cette diminution substantielle permet d'explorer rapidement un large éventail de scénarios. Afin de couvrir efficacement l'espace des paramètres pour l'optimisation, la méthode d'échantillonnage de Saltelli a été utilisée. Cette approche permet une exploration systématique des différentes combinaisons de variables, garantissant une analyse approfondie des interactions entre paramètres et améliorant ainsi la robustesse des résultats obtenus. La Figure 5 ci-dessous montre de nombreux résultats, dont l'ensemble de solutions non dominées, connues sous le nom de solutions Pareto-optimales. Ces solutions jouent un rôle important dans l'optimisation multicritères en fournissant une

vision claire des compromis entre différents objectifs. Par exemple, elles montrent comment une réduction des coûts peut être atteinte sans compromettre excessivement l'efficacité énergétique ou l'impact environnemental. Ce cadre d'analyse permet aux décideurs d'identifier les solutions les plus équilibrées, répondant au mieux à des priorités spécifiques. En choisissant par exemple la solution présentant le plus faible coût économique (triangle jaune sur la Figure 5), les besoins de chauffage diminueraient d'environ 54% et les coûts seraient réduit de 27% par rapport au scénario de référence (à 46 362 kWh et 14 588 € respectivement).

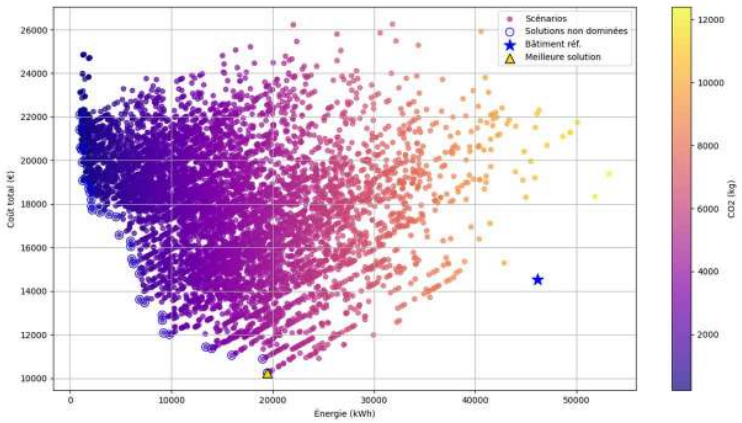


Figure 5 : *Résultats estimés par différentes combinaisons de paramètres sur un bâtiment de bureau à Paris grâce au métamodèle*

7. Conclusions et perspectives

Le parc de bâtiments tertiaires existants représente un potentiel significatif d'économie d'énergie en France. Une aide particulière doit être apportée pour que celui-ci puisse réduire sa consommation énergétique. Pour guider et inciter les gestionnaires de parc à améliorer la sobriété énergétique de leurs bâtiments, la méthodologie présentée dans cet article permet d'estimer de manière fiable et rapide l'influence de 11 paramètres caractéristiques de l'enveloppe et de la gestion du bâtiment sur les besoins de chauffage. Il est ainsi possible à partir d'un état de bâtiment donné d'évaluer différentes stratégies de sobriété et de rénovation selon des critères énergétiques et économiques. Pour cela, la première étape consiste à construire une base de données fiable suffisamment conséquente sur la typologie de bâtiment à étudier. A défaut de données réelles pour le moment, les données sont issues de simulations thermiques dynamiques sous TRNSYS. La sensibilité des besoins de chauffage selon cette base de données est ensuite analysée grâce à la méthode de Sobol. Cette première analyse permet de hiérarchiser les paramètres caractéristiques selon leur influence. Les paramètres les plus influents sont ensuite considérés comme entrées d'un métamodèle formé par un réseau de neurone artificiel. Une pré étude d'optimisation rapide à partir de ce métamodèle peut ensuite être faite pour aider à la prise de décision.

Les résultats sont prometteurs en appliquant cette méthodologie sur le cas d'un bâtiment de bureau à Paris. Le réseau de neurone identifié à partir de 5000 simulations donne des estimations fiables avec une erreur type inférieure à 2kWh.m^{-2}. Il permet notamment d'obtenir rapidement un front de Pareto représentant les meilleures solutions techniques selon les économies de chauffage réalisables et l'investissement économique nécessaire. Cet outil permet d'évaluer efficacement des milliers de scénarios, offrant ainsi un support décisif à l'optimisation et la prise de décision.

La méthodologie fonctionne très bien à partir de données de simulations issues d'un modèle en particulier. Pour aller plus loin dans l'évaluation de sa pertinence et sa validation, il faudrait

la confronter à d'autres données, issues de modèles différents et de bâtiments réels également. L'instrumentation quasi systématique et l'accès aux données de ce genre de bâtiment permettra d'améliorer la méthodologie. Pour aller plus loin, il serait possible de généraliser davantage la méthodologie en l'appliquant à d'autres types de bâtiment tertiaire (école…), en prenant en compte des critères complémentaires (confort, QAI…) et en considérant d'autres paramètres caractéristiques du bâtiment (surface vitrée, géométrie, inertie). Pour ce dernier aspect, il faudrait tout de même s'assurer au préalable que les nouvelles caractéristiques soient disponibles auprès des gestionnaires. Le métamodèle étant léger d'utilisation, la méthodologie pourrait ensuite être couplée à des bases de données géo spatiales (comme la BDNB par exemple) pour établir des stratégies à plus large échelles spatiales (territoire, région, national).

Références

[1] A. Sáez-de-Guinoa, D. Zambrana-Vásquez, V. Fernández, C. Bartolomé, Circular Economy in the European Construction Sector: A Review of Strategies for Implementation in Building Renovation. *Energies*, 15-13 (2022), 4747. DOI : 10.3390/en15134747

[2] L. Estay, M. Peperstraete, S. Ginestet, C. Oms-Multon, M. Bonhomme, European market structure for integrated home renovation support service: Scope and comparison of the different kind of one stop shops. AIMS Energy, 11-5 (2023), 846-877. DOI: 10.3934/energy.2023041

[3] T. Van der Schoor. Lessons From EU-Projects for Energy Renovation, *Urban Planning*, 7-2 (2022), 123-130. DOI: 10.17645/up.v7i2.5181.

[4] Passoni, C., Marini, A., Belleri, A., & Menna, C. (2021). Redefining the concept of sustainable renovation of buildings: State of the art and an LCT-based design framework. *Sustainable Cities and Society*, *64*, 102519.

[5] Kamari, A., Corrao, R., & Kirkegaard, P. H. (2017). Sustainability focused decision-making in building renovation. *International Journal of Sustainable Built Environment*, *6*(2), 330-350.

[6] M. Malinovec Puček, A. Khoja, E. Bazzan, P. Gyuris. A Data Structure for Digital Building Logbooks: Achieving Energy Efficiency, Sustainability, and Smartness in Buildings across the EU, *Buildings*, 13-4 (2023), 2075-5309. DOI: 10.3390/buildings13041082.

[7] T. P McDowell, D. E Bradley, M. Hiller, J. Lam, J. Merk, and W. Keilholz, TRNSYS 18: The continued evolution of the software, *Building Simulation 2017 (*San Francisco, USA August 7-9, 2017*)*, 1922–1930.

[8] A. Leconte, J-G. Winkler, O. Ouvrier-Bonnaz. Vers la sobriété énergétique des bâtiments tertiaires : influence de différents paramètres de gestion sur la consommation énergétique et le confort des écoles et bureaux en France, *IBPSA France* (La Rochelle-Oléron, 13-17 mai 2024), 387-391.

[9] NF EN ISO 52120-1. *Performance énergétique des bâtiments — Contribution de l'automatisation, de la régulation et de la gestion techniques des bâtiments — Partie 1 : Cadre général et procédures*, AFNOR (2022).

[10] I. M. Sobol, Global sensitivity indices for rather complex mathematical models can be efficiently computed by Monte Carlo (or quasi-Monte Carlo) methods. Math Comput Simul, 55 (2001), 271–280.

[11] K. Amasyali, N. M. El-Gohary, A review of data-driven building energy consumption prediction studies. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 81-1 (2018), 1192-1205. DOI : 10.1016/j.rser.2017.04.095.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à bpifrance qui a financé ces travaux au travers du programme I-nov.

Étude numérique de l'amélioration des échanges thermiques dans un stockage à chaleur latente par ajouts de graphite expansé, ailettes et mélangeur statique.

Numerical Study of Heat Transfer Enhancement in Latent Heat Storage Using a Combination of Compressed Expanded Natural Graphite, Fins, and Static Mixer.

Soumaya AIT MOULA[1,3*], Mariam JADAL[3], Jérôme SOTO[1,2], PY Xavier[1], Mohamed BALLI[3,4,5]

[1] Université de Nantes, CNRS, Laboratoire de Thermique et d'Energie de Nantes, UMR 6607, La Chantrerie, rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 Nantes Cedex 3, France
[2] Icam Ouest, 35 Avenue du Champ de Manœuvres, 44470 Carquefou, France
[3] Laboratoire LERMA, Collège d'ingénierie et d'architecture, Université internationale de Rabat, Parc Technopolis, Rocade de Rabat-Salé, Sala Al Jadida 11100, Maroc
[4] Département d'ingénierie mécanique, Faculté de Génie, Université de Sherbrooke, J1K 2R1 Québec, Canada
[5] Michael W. Hall School of Mechanical Engineering, Mississippi State University, USA.

[*](auteur correspondant : soumaya.aitmoula@uir.ac.ma)

Résumé - Cette étude numérique porte sur un échangeur stockeur composé de plaques en graphite naturel expansé compressé (GNEc) caractérisées par une conductivité thermique orthotrope. Ces dernières sont imprégnées de paraffine (RT70HC). Pour améliorer le transfert de chaleur, des ailettes côté MCP-GNEc et un insert hélicoïdal coté fluide caloporteur ont été ajoutés. Les résultats montrent une réduction du temps de fusion de 23 %, lorsque la conductivité thermique supérieure du GNEc est choisie dans le sens radial plutôt qu'axial. De plus, l'ajout d'un insert hélicoïdal contribue à une réduction supplémentaire du temps de fusion de 40 %, en améliorant le transfert de chaleur convectif.

Abstract - This numerical study focuses on a thermal storage heat exchanger composed of compressed expanded natural graphite (GNE) plates impregnated with paraffin (RT70HC). To enhance heat transfer, fins on the shell side and a helical insert were added. The results show a 23% reduction in melting time, attributed to the optimized orientation of the plates, which promotes higher thermal conductivity in the radial direction rather than the transverse one. Furthermore, the helical insert contributed to an additional 40% reduction in melting time by improving convective heat transfer.

Nomenclature

h	enthalpie sensible, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
k	conductivité thermique, W/(m.K)
L'	chaleur latente, $J.kg^{-1}$
ϕ	flux de chaleur, W
R_{th}	résistance thermique, K/W
S	terme source, $W.m^{-3}$
$T_{solidus}$	température début de fusion, °C
$T_{liquidus}$	température fin de fusion, °C
t	temps, s

Symboles grecs

ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
β	fraction liquide

1. Introduction

Dans un contexte industriel où la chaleur représente 74% de l'énergie utile et marqué par un des pertes énergétiques importantes, la récupération de chaleur fatale et son stockage représentent des solutions pour améliorer l'efficacité énergétique. Le stockage à chaleur latente, en utilisant des matériaux à changement de phase (MCP), permet de stocker et de libérer une grande quantité de chaleur avec une variation de température minimale. Mais, leur faible conductivité thermique, de l'ordre de 0,2 W/ (m.K) pour les MCP organiques, limite la vitesse de charge et de décharge de chaleur. Ceci constitue un défi pour les applications industrielles exigeant des cycles thermiques très courts requérant des puissances importantes. Face à cette limitation, une approche consiste à améliorer la conductivité thermique des MCP en utilisant une matrice conductrice à base de graphite naturel expansé compressée (GNEc) imprégné d'un matériau à changement de phase (MCP). Ceci permet d'augmenter la conductivité thermique du composite jusqu'à environ 70 W/(m·K) en fonction de sa densité[1]. Une deuxième approche consiste à augmenter les échanges thermiques par l'ajout d'ailettes en augmentant la surface d'échange, et par l'intégration des mélangeurs statiques, tels que l'insert hélicoïdal côté fluide caloporteur pour améliorer le transfert convectif [2].

Une étude numérique est menée sur un échangeur-stockeur à ailettes composé de plaques en graphite naturel expansé compressé imprégnées de paraffine. L'influence de l'orientation des plaques GNEc-MCP ainsi que l'effet de l'ajout d'un insert hélicoïdal côté fluide ont été analysés.

2. Étude numérique de l'échangeur de stockage de chaleur latente

2.1. Géométrie

L'échangeur stockeur comprend 18 plaques en composite MCP-GNEc et 19 ailettes disposées en alternance, avec un tube central traversé par un fluide caloporteur (eau) qui relie l'ensemble (figure 1). Le tube a un diamètre interne de 12 mm, un diamètre externe de 14 mm et une longueur de 415 mm. Les plaques et ailettes ont un diamètre allant de 14 mm à 38 mm et des longueurs respectives de 20 mm et 1 mm.

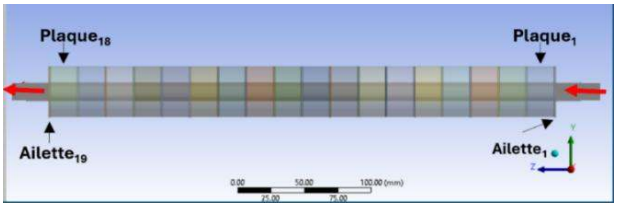


Figure 1 : *Représentation de la géométrie de l'échangeur stockeur avec les plaques* GNEc-MCP

L'insert hélicoïdal, présenté en figure 2 est composé d'un axe cylindrique de 4 mm de diamètre autour duquel est enroulée une hélice de section rectangulaire de 0,5 mm, d'épaisseur et 3,75 mm de hauteur, sur une longueur totale de 400 mm. Il est positionné à 5 mm en aval de l'entrée et se termine 10 mm avant la sortie, couvrant ainsi la majeure partie du canal.

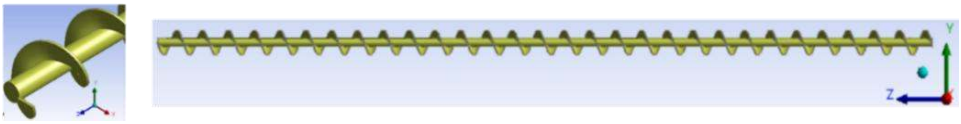


Figure 2: *Géométrie d'insert hélicoïdal*

2.2. Description de la méthode de modélisation numérique

La méthode du terme source a été adoptée pour modéliser le changement de phase [3]. Dans ce cas l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = \nabla\, k(\nabla\, T) + S \tag{1}$$

Où, S s'exprime selon l'équation suivante :

$$S = -\rho L \frac{\partial \beta}{\partial t} \tag{2}$$

La fraction liquide (β), s'exprime en fonction de la température (équation 3) :

$$\beta = \begin{cases} 0 & si\ \ T < T_{solidus} \\ \dfrac{T - T_{solidus}}{T_{liquidus} - T_{solidus}} & si\ \ T_{solidus} < T < T_{liquidus} \\ 1 & si\ T > T_{liquidus} \end{cases} \tag{3}$$

2.3. Conditions initiales et aux limites

Les parois externes du stock sont adiabatiques. L'eau s'écoule à 0,9 m/s (Re = 11 000), et arrive à une température de 85 °C, alors que le stock est initialement à 50 °C.

2.4. Propriétés thermiques

Les plaques de matériaux composites ont une fraction massique de paraffine RT70 HC de 80%, contre 20% de GNEc ayant une densité de 200 kg/m^3 et qui présente une conductivité thermique orthotrope. Celle-ci atteint 6 W/(m·K) dans la direction de compression et 20 W/(m·K) dans la direction perpendiculaire à la direction de compression. La conception et la caractérisation de ce composite ont été réalisées dans une étude précédente [4].

Le Tableau 1 présente les caractéristiques du composite MCP-GNEc, de l'eau et du cuivre considérées comme indépendantes des variations de température, ainsi que la plage de température de fusion et la chaleur latente du MCP.

	ρ	C_p	k	μ	$T_{solidus}$	$T_{liquidus}$	L'
	kg/m^3	J/(kg.K)	W/ (m.K)	kg/(m.s)	°C	°C	J/kg
MCP-GNEc	800	2000	(*kx,ky,kz*)	-	69,5	72,1	260.10^3
Eau	998,2	4181	0,6	$10{,}03.10^{-4}$	-	-	-
Cuivre	8978	381	387,6	-	-	-	-

Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques de MCP-GNEc* [5]*, eau et du cuivre*

2.5. Hypothèses, méthode de simulation et critère de convergence

Dans cette étude, le modèle turbulent k−ω SST a été choisi pour ses performances près des parois, notamment pour capturer les effets visqueux dans la couche limite. Un contact thermique parfait est supposé entre les plaques GNEc-MCP, les parois du tube et les ailettes, sans résistance de contact. L'expansion volumique est négligée, et les propriétés thermiques des phases solide et liquide sont constantes.

L'étude numérique a été réalisée avec ANSYS Fluent, en utilisant un maillage de taille de cellule de 0,4 mm, validé par des tests montrant des variations négligeables avec une taille de maille plus petite. La méthode SIMPLE assure le couplage pression-vitesse avec une discrétisation d'ordre deux pour la pression, la quantité de mouvement et l'énergie. Les critères de convergence sont fixés à 10^{-3} pour la continuité et 10^{-6} pour l'énergie.

2.6. Calculs des temps de fusion

La Figure 3 montre l'évolution des températures maximale et minimale de la première plaque du stock de l'échangeur-stockeur sans insert hélicoïdal. La fusion commence lorsque la température maximale atteint 69,5°C et est complète lorsque la température minimale atteint 72,1°C [6]. Le temps total de fusion est alors calculé selon l'équation :

$$\Delta t_{fusion} = t_{fin} - t_{début} \quad (4)$$

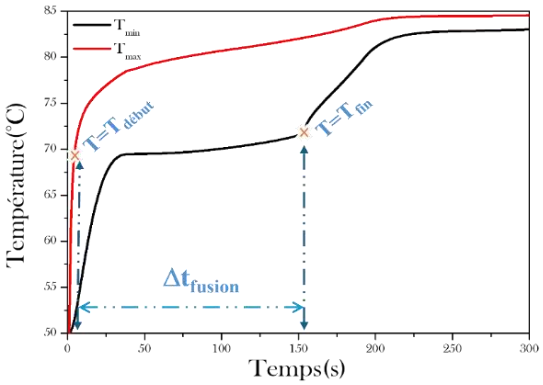


Figure 3 : *Évolution des températures minimale et maximale de la première plaque MCP-GNE*

Les courbes de température T_{max} et T_{min} montrent deux montées rapides correspondant à l'absorption de la chaleur sensible, suivies d'un palier de changement de phase où la température reste constante. En fin de processus, elles convergent progressivement vers la température de la source de chaleur (85°C).

2.7. Calculs de la résistance thermique

La résistance thermique de convection (R_{th}) a été calculée en utilisant la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{T_{eau} - T_{tube}}{\phi_{eau-tube}} \quad (5)$$

Où T_{eau} et T_{tube} sont les températures moyennes de l'eau et de la paroi du tube durant la fusion, et $\phi_{eau-tube}$ correspond au flux thermique moyen échangé entre ces deux éléments.

3. Résultats et discussion

3.1. Effet d'orientation des plaques GNE-MCP

Deux configurations sont étudiées (figure 4) : radiale et axiale. Dans la configuration radiale, la conductivité thermique est maximale dans le plan transverse à l'écoulement, tandis que dans la configuration axiale, elle est maximale dans le sens de l'écoulement.

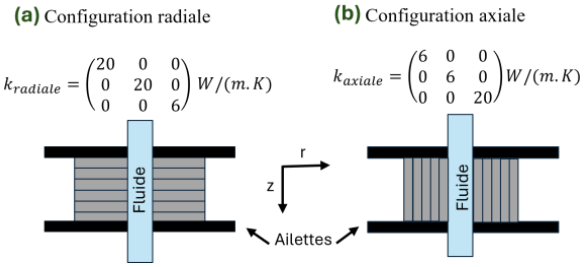


Figure 4 : *Les configurations radiale(a) et axiale(b) du GNEc-MCP, illustrant l'orientation de la conductivité thermique dans chaque configuration.*

Le tableau 2 présente les flux thermiques moyens échangés durant la fusion entre les différentes interfaces du système (eau-tube, tube-plaques, tube-ailettes) ainsi que le temps total de fusion (Δt_{fusion}) pour les deux configurations. La surface d'échange entre le fluide et les plaques représente 95 % de la surface d'échange totale, tandis celle des ailettes n'en représente que 5 %. L'analyse des flux thermiques révèle des différences significatives entre les deux configurations en termes de répartition de la chaleur et de temps de fusion (tableau 4). On note que l'orientation de la plaque telle que sa conductivité thermique la plus importante soit dirigée vers la plus grande surface d'échange, celle des ailettes, ne permet pas une augmentation globale des transferts. En effet, dans configuration radiale, le flux thermique moyen passant à travers les plaques s'élève à 425 W, soit 72 % du flux total de l'échangeur, tandis que celui traversant les ailettes est de 161 W, représentant 28 % du flux total. Cela a entraîné un temps de fusion de 176 s. En revanche, pour la configuration axiale, le flux thermique moyen traversant les plaques est réduit à 211 W, soit 43 % du flux total, tandis que le flux passant par les ailettes augmente à 281 W, représentant 57 % du flux total. Cette configuration a conduit à un temps de fusion de 231 s.

	$\phi_{eau\text{-}tube}$	$\phi_{tube\text{-}plaques}$	$\phi_{tube\text{-}ailettes}$	Δt_{fusion}
	W	W	W	s
Configuration radiale	586	425	161	176
Configuration axiale	492	211	281	231

Tableau 2 : *Comparaison des flux et du temps de fusion pour la configuration radiale et axiale*

L'évolution des temps de fusion des plaques est illustrée dans la figure 5. Une différence est notable pour la première et la dernière plaque du stock. Cette particularité s'explique par le fait que, contrairement aux plaques centrales qui partagent leurs ailettes avec les plaques voisines, les plaques aux extrémités (P1 et P18) ne partagent qu'une seule de leurs deux ailettes respectives, ce qui accélère leur fusion.

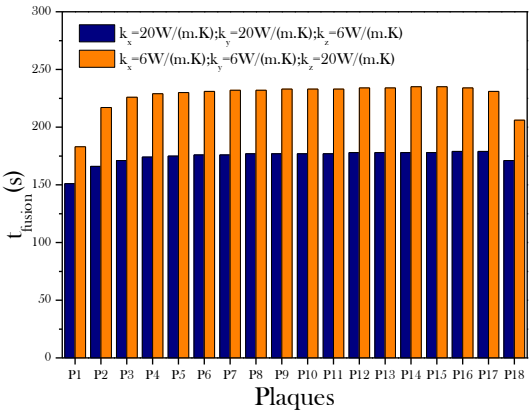


Figure 5 : *Temps de fusion des plaques en fonction des configurations de conductivité thermique (kx,ky,kz)*

3.2. L'effet de l'ajout de l'insert hélicoïdal

Une étude a été menée pour évaluer l'effet de l'ajout d'un insert hélicoïdal dans le tube sur le temps de fusion. Cette analyse a été réalisée en considérant les plaques avec des conductivités thermiques intensifiées à 20 W/(m.K) dans le sens radial. Les résultats montrent que l'utilisation de l'insert hélicoïdal permet de réduire le temps de fusion des plaques du stock qui passe de 173 s pour le tube lisse à 105 s avec l'insert hélicoïdal (figure 6), soit une réduction de 40 %. Cette amélioration est directement liée à la diminution de la résistance thermique entre l'eau et la paroi interne du tube qui passe de $1{,}28.10^{-2}$ K/W pour le tube lisse à $4{,}11.10^{-3}$ K/W pour l'insert hélicoïdal soit une réduction de 68 %. Comme l'indique la figure 7, le flux moyen pendant la fusion est de 587W pour le tube lisse, tandis qu'il atteint 971W avec l'insert hélicoïdal.

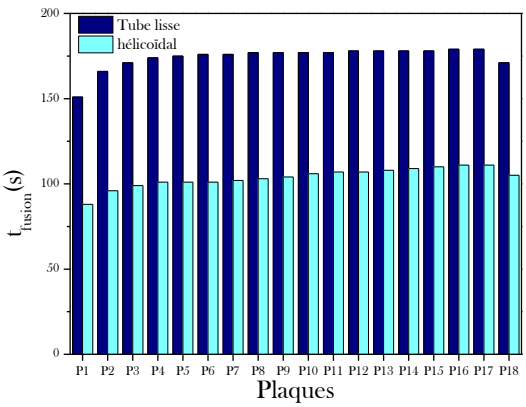


Figure 6 : *Temps de fusion des plaques du stock à tube lisse et avec l'insert hélicoïdal*

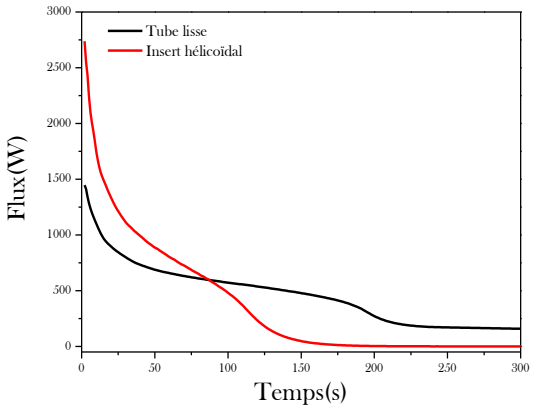


Figure 7 : *Comparaison des flux thermiques transmis par l'eau pour les configurations à tube lisse et avec insert hélicoïdal.*

En comparant nos résultats à ceux précédemment publiés [7], où le temps de fusion des plaques MCP-GNEc était d'environ 180 s dans un échangeur tubulaire sans ailettes avec de l'eau en régime turbulent (Re= 70500), notre configuration avec insert hélicoïdal a permis de réduire ce temps à 105 s, démontrant une amélioration significative du transfert thermique.

4. Conclusion :

Cette étude numérique a mis en évidence l'impact de l'orientation des plaques et de l'ajout d'un insert hélicoïdal sur les performances thermiques d'un échangeur-stockeur GNEc-MCP. Dans la configuration étudiée, l'orientation radiale permet d'obtenir un temps de fusion inférieur de 31 % par rapport à la configuration axiale. Cependant, cette tendance pourrait être différente avec des ailettes plus performantes. Ceci fera l'objet d'une étude ultérieure. On note que l'ajout d'un insert hélicoïdal améliore l'échange thermique de 56%, en réduisant le temps de fusion de 40 % par rapport au tube lisse.

Références

[1] X. Py, R. Olives, and S. Mauran, "Paraffin/porous-graphite-matrix composite as a high and constant power thermal storage material," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 44, no. 14, pp. 2727–2737, Jul. 2001, doi: 10.1016/S0017-9310(00)00309-4.

[2] M. Tusar, K. Ahmed, M. Bhuiya, P. Bhowmik, M. Rasul, and N. Ashwath, "CFD study of heat transfer enhancement and fluid flow characteristics of laminar flow through tube with helical screw tape insert," *Energy Procedia*, vol. 160, pp. 699–706, Feb. 2019, doi: 10.1016/J.EGYPRO.2019.02.190.

[3] T. Sathe and A. S. Dhoble, "Thermal analysis of an inclined heat sink with finned PCM container for solar applications," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 144, p. 118679, Dec. 2019, doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2019.118679.

[4] M. Jadal, J. Soto, and D. Delaunay, "Thermal conductivity evolution of a compressed expanded natural graphite – Phase change material composite after thermal cycling," *Therm. Sci. Eng. Prog.*, vol. 28, no. August 2021, 2022, doi: 10.1016/j.tsep.2021.101047.

[5] "Rubitherm GmbH." https://www.rubitherm.eu/en/productcategory/organische-pcm-rt (accessed Jun. 07, 2024).

[6] M. Jadal, "Caractérisation thermique d'un échangeur-stockeur constitué d'un matériau à changement de phase dans une structure conductrice," Sep. 2020, Accessed: Jun. 07, 2024. [Online]. Available: https://theses.hal.science/tel-03014679

[7] K. Merlin, D. Delaunay, J. Soto, and L. Traonvouez, "Heat transfer enhancement in latent heat thermal storage systems : Comparative study of different solutions and thermal contact investigation between the exchanger and the PCM," *Appl. Energy*, vol. 166, pp. 107–116, 2016, doi: 10.1016/j.apenergy.2016.01.012.

Modélisation d'une chaudière de récupération avec changement de phase et calcul du coefficient d'échange

Louis MOUGENOT[1,2], Phillipe BAUCOUR[1,*], François LANZETTA[1], Alexis SESMAT[2]

[1]Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, institut FEMTO-ST, F-90000 Belfort, France
[2]NEEXT ENGINEERING, Techn'hom 3, 27 Rue Edouard Branly, F-90000 Belfort, France
[*](auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

Résumé

Cette étude explore la modélisation d'une chaudière industrielle (100 MW) de récupération, tout en considérant le coefficient d'échange. Deux cas de chaudières sont modélisés : l'un avec un fluide à changement de phase et l'autre avec plusieurs étages de pression qui co-existent dans la chaudière. La modélisation repose sur une discrétisation des échangeurs pour caractériser au mieux le changement de phase, en utilisant les méthodes du nombre d'unités de transfert et d'efficacité (NTU-ε) et de la différence de température logarithmique moyenne (DTLM).

Abstract

This study explores the modeling of an industrial recovery boiler (100 MW), taking into account the heat transfer coefficient. Two boiler cases are modeled: one with a phase-change fluid and the other with several pressure stages coexisting in the boiler. The modeling is based on the discretization of the heat exchangers to best characterize the phase change. The methods of the Number of Transfer Units and Effectiveness (NTU-ε) and the Log Mean Difference Temperature (LMDT) are utilized to analyze and predict the thermal performance of the boilers under different operating conditions.

Nomenclature

C_p	Capacité thermique massique, J.kg^{-1}.K^{-1}	NUT	Nombre d'unité de transfert
D	Diamètre caractéristique, m	Nu	Nombre de Nusselt
DTML	Différence de température moyenne logarithmique	Pr	Nombre de Prandtl
ΔT	Différence de température	Q	Quantité de chaleur, W
F	Facteur de correction	Re	Nombre de Reynolds
h	Enthalpie, J.kg^{-1}	ρ	Masse volumique, kg·m^{-3}
λ	Conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}	T	Température, K
m	Débit massique, kg·s^{-1}	U	Coefficient d'échange, W·m^{-2}·K^{-1}
μ	Viscosité dynamique, Pa.s^{-1}	V	Vitesse, m·s^{-1}

1. Introduction

De nos jours, la production d'électricité dans le monde est encore majoritairement d'origine fossile (environ 60 %) [1]. Les centrales à gaz fonctionnent soit en cycle simple, soit en cycle combiné. La production de vapeur d'eau est obtenue à partir de l'énergie thermique des gaz d'échappement de la chaudière de récupération. Les gaz d'échappement traversent trois échangeurs au sein de la chaudière : l'économiseur qui permet d'augmenter la température de l'eau liquide jusqu'à son point d'évaporation, l'évaporateur qui transforme l'eau liquide en vapeur et qui gère le changement de phase et, finalement, le surchauffeur qui permet la production de vapeur surchauffée.

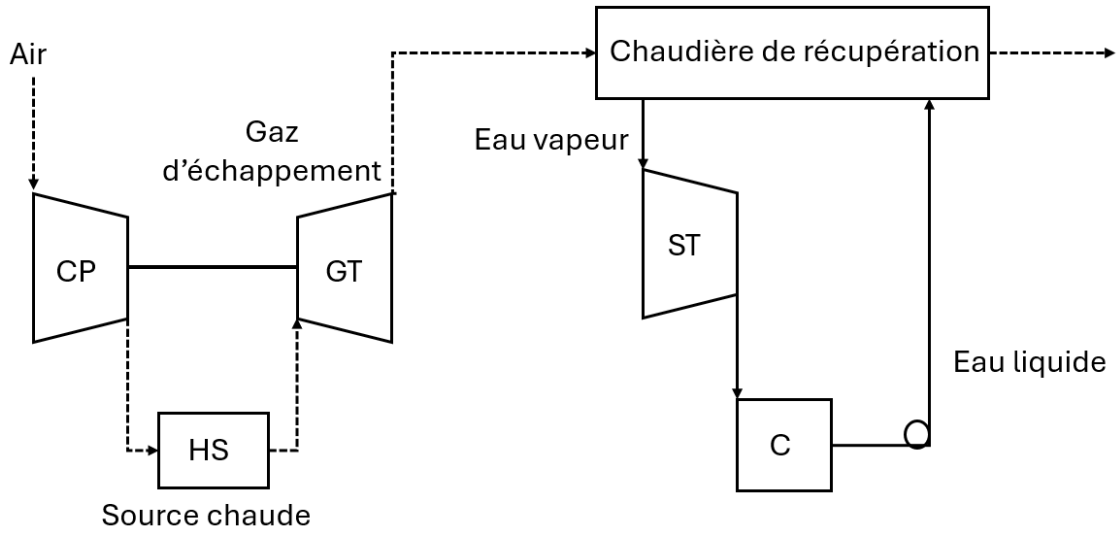


Figure 1 : *Schéma du cycle combiné*

Le rendement des centrales d'énergie dépend grandement de l'efficacité de la chaudière de récupération et, plus particulièrement, de la capacité des échangeurs à transmettre l'énergie disponible du fluide caloporteur (gaz d'échappement, qui, dans notre étude, sera de l'air) vers le fluide récepteur (eau) [2]. Dans le cadre de notre étude, l'enjeu est donc d'évaluer la surface d'échange et le coefficient d'échange en prenant en compte les contraintes économiques et le changement de phase. Classiquement, il existe les méthodes du DTLM et du NTU-ε. Dans les centrales de production d'énergie, les schémas de chaudières sont représentés en contre-courant (fig. 1**).**

2. Méthode de dimensionnement

La méthode du DTLM permet de déterminer la surface d'échange en connaissant la puissance échangée ainsi que les températures d'entrée et de sortie des fluides (fluide chaud :T_{gi}, T_{go} ; fluide froid : T_w, T_s). Cette méthode est idéale pour le dimensionnement, car l'on connaît a priori les températures de sortie. La seconde approche, celle du $NUT - \epsilon$, vise à calculer les températures de sortie des fluides en connaissant leurs températures d'entrée et la surface d'échange. Cette méthode, utilisant l'efficacité de l'échangeur, convient mieux à l'évaluation des performances. Ces deux méthodes peuvent également être combinées pour

analyser les variations de certains paramètres [1]. Dans notre cas, nous utilisons une méthode hybride, car nous avons un changement de phase [2].

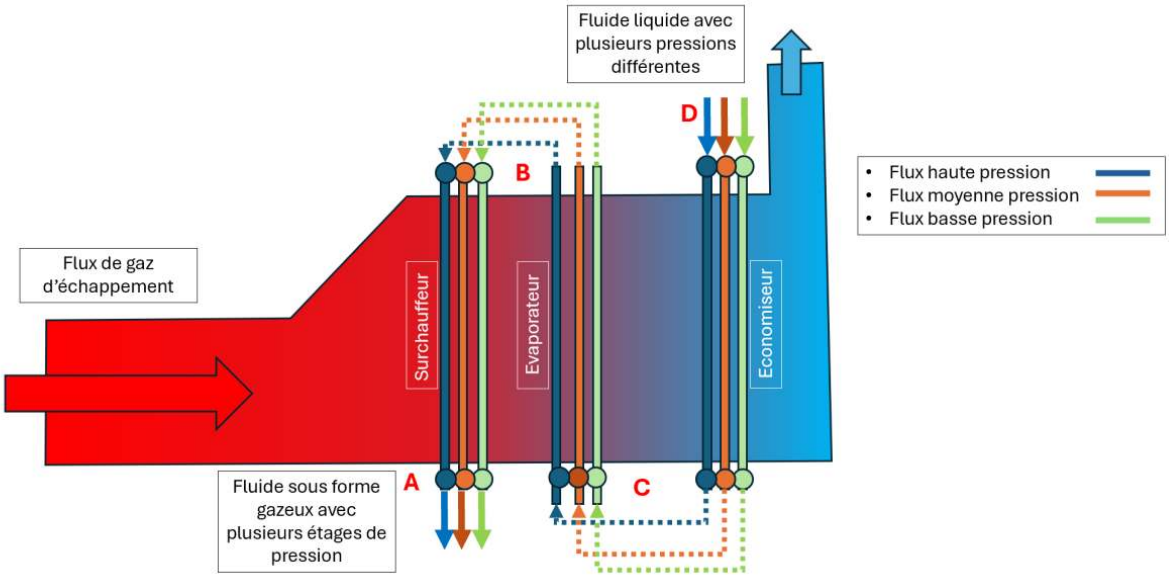


Figure 2 : *Schéma de la chaudière de récupération [3]*

Le dimensionnement de la chaudière nécessite la connaissance des paramètres :

- T_{gi} : la température d'entrée du fluide chaud
- T_s : la température d'entrée du fluide froid (liquide)
- T_w : la température de sortie du fluide froid (vapeur)
- m_s : le débit massique du fluide froid
- m_g : le débit massique du fluide chaud
- p_s : la pression du fluide froid
- p_g : la pression du fluide chaud

L'objectif de l'étude est de déterminer la température de sortie du fluide chaud T_{go}, ainsi que le coefficient d'échange U_{SP} et la surface d'échange A_{SP}. Dans le cas d'un fluide monophasique le système d'équations s'écrit :

$$m_g C_{pg}(T_{gi} - T_{go}) = m_s C_{ps}(T_s - T_w) \tag{1}$$

$$m_g C_{pg}(T_{gi} - T_{go}) = F_{SP}\, U_{SP} A_{SP} \left\{ \frac{(T_{gi}-T_s)-(T_{go}-T_w)}{\ln\left[\frac{T_{gi}-T_s}{T_{go}-T_w}\right]} \right\}$$

$$avec \left\{ \frac{(T_{gi}-T_s)-(T_{go}-T_w)}{\ln\left[\frac{T_{gi}-T_s}{T_{go}-T_w}\right]} \right\} = DTLM \tag{2}$$

Dans les équations (1) et (2), les contraintes géométriques du type d'échangeur sont prises en compte avec le facteur de correction F_{SP} , la caractérisation de l'échange se fait grâce au

coefficient d'échange U_{SP} qui prend en compte la conduction et la convection, la surface de l'échangeur étant définie par A_{SP}.

Le changement de phase, se produisant à température et pression constantes (en fonction des conditions de saturation), il nécessite un apport massif d'énergie [4]. La bibliothèque C++ Coolprop fournit les valeurs de l'enthalpie aux points d'évaporation et de condensation [5]. Dans le cadre d'une chaudière de récupération, la vapeur resurchauffée est ensuite détendue dans une turbine. La figure 3 présente les différentes étapes concernant les parcours du fluide au sein de la chaudière de récupération.

La température des gaz d'échappement est une contrainte majeure, elle doit être strictement supérieure à la température du fluide à changement de phase. C'est pour cela que nous n'imposons pas la température de sortie des gaz. Un des facteurs de dimensionnement de la chaudière sera le pincement au moment de l'évaporation [5]. Ici, le système dispose de plusieurs étages de pression (fig. 2).

Les équations bilans au niveau de chaque sous-système sont les suivantes :

- Surchauffeur :

$$m_g C_{pg}\left(T_{gi} - T_{g1}\right) = m_s C_{ps}(T_s - T_{sat}) \tag{3}$$

$$m_g C_{pg}\left(T_{gi} - T_{g1}\right) = F_{SH}\, U_{SH} A_{SH} \left\{ \frac{\left(T_{gi} - T_s\right) - \left(T_{g1} - T_{sat}\right)}{\ln\left[\frac{T_{gi} - T_s}{T_{g1} - T_{sat}}\right]} \right\} \tag{4}$$

- Evaporateur :

$$m_g C_{pg}\left(T_{g2} - T_{g3}\right) = m_s (h_v - h_l) \tag{5}$$

$$m_g C_{pg}\left(T_{g2} - T_{g3}\right) = U_{EV} A_{EV} \left\{ \frac{\left(T_{g2} - T_{g3}\right)}{\ln\left[\frac{T_{g2} - T_{sat}}{T_{g3} - T_{sat}}\right]} \right\} \tag{6}$$

- Economiseur :

$$m_g C_{pg}\left(T_{g3} - T_{ge}\right) = m_s C_{pw}(T_{sat} - T_w) \tag{7}$$

$$m_g C_{pg}\left(T_{g3} - T_{ge}\right) = F_{EC}\, U_{EC} A_{EC} \left\{ \frac{\left(T_{g3} - T_{sat}\right) - \left(T_{ge} - T_w\right)}{\ln\left[\frac{T_{g3} - T_{sat}}{T_{ge} - T_w}\right]} \right\} \tag{8}$$

La méthode de dimensionnement utilise six étapes de calculs qui s'effectuent de façon séquentielle :

1. Définir les variables du système : $T_{gi}, T_s, T_w, m_s, m_g, p_s, p_g$
2. Déterminer les températures de saturation du fluide à changement de phase
3. Caractériser l'échangeur :
   Dans un processus de modularité il est important d'imposer les conditions suivantes :

$$Si\ T_w < T_{sat}\ et\ T_s > T_{sat}$$

- $Alors\ nous\ avons\ un\ surchauffeur, un\ évaporateur\ et\ un\ économiseur$

$$Si\ T_s < Tsat$$

- $Alors\ nous\ avons\ un\ economiseur$

$$Si\ T_s = T_w = T_{sat}$$

- $Alors\ nous\ avons\ un\ evaporateur$
- $Sinon, nous\ sommes\ dans\ un\ cas\ de\ surchauffe$

4. Calculer les enthalpies en fonction des pressions et températures de chacun des fluides
5. Calculer les chaleurs spécifiques en fonction des pressions et températures de chacun des fluides
6. Calculer l'évolution de la température du gaz et les surfaces
7. Vérifier les égalités de puissance (Equations (3), (5), et (7))

3. Coefficient d'échange

Le coefficient global d'échange *U* est fonction des nombres de Reynolds, Prandtl et Nusselt [6]. Il faut dans un premier temps déterminer les nombres de Reynolds et de Prandtl :

$$Re = \frac{\rho.V.D}{\mu} \tag{9}$$

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mu.C_p}{\lambda} \tag{10}$$

Le nombre de Nusselt est déterminé à partir des conditions d'écoulement des fluides extérieurs et intérieurs aux conduits [7,8] :

- Si Re < 40 :

$$Nu = 0.969.Re^{0.33}.Pr^{\frac{1}{3}} \tag{11}$$

- Si Re > 40 :

$$Nu = 0.193.Re^{0.33}.Pr^{\frac{1}{3}} \tag{12}$$

➢ A l'intérieur du conduit [7,8]:

- Si Re < 2300 :

$$Nu = 3{,}66 \tag{13}$$

- Si Re > 2300 :

$$Nu = 0.023.Re^{0.8}.Pr^{0.4} \tag{14}$$

Les coefficients d'échange interne et externe de chaque fluide s'écrivent [8]:

$$h_{ext} = \frac{Nu_{ext}.\lambda_{ext}}{L} \tag{15}$$

$$h_{int} = \frac{Nu_{int}.\lambda_{int}}{L} \tag{16}$$

Finalement, pour un échangeur tubulaire, l'expression générale du coefficient d'échange global U devient [8] :

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_{ext}} + \frac{1}{h_{int}} + \frac{\ln\left(\frac{Do}{Di}\right)}{2.\pi.L.\lambda_{mat}} \tag{17}$$

$$\frac{1}{U} = R_{conv,ext} + R_{conv,int} + R_{cond} \tag{18}$$

4. Résultats

Dans cette section, nous présentons les résultats de la méthode de modélisation de la chaudière de récupération en fonction de différents paramètres d'entrée et de l'évolution du coefficient d'échange. Afin d'obtenir l'évolution de la température d'échange, nous calculons dans un premier temps les états thermodynamiques du fluide aux points A, B, C et D (fig. 2). Ensuite, nous appliquons une discrétisation afin de pouvoir suivre l'évolution de la température de manière précise au sein de chaque sous-système. De plus, la surface d'échange dépend de la longueur de l'échangeur ainsi que du nombre de tubes.

Variables	Cas 1 Un étage de pression	Cas 2 Plusieurs étages de pression
T_{gi} (K)	673,15	923,15
T_s (K)	$T_{gi} - 60$	$T_{gi} - 60$; $T_{gi} - 80$; $T_{gi} - 100$
T_w (K)	293,15	273,15 ; 293,15 ; 303.15
P_s (bar)	30	150 ; 50 ; 30
P_g (bar)	1	1
m_g (kg.s^{-1})	300	500
m_s (kg.s^{-1})	22	20 ;10 ;30
Section de passage (m²)	25	25

Tableau 1 : *Données d'entrée pour les deux cas d'étude : Cas 1 avec changement de phase et Cas 2 à plusieurs étages de pression qui co-existent dans la chaudière*

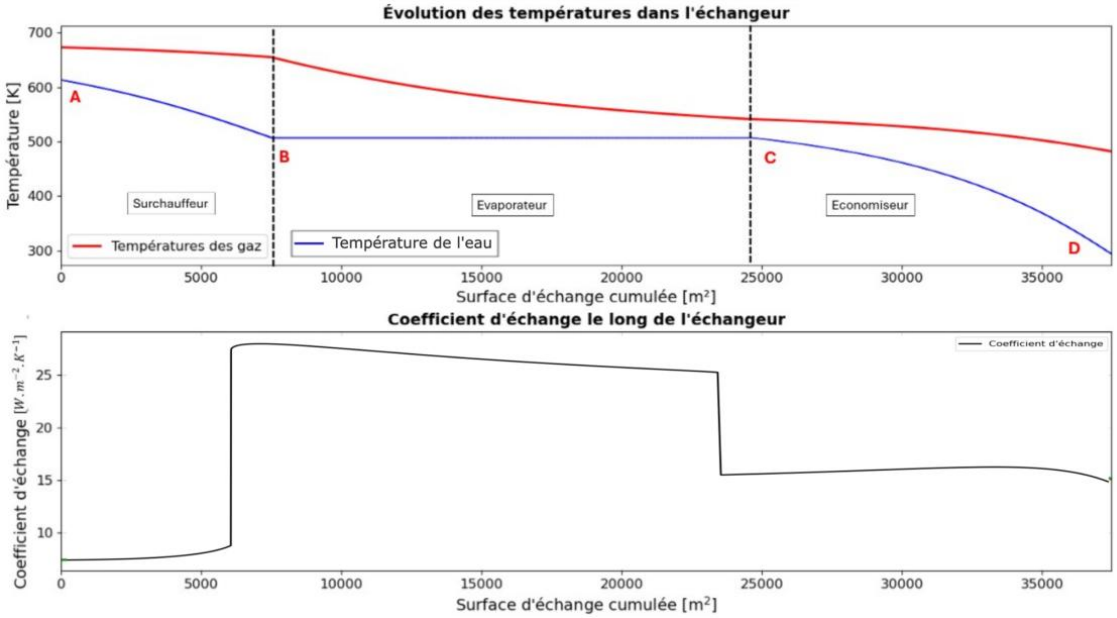


Figure 3 : Evolution de la température et du coefficient d'échange le long de l'échangeur (cas 1 avec changement de phase)

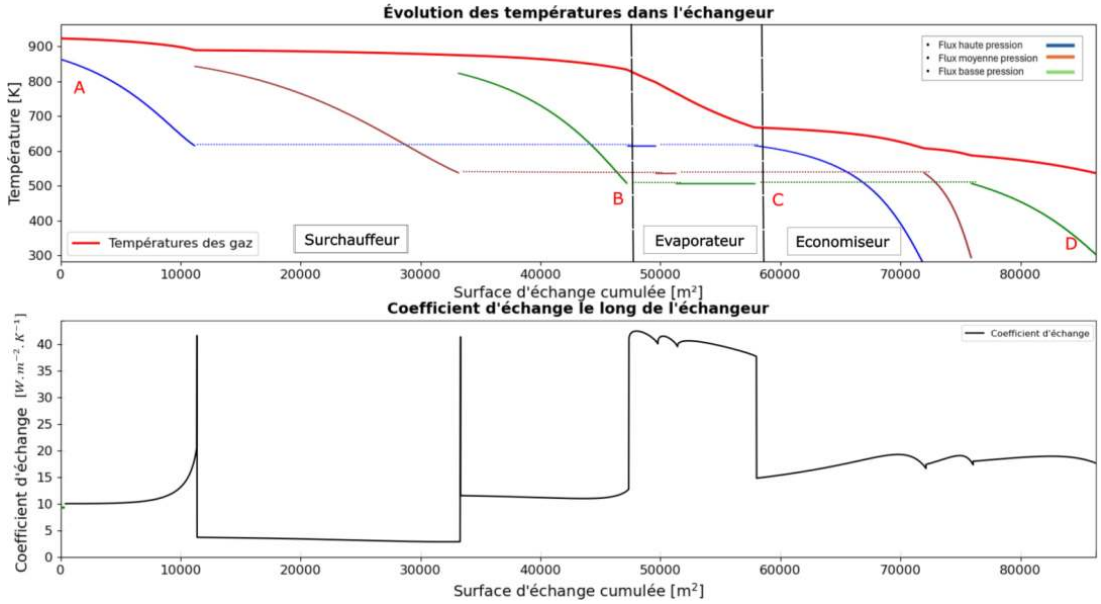


Figure 4 : *Evolution de la température et du coefficient d'échange le long de l'échangeur (cas 2 avec plusieurs étages de pression)*

Les résultats de la méthode de calcul montrent une évolution de la température le long de l'échangeur. Nous pouvons voir sur les courbes de la figure 4 que l'eau atteint sa température de consigne pour une surface d'échange correspondante. Cependant, le calcul du coefficient d'échange reste discutable en raison de l'existence de nombreuses corrections pour obtenir une estimation précise. En particulier, les effets de fouling (encrassement) caractérisent l'accumulation de dépôts sur les surfaces d'échange, ce qui diminue l'efficacité du transfert de chaleur en augmentant la résistance thermique. De plus, les aspects géométriques de l'échangeur, tels que la disposition des tubes, les espacements entre eux et la configuration des flux (contre-courant, co-courant, flux croisés), influent sur le coefficient d'échange et nécessitent des ajustements spécifiques [9]. Le facteur de correction F a été fixé par défaut à 1,

ce qui ne reflète pas la réalité car F varie en fonction des conditions d'écoulement et des caractéristiques de l'échangeur. Cette simplification conduit à une estimation plus faible du coefficient d'échange. Par ailleurs, la température du gaz d'échappement diminue fortement lorsqu'on entre dans le domaine diphasique, ce qui est cohérent avec les caractéristiques thermodynamiques de l'eau, où la présence de phases liquide et vapeur modifie le profil de température de manière significative. Dans notre cas de figure, le coefficient d'échange calculé est assez faible, illustrant la faible capacité de l'air à transférer la chaleur efficacement. En effet, l'air est par définition un mauvais fluide caloporteur en raison de sa faible densité et faible conductivité thermique.

5. Conclusion

La méthode de modélisation présentée dans cette étude offre un cadre pour calculer la surface d'échange d'une chaudière de récupération. La discrétisation de la méthode permet d'analyser l'évolution des températures le long de l'échangeur et de déterminer la surface d'échange associée. Cependant, il serait pertinent d'examiner l'impact du nombre de discrétisations ainsi que de tester différentes corrélations pour le calcul du nombre de Nusselt. Enfin, des éléments tels que le facteur de correction F et la section de passage doivent également être pris en compte afin d'affiner la méthode de calcul et d'améliorer la précision dans l'estimation de la surface d'échange.

Références

[1] A. Bontemps *et al.*, « Échangeurs de chaleur - Définitions et architecture générale », *Therm. Pour L'industrie*, févr. 1994, doi: 10.51257/a-v1-b2340.

[2] S. Chantasiriwan, « Determination of optimal total area of heat recovery steam generator », *Case Stud. Therm. Eng.*, vol. 53, p. 103909, janv. 2024, doi: 10.1016/j.csite.2023.103909.

[3] H. Jouhara, N. Khordehgah, S. Almahmoud, B. Delpech, A. Chauhan, et S. A. Tassou, « Waste heat recovery technologies and applications », *Therm. Sci. Eng. Prog.*, vol. 6, p. 268-289, juin 2018, doi: 10.1016/j.tsep.2018.04.017.

[4] P. Jolly, « Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur dans des capillaires micrométriques en vue des applications aux étanchéités statiques », Theses, Université de Poitiers, 2004. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.hal.science/tel-00008547

[5] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, et V. Lemort, « Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp », *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 53, nº 6, p. 2498-2508, févr. 2014, doi: 10.1021/ie4033999.

[6] R. Leleu, « Transferts de chaleur », *Opérations Unit. Génie Réaction Chim.*, juin 1992, doi: 10.51257/a-v1-j1080.

[7] J. Padet, *Echangeurs thermiques. Methodes Globales De Calcul Avec 11 Problemes Resolus (2ème Edition)*. Decitre, 2012.

[8] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, et Y. I. Cho, Éd., *Handbook of heat transfer*, 3rd ed. in McGraw-Hill handbooks. Chicago, Ill: McGraw-Hill Education LLC, 1998.

[9] M. M., « Fouling of Heat Transfer Surfaces », in *Heat Transfer - Theoretical Analysis, Experimental Investigations and Industrial Systems*, A. Belmiloudi, Éd., InTech, 2011. doi: 10.5772/13696.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Ecole Universitaire de Recherche EIPHI (contrat ANR-17-EURE-0002) et la Région Bourgogne Franche-Comté pour avoir soutenu ce travail.
Cette étude a été financée par la société NEEXT ENGINEERING.

Thème 2

Hautes Températures - hauts flux

Conception, mise en œuvre et caractérisation d'un simulateur solaire à haute densité de flux d'une puissance de 45 kWel 271
Développement d'un dispositif expérimental pour la mesure de l'émissivité normale spectrale d'une céramique de CeO2 en conditions de thermochimie solaire 279
Simulation numérique du soudage par point : caractérisation et modélisation des résistances de contact 287
Modèle spectral EDQNM pour les écoulements turbulents fortement anisothermes en convection forcée 295

Conception, mise en œuvre et calibration d'un simulateur solaire à haute densité de flux de 45 kW_{el} pour la caractérisation sans contact à très haute température

A 45 kWel multi-source high flux solar simulator as a versatile tool for non-contact high temperature characterization: Design, implementation and calibration

Jesse Allens TOUOYEM TALLA[1], Baptiste HENRIOT[2], Thierry DUVAUT[1], Olivier TANTOT[2], Nicolas DELHOTE[2], Jonathan LORENTZ[1], Michaël CHARLES[3], Jaona Harifidy RANDRIANALISOA[1*]

[1]ITheMM, UR7548, Université de Reims Champagne-Ardenne
UFR SEN, Campus Moulin de la Housse, 51687 Reims (France)
[2]Xlim, UMR 7252, Université de Limoges
F87000 Limoges (France)
[3]CEA, DAM, Le Ripault,
F-37260 Monts (France)
[*](auteur correspondant : jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr)

Résumé - Cette communication présente la conception, la mise en œuvre et la caractérisation du premier simulateur solaire à haute densité de flux en France d'une puissance électrique de 45 kW. C'est un système à sept lampes à arc au xénon de 6.5 kW_{el}, chacune couplée à un réflecteur ellipsoïdal de 1585 mm de distance focale. Ce simulateur a une configuration verticale, où les faisceaux lumineux émis par les lampes sont focalisés grâce aux réflecteurs au même point, le point focal du simulateur. La méthode de caractérisation du flux lumineux au niveau du point focal est présentée . Le dispositif délivre une puissance rayonnante maximale de 7.8 kW sur un disque de 5 cm de diamètre avec une densité de flux atteignant 12.7 $MW.m^{-2}$. Les premiers essais de chauffage réalisés avec une puissance de 60 % de la puissance nominale d'une lampe sur un échantillon d'alumine de 6 cm de diamètre et une puissance de 90 % sur un échantillon de carbure de silicium de 5 cm de diamètre, tous les deux positionnés au plan focal, atteignent un pic de température respectivement de 1176 °C ± 23 °C et 1345 °C ± 23 °C.

Abstract - This work presents the design, implementation and characterization of the first multi-source high-flux solar simulator (45 kW_{el} HFSS) in France. The system consists of seven 6.5 kW xenon short arc lamps, each coupled with an ellipsoidal reflector of 1585 mm focus distance. The HFSS has a vertical orientation where light beams emitted from lamps and reflected by reflectors are directed from the top to the bottom, on the same focus point. The flux characterization method is presented in this work. Integrating the light flux distribution from all seven lamps over a 5 cm diameter circular area results in a radiative power of 7.8 kW with a peak flux density of 12.7 $MW.m^{-2}$. Heating tests conducted on a 6 cm diameter alumina sample and on a silicon carbide sample of diameter 5 cm, placed at the focal plane, using, respectively 60 % and 90 % of the solar simulator's nominal power of a single lamp, resulted in a peak temperature of 1176 °C ± 23 °C for alumina and 1345 °C ± 23 °C for silicon carbide.

Nomenclature

d	Distance, mm
l	Distance, mm
T	Température, °C
q	Densité de flux, MW.m^{-2}
Q	Puissance radiative, kW
G	Valeur de nuance de gris
Symboles grecs	
β	Demi-angle de cône, °
ϕ	Angle, °
γ	Angle, °
Δ	différence, °C
Indices et exposants	
ng-flux	nuance de gris-flux
ép	épaisseur
r	radial
mean	moyen
min	minimale
max	maximale

1. Introduction

Les simulateurs solaires à haute densité de flux sont conçus pour recréer le rayonnement solaire concentré généralement obtenu dans les systèmes solaires à concentration. Contrairement aux fours ou tours solaires, les simulateurs solaires à haut flux sont généralement installés en laboratoire et sont activables à la demande. En effet, ils offrent du rayonnement solaire à haute densité de flux continu, contrôlable et stable et permettent les tests de procédés solaires, les caractérisations et le recyclage de matériaux à très haute température.

Levêque *et al.* [1] a présenté la caractérisation expérimentale et modélisation par Monte Carlo d'un simulateur solaire à configuration horizontale d'une puissance électrique de 45 kW. C'est un système composé de 18 lampes à arc au xénon d'une puissance électrique de 2.5 kW chacune couplée à un réflecteur ellipsoïdal de 1933 mm de distance focale. La méthode de calibration utilisée est une méthode indirecte de caractérisation du flux lumineux du simulateur. Un flux maximal de 1 - 1.5 ± 0.2 MW.m^{-2} par module de rayonnement et 21.7 ± 2 MW.m^{-2} pour tous les 18 modules de rayonnement a été mesuré.

Muhammad *et al.*[2] a présenté une revue bibliographique complète des méthodes utilisées pour mesurer le flux solaire concentré. Cette étude a identifié les principaux défis associés à la mesure précise de flux solaire concentré. Il a également comparé les différents capteurs étant donné leur rôle crucial dans les méthodes de mesure directe et indirecte de flux. Il a observé que la méthode indirecte est généralement utilisée pour mesurer le rayonnement solaire concentré. Elle permet non seulement de mesurer le flux solaire avec une bonne précision mais également d'identifier les points chauds par rapport aux mesures directes.

Ce travail présente la conception, la mise en œuvre et la caractérisation d'un simulateur solaire à configuration verticale d'une puissance électrique de 45 kW. La conception du simulateur a été réalisée en prenant en compte la nécessité de contrôler la température sur une surface circulaire de 5 cm de diamètre, d'assurer des faibles différences de température radiales et dans l'épaisseur des échantillons testés. Nous présentons d'une part, la méthode de caractérisation de flux utilisée et, d'autre part, l'analyse du comportement thermique de deux matériaux céramiques, testés avec le simulateur solaire.

2. Méthodes

2.1. Matériaux

Les matériaux à étudier sont des matériaux céramiques, du carbure de silicium (SiC) et de l'alumine (Al_2O_3). Le SiC un échantillon dense cylindrique de diamètre 5 cm et d'épaisseur 5 mm (Figure 1) et l'alumine est un échantillon poreux cylindrique de diamètre 6 cm et

d'épaisseur 4 mm (Figure 2). Le SiC a été fourni par la société Final Advanced Materials et a été obtenu par frittage. L'alumine a été fournie par la société Céramiques Techniques Industrielles et a été obtenue par frittage.

Figure 1 : *Photographie de l'échantillon de carbure de silicium*

Figure 2 : *Photographie de l'échantillon d'alumine poreuse*

2.2. Conception du simulateur solaire

L'objectif de la conception de ce simulateur solaire est de pouvoir chauffer un matériau réfractaire jusqu'au moins 1500 °C tout en fournissant un chauffage homogène et/ou avec une distribution de température contrôlée. Pour cela, nous avons opté pour un simulateur solaire à haute densité de flux composé de sept lampes à arc au xénon munies de réflecteurs ellipsoïdaux. La conception de ce simulateur solaire prend en compte entre autres les propriétés optiques et géométriques des lampes et des réflecteurs ellipsoïdaux et la disponibilité commerciale des réflecteurs. La conception du simulateur solaire a été réalisée en définissant les propriétés géométriques et optiques des différents composants, en procédant à une simulation de tracé de rayons par méthode de Monte-Carlo et en cherchant des configurations spatiales et directionnelles des modules radiatifs (ensemble lampe-réflecteur) pour l'optimisation du flux lumineux sur une surface circulaire de 5 cm de diamètre, placée sur le plan focal. Le choix de la distance focale du réflecteur s'est fait en fonction de la maximisation du rendement de conversion électrique-rayonnement incident et la correspondance avec celle des réflecteurs existants. La distance focale du réflecteur ellipsoïdal choisie est égale à 1585 mm.

Le réflecteur choisi est le réflecteur OPTIFORMS E1585. La source de rayonnement choisie est une lampe à arc au xénon XBO 6500 W/DHP OFR OSRAM d'une puissance électrique de 6.5 kW. Ce type de lampe est généralement utilisé dans les simulateurs solaires à haute densité de flux qui offre un spectre d'émission parmi le plus proche du spectre solaire. La disposition des réflecteurs dans l'espace a été définie en suivant les relations de conception proposées par Krueger *et al.*[3], les paramètres géométriques liés à l'emplacement et à l'orientation des sept modules radiatifs sont présentés dans le Tableau 1. La Figure 3 montre une coupe transversale du simulateur solaire et la Figure 4 présente la disposition des sept modules radiatifs. La méthode de tracé de rayons par Monte-Carlo, décrite dans [3], est implémentée et employée pour modéliser de manière précise la distribution du flux radiatif incident sur le plan focal du simulateur en partant des sources, les lampes. Martínez-Manuel *et al*. [4] a démontré qu'une bonne précision de la simulation de Monte Carlo est obtenue pour un nombre de rayons par lampe à partir de 10^{+6}. Ce nombre de rayons a été utilisé pour simuler le fonctionnement du présent simulateur solaire.

Paramètres géométriques	Valeur
Angle entre le bord intérieur du module extérieur et l'axe optique du simulateur (ϕ_{rim})	39.7

Angle formé par l'axe optique du module extérieur et l'axe optique du simulateur (γ)	29.2
Demi-angle de cône entre le bord intérieur du réflecteur et l'axe du module radiatif (β)	10.48
Angle formé par les axes optiques de deux modules radiatifs adjacents situés sur la rangée extérieure (θ)	60
Nombre total de modules radiatifs (rangée intérieure/extérieure)	1/6
Distance entre le plan focal et le réflecteur le plus proche l_1	1074
Distance minimale entre le réflecteur situé sur la rangée intérieure et n'importe quel module radiatif de la rangée extérieure l_2	200
Distance minimale entre deux modules radiatifs adjacents de la rangée extérieure l_3	177
Distance entre le point focal commun F2 du simulateur solaire et le bord intérieur d'un réflecteur situé sur la rangée concentrique extérieure d_e	1396
Distance entre le point focal F2 et le centre de l'ouverture du réflecteur d_c	1372

Tableau 1 : *Paramètres géométriques du simulateur solaire*

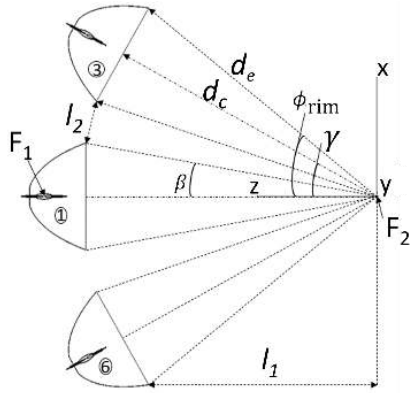


Figure 3: *Coupe transversale du simulateur solaire*

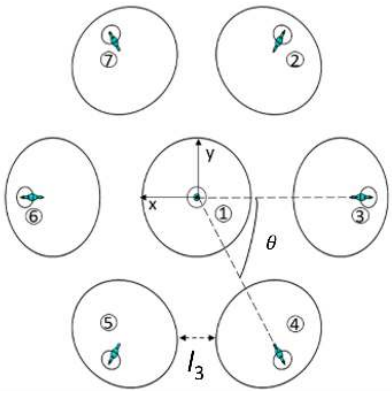


Figure 4 : *Vue de face de la disposition des sept lampes*

2.3. Description du simulateur solaire

Le simulateur solaire est composé de sept modules radiatifs d'une puissance électrique de 6.5 kW chacune couplée à un réflecteur ellipsoïdal. Ce simulateur a une configuration verticale avec des faisceaux issus des lampes se dirigeant du haut vers le bas. Une série de mécanismes d'ajustement flexibles et précis, tels que des ajusteurs de position spatiale et angulaire, ont été utilisés pour obtenir une distribution modulable du flux radiatif sur l'échantillon testé. Chaque module radiatif est équipé d'un ventilateur pour refroidir la lampe pendant son fonctionnement, évitant ainsi toute surchauffe. Il est monté sur un support différent de celui du module radiatif pour éviter la propagation des vibrations pendant le fonctionnement. Chaque module radiatif a un bloc d'alimentation dédié à son fonctionnement. L'ajustement de la puissance de la lampe peut être fait à partir de l'espace de contrôle.

Une table motorisée, permettant des déplacements vertical de ± 10 cm et horizontal de ± 20 cm dans chaque direction orthogonale (0.1 mm de précision), sert de support d'échantillon ou de dispositif à tester. Ces caractéristiques de la table sont importantes durant les essais et la

calibration de flux car elles permettent un ajustement précis de l'emplacement de la cible (échantillon ou fluxmètre). La Figure 5 illustre un des modules radiatifs tandis que la Figure 6 montre une photographie du système composé de sept lampes. Des lasers de visée sont utilisés pour trianguler la position exacte du point focal du simulateur solaire. Enfin, le simulateur est placé à l'intérieur d'une enceinte métallique de dimensions 4 m × 4 m × 3.5 m. Une porte automatisée, constituée d'un volet roulant, installée sur l'un des quatre côtés de l'enceinte, assure son accès.

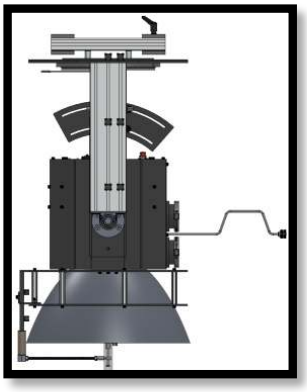


Figure 5 : *Module radiatif et son support*

Figure 6 : *Photographie des sept lampes*

2.4. Caractérisation du simulateur solaire

Pour mesurer la distribution du flux radiatif émis par les lampes et incident sur le plan focal du simulateur, deux méthodes de caractérisation du flux, l'une directe et l'autre indirecte, sont développées. La méthode directe emploie un fluxmètre Gardon. La méthode indirecte utilise un système d'imagerie comprenant une caméra CCD (Charged-Coupled Device) qui acquiert des images en nuance de gris, une cible lambertienne à réflexion diffuse et un fluxmètre Gardon.

2.4.1. Dispositif expérimental

Les images en nuance de gris de la cible lambertienne sont acquises par une caméra CCD Basler ace 2 R 1920-51gm, 2.3 MP, avec une résolution de 1920 × 1200 et une taille de pixel de 3.45 µm × 3.45 µm. Une lentille Basler C23-1620-5M avec une distance focale fixe de 16 mm et une résolution de 5 MP et d'un filtre à densité neutre (Midwest ND400, densité optique 4) sont montés sur la caméra CCD. La cible lambertienne est une plaque en aluminium, de dimensions 25 cm × 25 cm, revêtue d'une couche en céramique d'alumine déposée par projection plasma. En son centre est positionné le fluxmètre. Ce fluxmètre Gardon est fabriqué et fourni par Vatell (Christiansburg, VA), modèle TG1000-0, il est capable de mesurer des densités de flux allant jusqu'à 50 $MW.m^{-2}$ avec une incertitude de mesure de 3 %. Le fluxmètre a été étalonné par le fabricant, présentant une relation linéaire avec un facteur de calibration du capteur pour le flux radiatif de 457.6 $kW.m^{-2}.V^{-1}$ pour la plage de sortie susmentionnée. La Figure 7 montre le dispositif de mesure de flux monté sur la table motorisée.

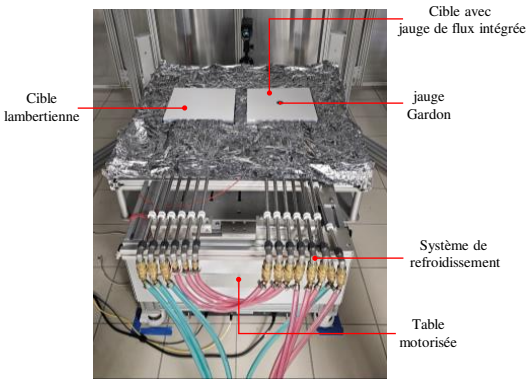


Figure 7 : *Dispositif de mesure du flux monté sur la table motorisée*

2.4.2. Méthodes de calibration

La méthode de caractérisation de flux utilise la cible lambertienne revêtue d'un revêtement fortement diffusant , la caméra CCD et le fluxmètre destiné à la mesure locale du rayonnement incident. La cible lambertienne est placée au ou proche du point focal du simulateur solaire et la caméra est utilisée pour acquérir des images en nuance de gris de l'intensité lumineuse réfléchie par la cible. Après acquisition des images, elles sont traitées pour obtenir une distribution spatiale des valeurs en nuance de gris de la réflexion de la cible. Les valeurs en nuances de gris peuvent ainsi être corrélées aux mesures locales du fluxmètre. Les données de pixels obtenues à partir de chaque image acquise sont transformées en une matrice numérique bidimensionnelle, dont la valeur est proportionnelle à la distribution du flux incident. Une minimisation des écarts entre les mesures en nuances de gris et les mesures de densité de flux permet d'obtenir une loi de calibration. La loi de calibration de chaque lampe s'écrit comme :

$$q = \mathrm{C}_{\mathrm{ng-flux}} \times \mathrm{G} \quad (1)$$

où q est la densité de flux en $\mathrm{W.m^{-2}}$, $\mathrm{C}_{\mathrm{ng-flux}}$ est le coefficient de calibration pour transformer une image en nuance de gris en une cartographie de flux associée en $\mathrm{W.m^{-2}.V^{-1}}$ et G la valeur mesurée en nuance de gris.

Après la calibration du simulateur solaire, les échantillons d'Al_2O_3 et de SiC, placés au plan focal, sont soumis respectivement au flux lumineux issu de la lampe centrale du simulateur solaire fonctionnant à 60 % et 90 % de sa puissance nominale.

3. Résultats et discussions

La méthode de calibration a été effectuée pour chaque lampe à différentes puissances (40 %, 70 %, 100 %) et à différents plans (plan focal, 3 cm et 6 cm après le plan focal). La Figure 8 montre la loi de calibration obtenue pour la lampe centrale fonctionnant à 100 % de sa puissance nominale et la cible lambertienne placée sur le plan focal du simulateur. Cette loi de calibration transforme l'image en nuance de gris acquise par la caméra CCD en une cartographie de flux. La Figure 9 montre la cartographie de flux obtenue lorsque toutes les lampes du simulateur solaire fonctionnent à 100 % de leur puissance nominale sur une surface carrée de 5 cm × 5 cm. La Figure 10 montre la densité de flux moyen et la puissance radiative cumulée des sept lampes sur une surface circulaire de 25 cm de diamètre. On observe que la densité de flux est maximale au centre et décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre. La valeur maximale de la densité de flux est égale à 12.7 ± 0.7 $\mathrm{MW.m^{-2}}$ et la puissance radiative sur un disque de 5 cm de diamètre est égale à 7.8 kW.

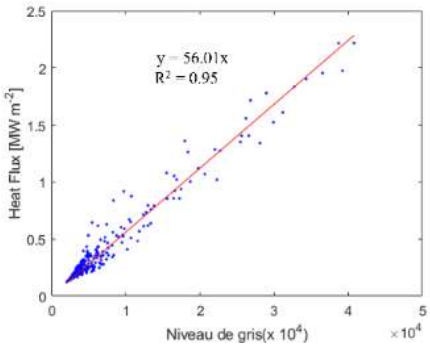


Figure 8 : *Loi de calibration convertissant chaque valeur en nuance de gris en valeur de flux*

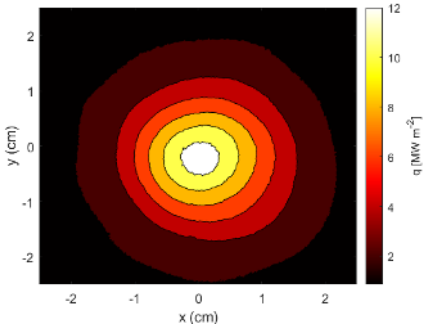


Figure 9 : *Cartographie du flux*

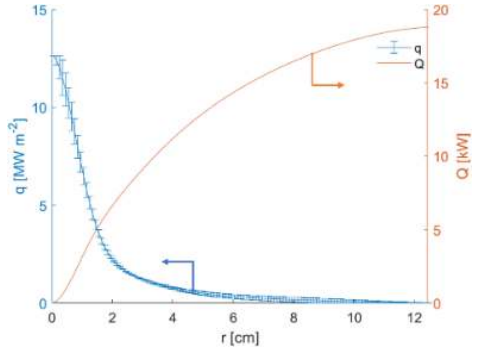


Figure 10 : *Densité de flux q et puissance radiative cumulée des sept lampes à 100 %*

La Figure 11 et la Figure 12 montrent la cartographie thermique de la face avant et arrière de l'échantillon. Le pic de température de l'échantillon, égal à 1176 ± 23 °C, est observé au centre de la face avant de l'échantillon et la température diminue quand on s'éloigne du centre vers le bord de l'échantillon. La différence de température dans l'épaisseur est égale à 230 ± 5 °C, soit 20 % du pic de température.

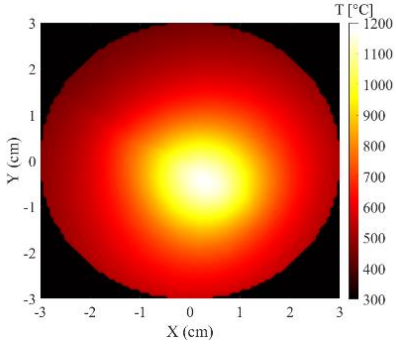


Figure 11 *Cartographie thermique de la face avant de l'échantillon de Al_2O_3*

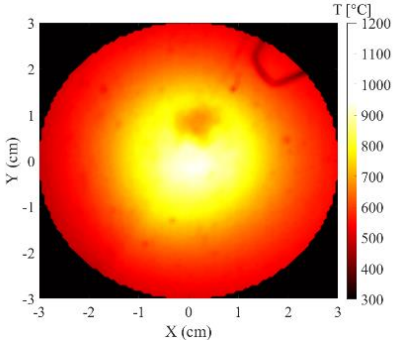


Figure 12 *Cartographie thermique de la face arrière de l'échantillon de Al_2O_3*

La Figure 13 et la Figure 14 montrent la cartographie thermique de la face avant et arrière de l'échantillon de SiC. Le pic de température de l'échantillon, égal à 1345 ± 27 °C, est observé au centre de la face avant de l'échantillon et la température diminue quand on s'éloigne du centre vers le bord de l'échantillon. La différence de température dans l'épaisseur est égale à 72 ± 1 °C, soit 5 % du pic de température. Le Tableau 2 résume les différentes mesures de température des échantillons d'alumine et de SiC.

	Surfaces	T_{max}	T_{min}	T_{mean}	ΔT_r	$\Delta T_{ép}$
Al_2O_3	Face avant	1176 ± 23	439 ± 8	659 ± 13	737 ± 15	230 ± 5
	Face arrière	946 ± 19	396± 8	644 ± 13	550 ±11	

SiC	Face avant	1345 ± 27	896 ± 18	1147 ± 23	449 ± 9	72 ± 1
	Face arrière	1273 ± 25	856± 17	1154 ± 23	417 ±8	

Tableau 2 : *Tableau récapitulatif des mesures de température suite à l'échauffement de l'échantillon de l'alumine et de SiC*

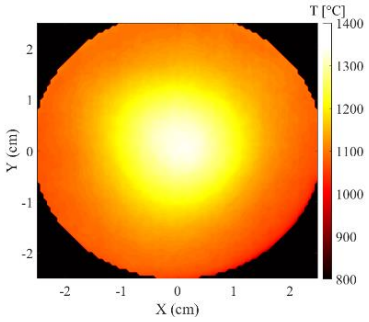


Figure 13 : *Cartographie thermique de la face avant de l'échantillon de SiC.*

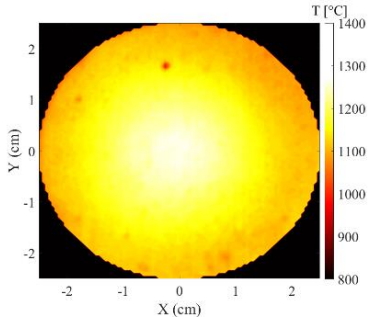


Figure 14 : *Cartographie thermique de la face arrière de l'échantillon de SiC*

4. Conclusion

Ce travail a présenté la conception, la caractérisation et le premier test du premier simulateur solaire à haute densité de flux, localisé en France. Les différents composants du simulateur solaire ont été décrits. La méthode de caractérisation de flux a été présentée. Des essais de chauffage en utilisant 60 % et 90 % de la puissance nominale de la lampe centrale sur des échantillons de SiC et Al_2O_3 ont été réalisés. Les lois de calibration de toutes les lampes ont été établies permettant caractérisées entièrement la puissance de chauffe du simulateur. Le pic de densité de flux, lorsque toutes les lampes fonctionnent à 100 % de leur puissance nominale, atteint 12.7 ± 0.7 $MW.m^{-2}$ et la puissance radiative cumulée est de 7.8 kW sur une surface circulaire de 5 cm de diamètre. Un échantillon d'alumine, positionné au plan focal, chauffé par la lampe centrale du simulateur à 60 % de sa puissance atteint un pic de température égal à 1176 ± 23 °C avec une différence de température dans l'épaisseur égale à 20 %. Un échantillon de SiC, au plan focal et chauffé par la lampe centrale à 90 % atteint une température maximale de 1345 ± 27 °C avec une différence de température égal à 5 % du pic de température atteint.

Références

[1] G. Levêque, R. Bader, W. Lipiński, S. Haussener, Experimental and numerical characterization of a new 45 kW_{el} multisource high-flux solar simulator, Opt. Express, OE 24 (2016) A1360–A1373. https://doi.org/10.1364/OE.24.0A1360.

[2] M. Abdullah, B. Hernández Corona, M. Martins, N. Lopez Ferber, P. Armstrong, M. Chiesa, N. Calvet, Advancements, challenges, and opportunities in the measurement of high heat flux for concentrated solar thermal systems, Solar Energy 287 (2025) 113252. https://doi.org/10.1016/j.solener.2025.113252.

[3] K.R. Krueger, Design and characterization of a concentrating solar simulator., in: 2012. https://www.semanticscholar.org/paper/Design-and-characterization-of-a-concentrating-Krueger/8cf19a9afff68bdb8dfe58bb5ca7acd9809aeb8b (accessed April 3, 2025).

[4] L. Martínez-Manuel, M.I. Peña-Cruz, C.A. Pineda-Arellano, J. Gonzalo Carrillo-Baeza, D.A. May-Arrioja, Optical improvement for modulating a high flux solar simulator designed for solar thermal and thermochemical research, Appl Opt 58 (2019) 2605–2615. https://doi.org/10.1364/AO.58.002605.

Développement d'un dispositif expérimental pour la mesure de l'émissivité spectrale normale d'une céramique de CeO_2 à haute température

Experimental setup development for CeO_2 normal spectral emissivity measurement at high temperature

Léo GAILLARD[1,2*], Abderezak AOUALI[1], Julien AUBRIL[1], Gwenaël BIOTTEAU[1], Pierre-Marie GEFFROY[2], Benoit ROUSSEAU[1]

[1]Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, Nantes Université, CNRS UMR 6607,
La Chantrerie, rue Chrisitian Pauc, CS 50609 - 44306 Nantes CEDEX 3
[2]CNRS, Institut de Recherche sur les CERamiques, Université de Limoges
12 Rue Atlantis - 87068 Limoges
*(auteur correspondant : leo.gaillard@univ-nantes.fr)

Résumé - La connaissance de l'émissivité de CeO_2 en fonction de la température est primordiale dans le cadre de la production du carburant solaire. En effet, elle joue un rôle crucial dans l'optimisation de l'architecture de la céramique dans le but d'augmenter son rendement. Un dispositif expérimental basé sur des mesures radiométriques permettant de mesurer l'émissivité spectrale normale de 400 à 7500 cm^{-1} (1,33 à 20 µm) et de 400 à 2000 °C est présenté dans ce travail. Il a été validé sur du SiC, dont le comportement est connu, et a ensuite été utilisé pour la caractérisation de la céramique de CeO_2.

Abstract - CeO_2 emissivity knowledge with its temperature is primordial for solar fuel production workframe. Indeed, it plays a crucial role in the ceramic architecture optimisation in order to increase its efficiency. An experimental setup using radiometric method has been developped to allow normal spectral emissivity measurement from 400 to 7500 cm^{-1} (i.e. from 1,33 to 20 µm) and from 400 to 2000 °C is presented in this work. It has been validated with SiC, from which the radiative behaviour is well known, and then has been used for CeO_2 ceramic characterization.

Nomenclature

E_a	énergie d'activation, J mol^{-1}
C_p	capacité thermique, J mol^{-1} K^{-1}
L	Luminance spectrale, W m^{-2} sr^{-1}
pO_2	pression partielle en oxygène, atm
R	constante des gaz parfaits, J mol^{-1} K^{-1}
T	température, K
Symboles grecs	
α	absorptivité
ε	emissivité spectrale normale
λ	longueur d'onde, m
ρ	réflectivité spectrale
σ_e	conductivité électronique, S m^{-1}
σ_e°	facteur pré-exponentiel, S m^{-1} K^{-1}
Φ	flux radiatif, W m^{-2}
ω	nombre d'onde, m^{-1}
Indices et exposants	
amb	ambiant
CN	corps noir
ech	échantillon
tr	transport
0	normal

1. Introduction

L'émissivité spectrale normale $\varepsilon(\omega, T)$ est une grandeur physique cruciale en transfert thermique par rayonnement. Elle résulte du rapport de la luminance spectrale du matériau $L^0_{ech}(\omega, T)$ par celle d'un corps noir porté à la même température $L_{CN}(\omega, T)$ et est donc comprise entre 0 et 1. Pour un échantillon optiquement épais, elle est liée à l'absorptivité et la réflectivité spectrale normale hémisphérique du matériau $\alpha(\omega, T)$ et $\widehat{\rho}(\omega, T)$ par la loi de Kirchhoff [1], ce qui décrit la manière dont il va recevoir un rayonnement incident à l'équilibre thermique [2].

$$\varepsilon(\omega, T) = \frac{L^0_{ech}(\omega, T)}{L_{CN}(\omega, T)} = \alpha(\omega, T) = 1 - \widehat{\rho}(\omega, T). \tag{1}$$

Cette étude s'inscrit dans le domaine de la production de carburant solaire par thermochimie. Le matériau d'intérêt, CeO_2, est un conducteur mixte majoritairement électronique à haute température [3]. La température et l'atmosphère influent grandement sur sa conductivité électronique et par conséquent sur son absorptivité $\alpha(\omega, T)$. Dans un réacteur pour la production de carburant solaire, CeO_2 est sous forme de structure poreuse chauffée par rayonnement solaire concentré [4]. Or, le rendement du processus dépend de l'homogénéité de la température du matériau dans le réacteur, et donc de sa capacité à absorber le rayonnement solaire uniformément dans le volume. Dans une optique d'optimisation topologique de cette structure poreuse, la connaissance de son émissivité aux conditions de fonctionnement (de 900 à 1500 °C, pO_2 = 10^{-5} atm) est donc primordiale. Pour autant, à la connaissance des auteurs, son émissivité n'a jamais été mesurée, ces conditions étant non triviales. Ackermann et Steinfeld [5] ont réalisé une étude de la réflectivité spectrale hémisphérique de céramique de CeO_2 à température ambiante en fonction de son écart à la stœchiométrie, en analyse post-mortem. Cet écart à la stœchiométrie est la résultante des conditions de température et d'atmosphère sur le matériau. Ils observent une diminution importante de la réflectivité à mesure que le matériau s'en éloigne, suggérant une émissivité importante dans les conditions de production de carburant solaire. Pour autant, une approche comme celle-ci néglige les phénomènes de conduction électronique permis par les hautes températures, absorbants dans l'infrarouge (IR) moyen. C'est dans ce contexte qu'un premier travail de modélisation mettant en évidence l'impact de la température et de la pO_2 mentionné plus haut a été présenté précédemment [6], et que la prochaine étape, naturellement, est d'accéder à des mesures expérimentales de l'émissivité spectrale normale de CeO_2.

Dans cet article, un banc de mesure d'émissivité spectrale normale aux hautes températures a été conçu. Il repose sur le rapport de deux mesures radiométriques quasi-simultanées et dans les mêmes conditions optiques et de température, à savoir respectivement, la luminance spectral normale de l'échantillon et celle du corps noir. Ce banc a été validé dans un premier temps sur un matériau étalon (carbure de silicium, SiC) dont les tendances des spectres d'émissivité en fonction de la température sont assez connues et documentées [7]. Dans un second temps, le montage sera adapté aux matériaux de la thermochimie solaire, et plus spécifiquement CeO_2, qui est réputé pour être absorbant dans le proche infrarouge. L'étude présentée ici se concentre uniquement sur des mesures sous air. Une cellule permettant de contrôler l'atmosphère a été conçue et adaptée ; elle sera implémentée au montage après sa validation. Un lien avec des mesures de conductivité électronique et la modélisation multi-échelles d'émissivité en atmosphère pauvre en oxygène (pO_2 = 10^{-5} atm) permet de dégager des tendances en ce qui concerne l'émissivité spectrale normale de CeO_2, notamment une opacification due à la conductivité électronique thermoactivée.

2. Description du banc de mesure d'émissivité

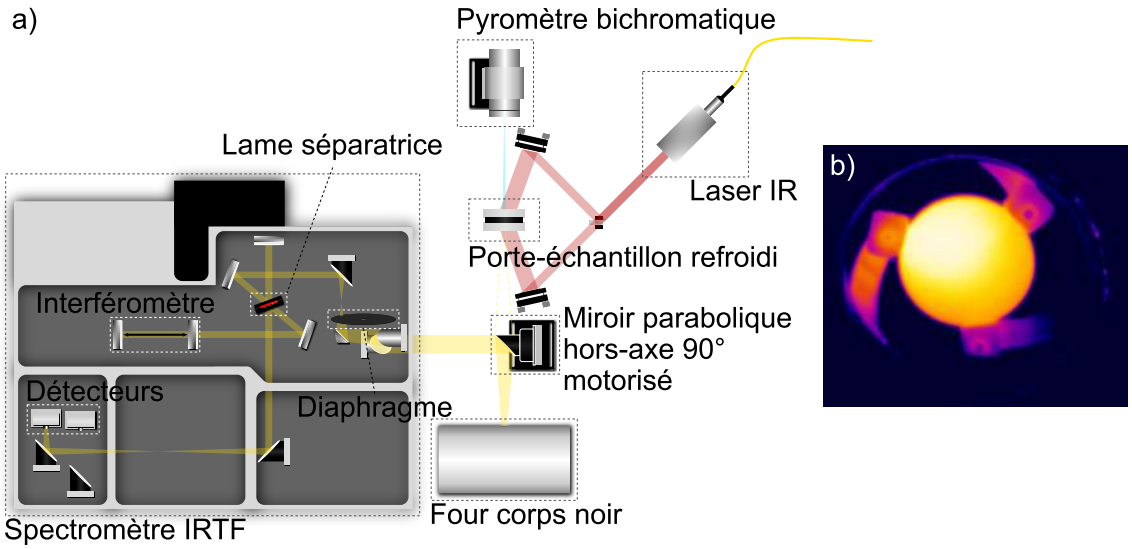


Figure 1 : *(a) Schéma du montage expérimental de mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température sous air. (b) Image infrarouge d'une pastille de CeO_2 chauffée à 872 °C.*

La figure 1.a décrit le schéma du montage expérimental pour la mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température sous air mis en œuvre. Il est composé d'une source de chauffage basée sur un Laser IR LDM Laserline 2000-60 de 2 kW permettant de délivrer un faisceau gaussien tronqué intense de 20 mm de diamètre à λ = 1 µm. Le faisceau est ensuite séparé en deux par une lame séparatrice, un jeu de miroirs plans permet de rediriger les deux faisceaux résultants sur l'échantillon dans le but de réaliser un chauffage volumique rapide et uniforme de ce dernier en apportant la même densité de puissance sur ses deux faces. La figure 1.b montre le champ de température à la surface de l'échantillon. Un léger gradient spatial de température (100 °C) est imputable à l'inclinaison de la caméra infrarouge. L'échantillon est maintenu entre 3 plots en fibre céramique reliés par des tiges en acier à une bague refroidie à l'eau. Cela permet la mesure à haute température, les plots pouvant supporter jusqu'à 1800 °C. La température de l'échantillon est régulée à l'aide d'un pyromètre bichromatique Impac IGAR 6 Smart fonctionnant de 100 à 2550 °C, à 1,5 et 2 µm. Enfin, un miroir parabolique hors-axe motorisé permet de récolter les flux émis par l'échantillon $\Phi_{ech,T_{ech}}(\omega)$ et par un four corps noir Pyrox PY15 $\Phi_{CN,T_{ech}}(\omega)$ (ajustable dans la plage de température 400-1000 °C) portés à la même température et de les renvoyer à la partie détection, un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (IRTF) Bruker 80v , mesurant la répartition spectrale des flux de 100 à 9000 cm^{-1}. Il est à noter que les flux émis par l'échantillon et le corps noir parcourent un chemin optique identique jusqu'à atteindre le détecteur.

La mesure se fait en trois étapes. Une première étape de chauffe avec régulation par le pyromètre permet des montées en température précises, sous réserve de connaître l'émissivité de l'échantillon à température ambiante au préalable. Cela permet la mesure sur des matériaux sensibles aux chocs thermiques. Une fois la température de consigne atteinte, la deuxième étape consiste en l'acquisition de 3 spectres d'émission : l'échantillon Φ_{ech}, l'ambiant Φ_{amb} et la référence corps noir Φ_{CN}. Cela est permis par la rotation pilotée du miroir parabolique hors axe en entrée du spectromètre, permettant la sélection de la source. L'émission ambiante est obtenue

en orientant le miroir vers le plafond du coffrage du banc. Une fois les 3 spectres acquis, le calcul appliqué pour l'obtention du spectre d'émissivité, tiré de l'équation 1, est le suivant :

$$\varepsilon(\omega, T) = \frac{\Phi_{ech,T_{ech}}(\omega) - \Phi_{amb,T_{amb}}(\omega)}{\Phi_{CN,T_{ech}}(\omega) - \Phi_{amb,T_{amb}}(\omega)}, \tag{2}$$

avec T_{ech} et T_{amb} étant respectivement la température de surface de l'échantillon et la température ambiante.

La température des échantillons pouvant dépasser 1000 °C, limite haute du four corps noir, il est possible d'extrapôler son spectre d'émission à l'aide de la loi de Planck.

Les spectres obtenus vont de 400 à 7500 cm^{-1} (i.e. de 1,33 à 25 µm). En dessous de 400 cm^{-1}, la fréquence de coupure de lame séparatrice en KBr du spectromètre est atteinte. Au-dessus de 7500 cm^{-1}, le rapport signal sur bruit n'est plus suffisant : les spectres d'émissivité sont trop bruités.

3. Validation du montage expérimental sur du SiC polycristallin

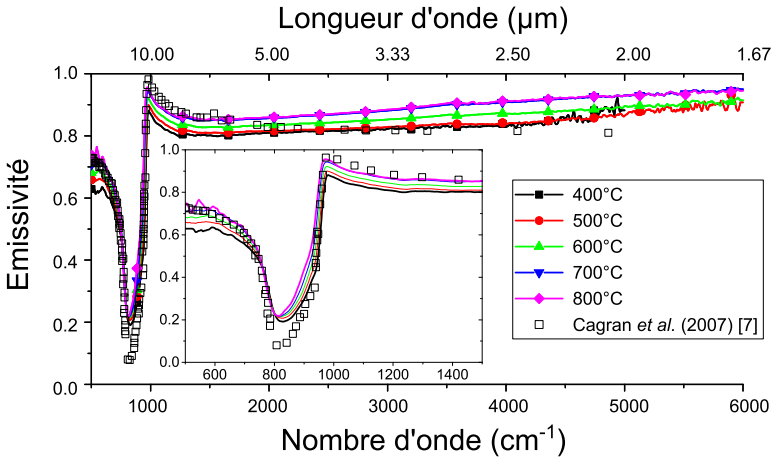


Figure 2 : *Emissivité spectrale normale de la céramique de SiC de 500 à 6000 cm^{-1}, de 400 à 800 °C, comparée aux mesures de Cagran et al. à 595 °C [7].*

La figure 2 présente 5 spectres d'émissivité normale d'une céramique dense (98 %) d'α-SiC industriel Mersen Boostec (24 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur, de 400 à 800 °C. Ils sont comparés à des mesures effectuées par Cagran *et al.* [7] sur du β-SiC polycristallin à 595 °C. Les spectres se décomposent en deux parties. La première partie (400 à 1500 cm^{-1}) met en avant l'évolution du mode phonon avec la température. La comparaison avec les données de Cagran *et al.* montre que le mode phonon du SiC est bien retrouvé, les différences entre l'α-SiC et le β-SiC étant minimes [8]. La seconde partie (1500 à 6000 cm^{-1}) démontre un haut pouvoir émissif qui s'accroit avec ω. Ce n'est pas le cas pour les mesures de Cagran *et al.*. Cela peut être dû à un flux parasite issu du porte-échantillon, qui sera d'avantage développé dans la partie suivante.

4. Résultats obtenus sur la céramique de CeO_2 de 500 à 1244 °C sous air

4.1. Synthèse et caractérisation de l'échantillon de CeO_2

L'échantillon de céramique de CeO_2 étudié ici est une pastille de 24,5 mm de diamètre par 1,92 mm d'épaisseur. Elle est synthétisée à partir de poudre de CeO_2 pure ($\geq$99,9 %) fournie

par Solvay. La poudre est pressée avec une presse isostatique à froid à 1700 bar pour garantir une bonne densité, puis frittée à 1650 °C pendant 2 heures. Des mesures montrent une densité relative supérieure à 98 %.

4.2. Spectres d'émissivité spectrale normale obtenues de 500 à 1244 °C sous air

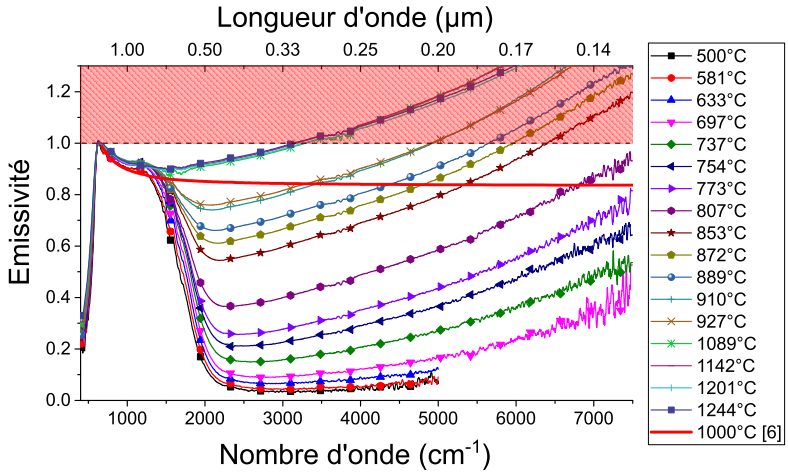


Figure 3 : *Emissivité de la céramique de CeO_2 de 400 cm^{-1} à 7500 cm^{-1} 500 à 1244 °C comparée à une modélisation à 1000 °C [6].*

La figure 3 montre 17 spectres d'émissivité normale obtenus sur l'échantillon du CeO_2 dans la gamme de température allant de 500 à 1244 °C, ainsi qu'un spectre modélisé à 1000 °C [6]. Comme le laisse penser le travail de modélisation, CeO_2 est une céramique semi-transparente dans l'IR à température ambiante qui s'opacifie avec la température. Sa faible émission de départ rend impossible la régulation précise de la température par le pyromètre bichromatique en dessous de 930 °C. Néanmoins, ce dernier garantit tout de même l'équilibre thermique de la céramique. Sa vraie température de surface peut être aisément retrouvée a posteriori. En effet, CeO_2 possède un point de Christiansen dans son spectre infrarouge, pour lequel il se comporte comme un corps noir [9]. Il devient donc possible de calculer sa température de surface grâce à la loi de Planck. Ce point de Christiansen est déterminé à température ambiante *via* des mesures de réflectivité et transmittivité normales hémisphériques [6] et se situe à 638 cm^{-1}. Les températures réelles vont de 500 à 1244 °C. Cette température maximale atteinte correspond à la puissance maximale du laser (2 kW). Il faut un laser plus puissant pour atteindre les 1500 °C visés initialement. Une fois les températures de surface réelles déterminées, les spectres d'émissivité peuvent être calculés en utilisant l'équation 2. En ce qui concerne la zone phonon (400 à 2500 cm^{-1}), le point de Christiansen est bien retrouvé, ainsi qu'une évolution similaire de l'amplitude pour toutes les températures, correspondant aux spectres modélisés. Pour la zone d'opacification ($\geq$ 2500 cm^{-1}), premièrement mise en évidence par la modélisation, cette dernière est confirmée : une augmentation importante de l'émissivité spectrale de CeO_2 est observée avec la température, passant de 0,05 à 0,95 à 2500 cm^{-1} entre 500 et 1244 °C. Cependant, en considérant d'autres spectres d'émissivité de matériaux également conducteurs majoritairement électronique [10, 11], il est commun d'avoir un niveau d'émissivité plat dû à l'absorption des polarons mobiles. C'est d'ailleurs ce que prévoient les modélisations. Or, ce n'est pas le cas ici, l'émissivité augmente continuellement jusqu'à dépasser 1, ce qui est impossible physiquement. Une contribution externe à l'échantillon, suggérée dans la partie 3, semble être l'hypothèse la plus probable puisque ce niveau plat se retrouve bien à 500 °C. En effet, la mesure est perturbée par une contribution externe issue du porte-échantillon refroidi à l'eau puisque ce dernier

atteint une température de 550 °C quand la céramique est à 872 °C (figure 1.b). Cette contribution est plus flagrante dans le cas de CeO_2 par rapport à SiC. Cela s'explique par la différence de puissance délivrée par le laser pour atteindre une même température, qui est beaucoup plus importante pour CeO_2, ce qui fait d'autant plus chauffer le porte-échantillon. C'est pour ces raisons que pour la suite de cette étude, l'émissivité d'intérêt exploitée sera celle à 2500 cm^{-1}, nombre d'onde limite de la zone phonon et pour lequel l'émissivité varie le plus avec la température. Les valeurs correspondantes sont tracées en fonction de la température sur la figure 4, avec la température de transition et les valeurs d'émissivité modélisées, qui sont développées dans les parties suivantes. Cette représentation met bien en avant la montée d'émissivité mentionnée précédemment.

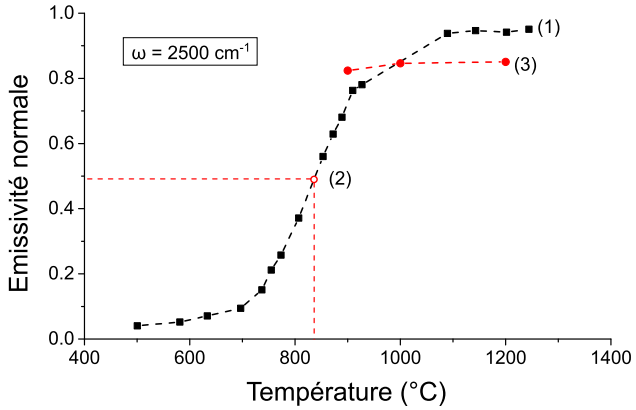


Figure 4 : *(1) Emissivité de la céramique de CeO_2 à 2500 cm^{-1} en fonction de la température, mesurée de 500 à 1244 °C. (2) Température correspondant à la transition entre émissivité faible et forte. (3) Emissivité de la céramique de CeO_2 à 2500 cm^{-1} en fonction de la température, modélisée de 900 à 1200 °C à $pO_2 = 10^{-5}$ atm.*

4.3. Détermination de l'énergie d'activation des électrons dans CeO_2

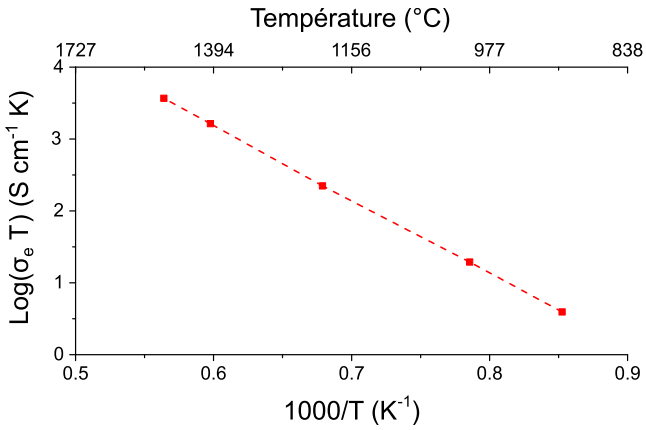


Figure 5 : *Diagramme d'Arrhénius de la conductivité électronique de la céramique de CeO_2 de 900 à 1500 °C sous air.*

La forme de la courbe présentée à la figure 4 suggère une température au-dessus de laquelle les électrons sont mobiles. Par ajustement de courbe de sa dérivée, en la considérant gaussienne, son maximum est atteint à 837 °C. En utilisant la capacité thermique C_p de CeO_2 à cette température de transition, on peut déduire une valeur d'énergie-seuil entre émissivité faible et forte.

D'après la littérature, le C_p de CeO_2 vaut 77 J mol^{-1} K^{-1} à 837 °C [12]. Cela correspond à une énergie-seuil de 85 kJ mol^{-1}, soit 0,89 eV.

Le déplacement des électrons dans ces matériaux se faisant par sauts, leur conductivité suit une loi d'Arrhénius de la forme :

$$\sigma_e(pO_2, T) \times T = \sigma_e^\circ(pO_2) \times exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right), \tag{3}$$

avec σ_e la conductivité électronique, σ_e° le facteur pré-exponentiel, E_a l'énergie d'activation correspondant à un saut et R la constante des gaz parfaits. Il est donc possible de déterminer la valeur d'énergie d'activation en traçant le logarithme du produit de $\sigma_e(pO_2, T)$ et de T en fonction de l'inverse de la température, puisqu'alors la valeur de la pente est égale à $\frac{-E_a}{R}$. Cette repésentation, appelée diagramme d'Arrhénius, est employée à la figure 5 pour présenter des mesures de conductivité électronique introduite lors d'une précédente étude [6]. Une droite décroissante est bien obtenue permettant de remonter à une valeur d'énergie d'activation de 81 kJ mol^{-1}, soit 0,84 eV. Cette valeur est proche de l'énergie de seuil trouvée précédemment. Le faible écart qui subsiste peut possiblement venir des problèmes de mesure évoqués dans la sous-partie précédente qui entraînent une surestimation de cette température de transition. La montée d'émissivité provient bien de la mobilité thermoactivée des électrons dans la céramique.

4.4. Comparaison avec les spectres d'émissivité normale modélisés

Les travaux de modélisation multi-échelle de l'émissivité spectrale normale de CeO_2 évoqués précédemment prévoient également une augmentation de l'émissivité due à une opacification entraînée par l'augmentation de la mobilité électronique [6]. Ces spectres ont cependant été modélisés pour une atmosphère plus pauvre en oxygène, correspondant aux conditions de production de carburant solaire : pO_2 = 10^{-5} atm. Pour autant, la différence majeure qu'apporte cet environnement est la quantité d'électrons dans le matériau, dont la présence est favorisée par une pO_2 faible. Cela augmente la mobilité des électrons par rapport aux mesures sous air. Il est donc attendu que l'émissivité en atmosphère pauvre en oxygène soit égale ou supérieure à celle sous air. L'émissivité maximale devrait être atteinte à une température plus basse, avec cependant une température de transition identique, puisque l'énergie d'activation des électrons ne dépend pas de la pO_2. L'émissivité normale à 2500 cm^{-1} mesurée sous air et modélisée à pO_2 = 10^{-5} atm de 900 à 1200 °C est représentée en fonction de la température dans la figure 4. Les mesures diffèrent légèrement du modèle puisque l'émissivité maximale à pO_2 = 10^{-5} atm est inférieure à celle sous air. Cela est sûrement dû au signal parasite contribuant aussi à 2500 cm^{-1}. Pour autant, l'émissivité maximale est effectivement atteinte à plus basse température pour la modélisation, puisqu'elle est quasiment atteinte à 900 °C, là où elle n'est atteinte qu'entre 927 et 1089 °C pour les mesures.

5. Conclusion

Cette étude présente un banc radiométrique de mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température. Il permet la mesure de l'émissivité spectrale normale d'une céramique de CeO_2 sous air de 500 à 1244 °C. Une forte augmentation de l'émissivité avec la température est observée, passant de 0,05 à 0,94 à 2500 cm^{-1}. Cette augmentation est imputée à la croissance de la mobilité des électrons dans la céramique, phénomène thermoactivé absorbant dans l'infrarouge moyen. Une température de transition entre comportement peu émissif et très émissif est déduite : 837 °C. Une énergie-seuil correspondante à cette température est obtenue : 0,89 eV. Cette valeur est proche de l'énergie d'activation des électrons obtenue par

des mesures de conductivité électrique sous air et en température (E_a = 0,85 eV), appuyant les raisons de cette levée d'émissivité. La valeur maximale d'émissivité est légèrement surestimée puisque les spectres obtenus sont biaisés par une contribution extérieure provenant du porte-échantillon. Cette dernière limite aujourd'hui une comparaison plus poussée avec les modélisations de spectres d'émissivité de la céramique de CeO_2 de 900 à 1200 °C. Pour autant, on observe des comportements similaires en ce qui concerne la levée d'émissivité jusqu'à une valeur maximale atteinte après 1000 °C pour les mesures, et 900 °C pour le modèle. La suite des ces travaux devront consister à la maîtrise des flux radiatifs récoltés par le spectromètre IRTF, ainsi que l'installation d'une chambre hermétique permettant de contrôler la pO_2 environnant l'échantillon de CeO_2, afin de correspondre pleinement aux conditions d'atmosphère de la production de carburant solaire.

Références

[1] J. R. Howell, M. P. Mengüc, K. Daun, R. Siegel, Thermal Radiation Heat Transfer, CRC Press, 2020.

[2] L. A. Dombrovsky, B. Rousseau, P. Echegut, J. H. Randrianalisoa, D. Baillis, High Temperature Infrared Properties of YSZ Electrolyte Ceramics for SOFCs : Experimental Determination and Theoretical Modeling, Journal of the American Ceramic Society 94 (12) (2011) 4310–4316. doi :10.1111/j.1551-2916.2011.04655.x.

[3] R. N. Blumenthal, P. W. Lee, R. J. Panlener, Studies of the Defect Structure of Nonstoichiometric Cerium Dioxide, Journal of The Electrochemical Society 118 (1) (1971) 123. doi :10.1149/1.2407923.

[4] S. Zoller, E. Koepf, D. Nizamian, M. Stephan, A. Patané, P. Haueter, M. Romero, J. González-Aguilar, D. Lieftink, E. De Wit, S. Brendelberger, A. Sizmann, A. Steinfeld, A solar tower fuel plant for the thermochemical production of kerosene from H_2O and CO_2, Joule 6 (7) (2022) 1606–1616. doi :10.1016/j.joule.2022.06.012.

[5] S. Ackermann, A. Steinfeld, Spectral hemispherical reflectivity of nonstoichiometric cerium dioxide, Solar Energy Materials and Solar Cells 159 (18) (2017) 167–171. doi :10.1016/j.solmat.2016.08.036.

[6] L. Gaillard, P.-M. Geffroy, A. Aouali, B. Rousseau, Multiscale modeling of high temperature thermal radiative properties of a CeO_2 ceramic under low pO_2 atmosphere, Journal of the European Ceramic Society (2024) (Under reviewing).

[7] C. P. Cagran, L. M. Hanssen, M. Noorma, A. V. Gura, S. N. Mekhontsev, Temperature-Resolved Infrared Spectral Emissivity of SiC and Pt–10Rh for Temperatures up to 900°C, International Journal of Thermophysics 28 (2) (2007) 581–597. doi :10.1007/s10765-007-0183-1.

[8] G. Domingues, A. M. Monthe, S. Guévelou, B. Rousseau, Study by molecular dynamics of the influence of temperature and pressure on the optical properties of undoped 3C-SiC structures, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 205 (2018) 220–229. doi :10.1016/j.jqsrt.2017.10.018.

[9] O. Rozenbaum, D. De Sousa Meneses, P. Echegut, Texture and Porosity Effects on the Thermal Radiative Behavior of Alumina Ceramics, International Journal of Thermophysics 30 (2) (2009) 580–590. doi :10.1007/s10765-008-0510-1.

[10] B. Rousseau, S. Guevelou, A. Mekeze-Monthe, J. Vicente, L. Del Campo, D. De Sousa Meneses, P. Echegut, C. Caliot, G. Flamant, Tuning the spectral emittance of α-SiC open-cell foams up to 1300 K with their macro porosity, AIP Advances 6 (6) (2016) 065226. doi :10.1063/1.4955142.

[11] L. del Campo, D. De Sousa Meneses, A. Blin, B. Rousseau, E. Véron, M. Balat-Pichelin, P. Echegut, High-Temperature Radiative Properties of an Yttria-Stabilized Hafnia Ceramic, Journal of the American Ceramic Society 94 (6) (2011) 1859–1864. doi :10.1111/j.1551-2916.2010.04336.x.

[12] A. T. Nelson, D. R. Rittman, J. T. White, J. T. Dunwoody, M. Kato, K. J. McClellan, An Evaluation of the Thermophysical Properties of Stoichiometric CeO_2 in Comparison to UO_2 and PuO_2, Journal of the American Ceramic Society 97 (11) (2014) 3652–3659. doi :10.1111/jace.13170.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la MITI du CNRS pour le soutien financier au projet OXYRAD sur lequel la thèse de l'un des auteurs (L. Gaillard) est fondée. Ils remercient également Solvay pour l'envoi de poudre de CeO_2.

Simulation numérique du soudage par point : caractérisation et modélisation des résistances de contact

Numerical simulation of spot welding: modeling and characterization of contact resistances

Edouard GESLAIN[1*], Thomas PIERRE[1], Cédric POUVREAU[1]

[1] Univ. Bretagne Sud, UMR 6027, IRDL, F-56100, Lorient, France
[*](auteur correspondant : edouard.geslain@univ-ubs.fr)

Résumé – Les résistances de contacts électriques d'un assemblage ont été caractérisées par deux méthodes complémentaires : *in situ* et *ex situ*. Ces résistances de contact ont ensuite été implémentées dans un modèle de soudage par point limité aux phénomènes électrothermiques développé à l'aide de Comsol Multiphysics®. Les champs de température obtenus avec le modèle numériques sont confrontés à des observations par caméra infrarouge dans les premiers instants. Le modèle permet de bien reproduire les échauffements initiaux.

Abstract – The electrical contact resistances of an assembly were characterized by two complementary methods: in situ and ex situ. These contact resistances were then implemented in a spot welding model limited to electrothermal phenomena developed using Comsol Multiphysics®. The temperature fields obtained with the numerical model are compared with observations by infrared camera in the first moments. The model allows to reproduce the initial heating well.

Nomenclature

Lettres latines

A_c	Aire de contact, m²
c_p	Capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
F	Force de serrage des électrodes, N
I	Intensité du courant, A
J	Densité de courant, $A.m^{-2}$
p_c	Pression de contact, MPa
r_c	Rayon de contact, m
Rce	Résistances de contact électrique, Ω.m²
R_{int}	Résistance d'interface, Ω
R_{mat}	Résistance de matière, Ω
U : tension, V	

Lettres grecques

ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
σ	Conductivité électrique, $S.m^{-1}$

Indices et exposants

E/T	Électrode / Tôle
i	Indice de numéro d'interface
T/T	Tôle / Tôle

1. Introduction

Le soudage par résistance par point est le procédé le plus utilisé dans l'industrie automobile pour l'assemblage de la structure en acier des véhicules. C'est un procédé rapide et économique utilisant l'effet Joule pour faire fondre deux ou trois tôles pincées entre des électrodes en cuivre. Si le procédé est bien connu, le développement de nouveaux aciers plus performants visant à alléger les véhicules conduit à de nouvelles configurations de soudage.

Les outils numériques pour ce procédé sont bien développés. Il reste cependant des interrogations sur la modélisation des résistances de contact, responsables de forts échauffements aux interfaces. D'un point de vue électrique, ce sont les constrictions de courant au niveau des rugosités des surfaces en contact qui conduisent à un pic de production de chaleur

par effet Joule. D'un point de vue thermique, c'est le flux de chaleur entre les tôles chaudes et les électrodes plus froides qui est perturbé par les aspérités.

Plusieurs travaux [1-4] ont déjà mis en évidence par des approches numériques l'importance des conditions de contact dans le cas d'assemblages hétérogènes. La nature du revêtement des tôles influence principalement les conditions de contact. Avec des tôles d'acier galvanisées, la résistance électrique de contact à l'interface de contact est fortement réduite par rapport au cas des tôles non revêtues [4].

Il existe dans la littérature plusieurs modèles de résistances de contact, pour le soudage par point ou pour d'autres procédés. Le modèle de Cooper-Mikic-Yovanovich [5], directement proposé dans COMSOL Multiphysics®, nécessite de connaître précisément la topographie des surfaces en contact (rugosité, pente moyenne des aspérités, dureté…). Le modèle de Zhang [6], utilisé dans le logiciel SORPAS® introduit une conductivité électrique de polluant.

L'approche présentée ici consiste à mesurer expérimentalement les résistances de contacts électriques en fonction de la pression et de la température de contact afin de les utiliser dans un modèle multiphysique par éléments finis.

2. Caractérisation des résistances de contact

2.1. Assemblage étudié

L'assemblage étudié est constitué de trois tôles bien différentes (Figure 1). La première (AM54) est un acier doux galvanisé de 0,57 mm d'épaisseur. La seconde (DP600) est un acier ferrito-martensitique galvanisé de 1,47 mm d'épaisseur, couramment utilisé en automobile. La troisième (Usibor® 1500) est un acier martensitique embouti à chaud avec un revêtement aluminium-silicium (Alusi®) de 30 µm pour une épaisseur totale de 1,2 mm. La diffusion de fer dans le revêtement aluminium-silicium lors de l'austénitisation avant emboutissage conduit à la formation d'intermétalliques très résistifs [7]. Les électrodes sont en alliage de CuCrZr dont les propriétés sont connues [8] avec un diamètre de face active de 6 mm et un rayon de courbure de 30 mm.

Les interfaces seront numérotées de 1 à 4 en partant de l'interface E_1/T_1.

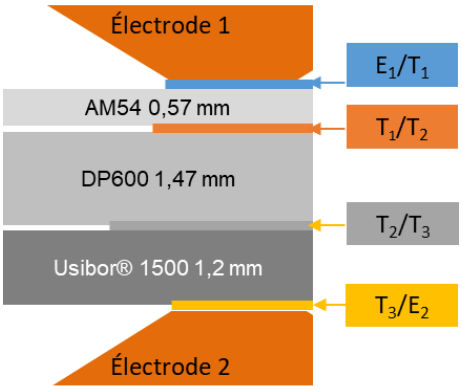


Figure 1 : *Schématisation de l'assemblage*

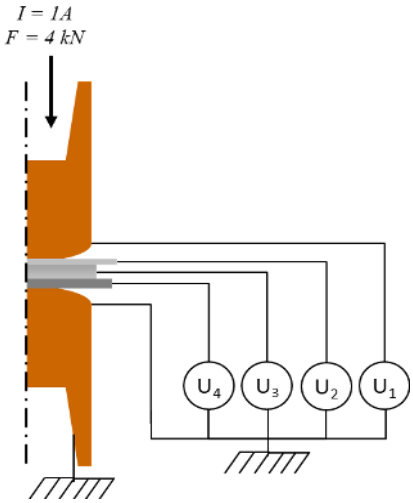


Figure 2 : *Schéma électrique des mesures de tensions*

2.2. Caractérisation *in situ*

Les résistances de contact *in situ* sont mesurées en fonction de la pression de contact pendant la phase d'accostage sur une pince de soudage Gyspot®. Un courant de mesure de

un ampère traverse l'empilement de l'électrode 1 vers l'électrode 2 et des prises de potentiel sont réalisées au milieu de chaque tôle et à 4 mm de l'interface dans les électrodes (Figure 2). Par une simple décomposition des différentes tensions obtenues, nous déterminons une résistance pour chacune des interfaces notée R_{int}.

La résistance d'interface est la somme de la résistance ohmique de la matière entre les prises de potentiels et le rapport de la R_{CE} sur l'aire de contact (eq. 1). Le tout évoluant en fonction de la pression de contact calculée par le rapport entre la force appliquée par les électrodes, mesurée en newtons, et l'aire de contact évoluant en fonction de cette même force.

$$R_{int} = R_{mat} + \frac{Rce}{A_c} \tag{1}$$

Les aires de contact (A_c) ont été précédemment mesurées en fonction de la force appliquée à l'aide de papier presso-sensible Prescale® placé à chaque interface. Les empreintes obtenues (Figure 3) sont mesurées par un traitement d'image sur ImageJ®.

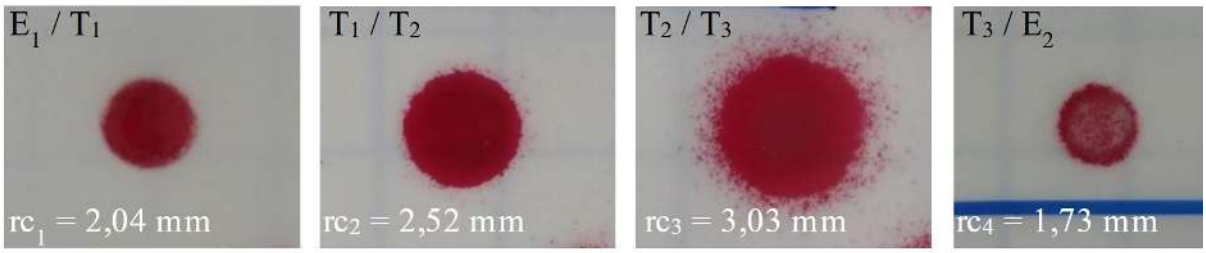


Figure 3 **:** *Empreintes sur papier presso-sensible*

La résistance de matière (R_{mat}) entre les prises de potentiels correspond à la résistance ohmique de l'acier ou du cuivre en amont et en aval de l'interface. La résistivité de l'Alusi® n'étant pas connue, le revêtement sera considéré comme partie intégrante du contact. Cela simplifiera aussi la modélisation de l'interface. En négligeant la déformation élastique des tôles jouant sur l'épaisseur, et l'augmentation de l'aire de contact jouant sur la section de passage du courant, les valeurs de R_{mat} sont supposées constantes et sont présentées dans le tableau 1.

	E_1/T_1	*T_1/T_2*	*T_2/T_3*	*T_3/E_2*
Matière en amont du contact	4 mm CuCrZr	0,25 mm AM54	0,725 mm DP600	0,57 mm Usibor®
Matière en aval du contact	0,25 mm AM54	0,725 mm DP600	0,57 mm Usibor®	4 mm CuCrZr
R_{mat} (x 10^{-3} mΩ)	1,99	9,88	14,92	7,03

Tableau 1 : C*omposition et valeurs de résistances de matière entre les points de mesures*

La montée de l'effort se fait manuellement jusqu'à 4 000 N ce qui correspond à l'effort appliqué lors du soudage. La mesure des tensions entre chaque élément est faite en continu par une centrale d'acquisition Sefram® DAS1400 à une fréquence de 1 kHz. Les *Rce* ainsi calculées sont présentées dans la Figure 4 pour les efforts entre 2 et 4 kN. Les efforts hors de cette gamme ne sont pas utilisés en soudage par point.

Les électrodes étant bombées, les aires de contact des interfaces 1 et 4 sont plus petites, conduisant à des pressions plus importantes. Notons aussi la différence de niveau entre les

interfaces 1 et 2 avec uniquement des revêtements de zinc, et les interfaces 3 et 4 en présence de revêtement Alusi®.

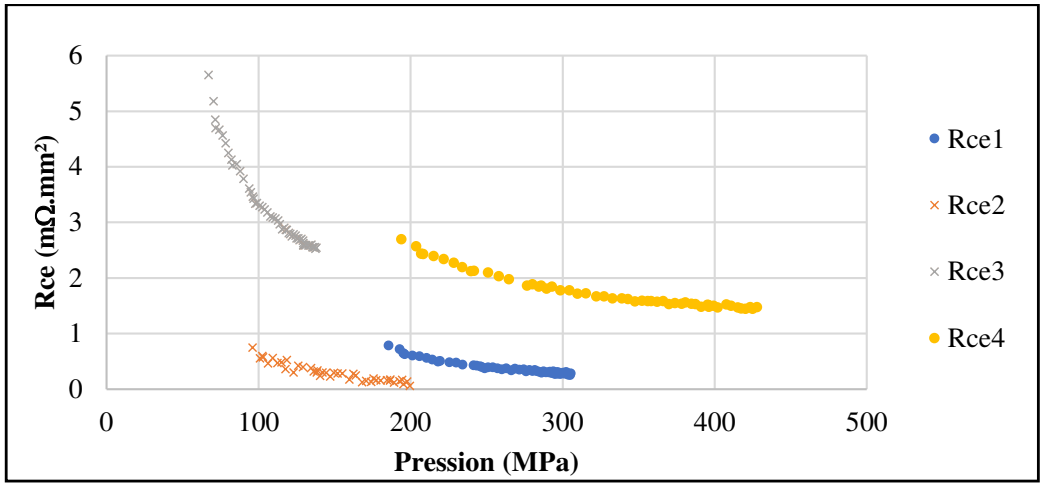


Figure 4 : *Mesures des Rce en fonction de la pression sur les 4 interfaces*

Les *Rce* évoluent suivant une loi puissance en fonction de la pression de contact (eq. 2) dont les coefficients sont présentés dans le Tableau 2.

$$Rce(p_c) = R_0\, p_c^{-n} \tag{2}$$

	Rce_1	Rce_2	Rce_3	Rce_4
R_0	16 959	59 143	379,75	124,72
n	1,929	2,477	1,023	0,741
Moyenne des résidus (mΩ.mm²))	$2{,}27.10^{-4}$	$2.85.10^{-3}$	$1{,}85.10^{-3}$	$3{,}73.10^{-3}$
Ecart-type des résidus (mΩ.mm²)	0,018 36	0,048 31	0,097 49	0,048 94

Tableau 2 : *Coefficients déterminés pour les lois de Rce(p_c)*

Cette loi permet de calculer les résistances de contact initiales à la fin de la phase d'accostage et au début du soudage. C'est le point de départ pour la génération de chaleur aux interfaces.

2.3. Caractérisation *ex situ*

La caractérisation *ex situ* des résistances de contact électriques a été faite sur un dispositif déjà présenté [9-11]. Il permet d'appliquer une pression et une température contrôlée sur des pastilles de tôle et de cuivre prédécoupées. La même méthode que la mesure *in situ* est appliquée : un courant de mesure traverse l'empilement et une mesure de tension permet de remonter à la résistance de contact *via* l'équation (1). Des disques de 6 mm de diamètre sont découpés et l'aire de contact est constante.

La mesure se déroule en deux temps (Figure 5). Tout d'abord à température ambiante, une mesure de R_{CE} en fonction de l'effort pour obtenir $Rce(p_c)$. Ensuite l'empilement est chauffé par conduction jusqu'à 500 °C pour calculer $Rce(T_c)$.

La Rce_2 peut être comparée avec des mesures faites antérieurement sur un dispositif expérimental limité à 80 MPa [4] (figure 6). La continuité entre les mesures *ex situ* et *in situ* permet de confirmer la validité des deux méthodes. Les pastilles de 6 mm de diamètre conduisent à une aire de contact bien supérieure à celle obtenue lors des mesures *in situ* et les

limites de la cellule de force utilisée ne permettent pas d'atteindre des pressions équivalentes. Des pastilles plus petites seraient bien plus compliquées à mettre en place et à instrumenter.

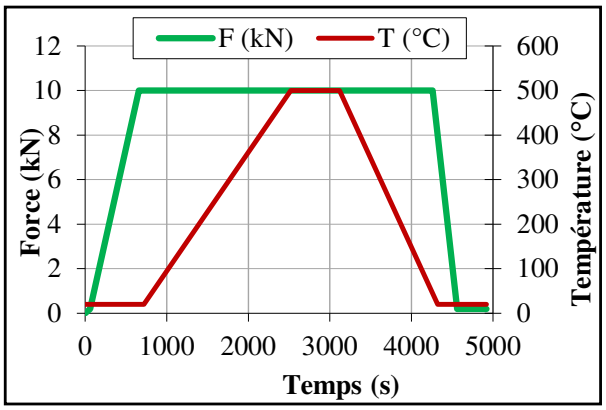


Figure 5 : *Profils d'effort et de température pour les mesures ex situ*

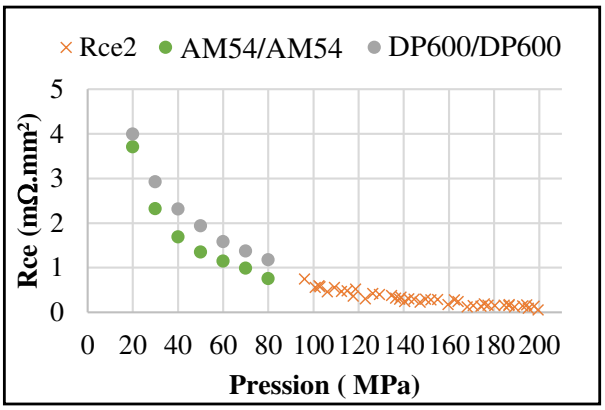


Figure 6 : *Mesure in situ de R_{ce2} et mesures équivalentes faites antérieurement sur le dispositif expérimental [4]*

L'évolution des *Rce* en fonction de la température pour une pression de 200 MPa est présentée figure 7. La tendance générale est décroissante avec une chute plus ou moins prononcée à l'approche de la température de fusion du revêtement de zinc (420 °C), le zinc liquide ayant alors tendance à combler les aspérités et à améliorer le contact électrique. Nous pouvons aussi observer une augmentation des Rce_2 et Rce_4 pour lesquelles il s'agit de la composante ohmique de l'épaisseur de revêtement qui est prise avec la Rce, cela a déjà été vu par Raoelison *et al.* [4].

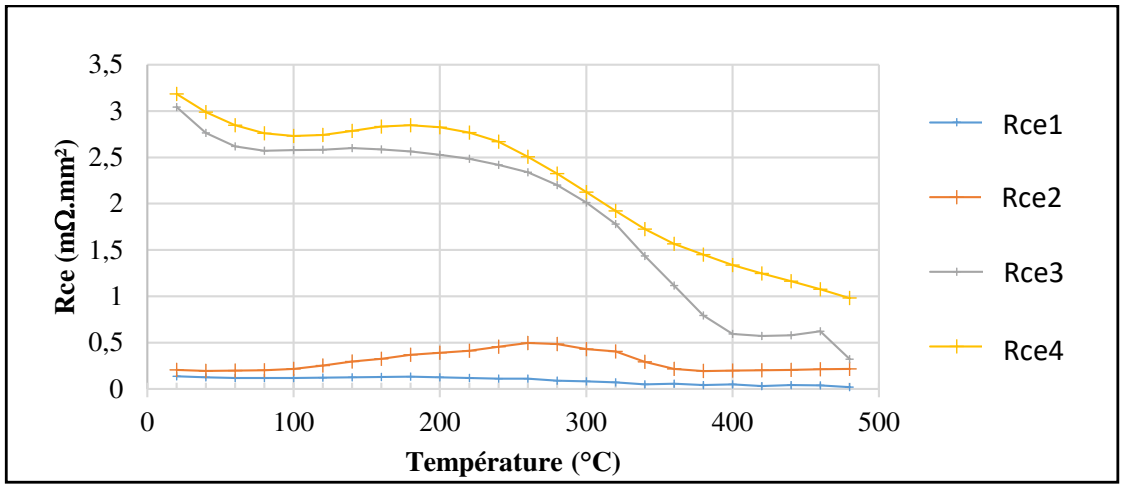


Figure 7 : *Mesures de Rce(T) pour les 4 interfaces à 200 MPa*

Ces évolutions sont reportées dans le logiciel COMSOL Multiphysics® sous forme de tables à partir d'une moyenne sur 3 mesures dont la reproductibilité donne une dispersion de moins de 10 %.

3. Modélisation des résistances de contact

3.1. Le modèle numérique

Le modèle numérique développé sur COMSOL Multiphysics® est réduit au couplage électrothermique en 2D axisymétrique. La géométrie du modèle est décrite dans la Figure 2.

Les interfaces sont définies par des rayons de contact imposés suivant les mesures réalisées *in situ* avec le papier Prescale®. L'évolution de ces rayons en cours de soudage n'étant pas prise en compte, le modèle n'est valable que sur les premiers instants du soudage, jusqu'à 30 ms.

Nous y retrouvons les équations de la chaleur (eq. 3) et de la conservation du courant (eq. 4) avec *J* la densité de courant (eq. 5) et Q_J la source de chaleur par effet Joule (eq. 6).

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla \mathrm{T}) + Q_J \quad (3)$$

$$div\, \vec{J} = 0 \quad (4)$$

$$\vec{J} = -\sigma \cdot \nabla \mathrm{V} \quad (5)$$

$$Q_J = \sigma \cdot (\nabla \mathrm{V})^2 \quad (6)$$

Les propriétés des matériaux (ρ, c_p, λ et σ) sont prises en fonction de la température et le maillage triangulaire est affiné sur les interfaces avec des éléments de 50 µm. Nous négligeons la convection autour de la géométrie et dans les électrodes. Les paramètres de soudage appliqués sont 8,5 kA de courant, atteint en 10 ms, pendant 50 ms avec un effort de 4 kN.

Les résistances de contact sont appliquées à partir de tables en fonction de la température en utilisant la méthode de séparation des variables à l'instar de Srikunwong [11] ou Piott [12], où la *Rce* est le produit d'une fonction de la pression de contact et d'une fonction de la température de contact (eq. 7).

$$Rce(p_c, T_c) = f(p_c) g(T_c) \quad (7)$$

La fonction de pression est celle de l'équation 2. La fonction de la température ayant été mesurée à une pression de référence, nous appliquons un facteur de correction, rapport de la pression de mesure sur la pression de contact à l'accostage (eq. 8).

$$Rce(p_c, T_c) = Rce\left(p_{ref}, T_c\right).\frac{p_{ref}}{p_c} \quad (8)$$

L'extrapolation des résistances de contact tend vers 1×10^{-4} mΩ·mm². Le logiciel travaillant avec une conductance de contact, la résistance ne peut pas être nulle. Cette valeur est atteinte à 420 °C pour les interfaces 1 et 2, ou à 1 000 °C pour les interfaces 3 et 4 comportant une épaisseur de revêtement Alusi®.

Les résistances de contacts thermiques ont été mesurées sur le dispositif *ex situ* de manière similaire et sont implémentées dans le logiciel à l'aide d'une équation de droite et un facteur correctif pour la pression.

3.2. Résultats

La modélisation des premiers instants du soudage ne peut pas être comparée avec des points soudés interrompus, car les performances de la soudeuse utilisée ne permettent pas de faire des points de moins de 80 ms. Nous avons donc utilisé la méthode des demi-points [8, 13] pour voir les échauffements initiaux, comme le montre la figure 8. Les échauffements initiaux sont bien localisés sur les interfaces et plus particulièrement au niveau des contacts 3 et 4, en accord avec les mesures de Rce présentées figure 7. La présence du revêtement Alusi® très résistif [7] est en cause. Au niveau de l'interface 4, le rayon de contact plus faible implique d'une part une

densité de courant plus importante, et d'autre part moins de diffusion de la chaleur vers l'électrode inférieure, notamment en périphérie du contact. Une surchauffe est alors visible (figure 8).

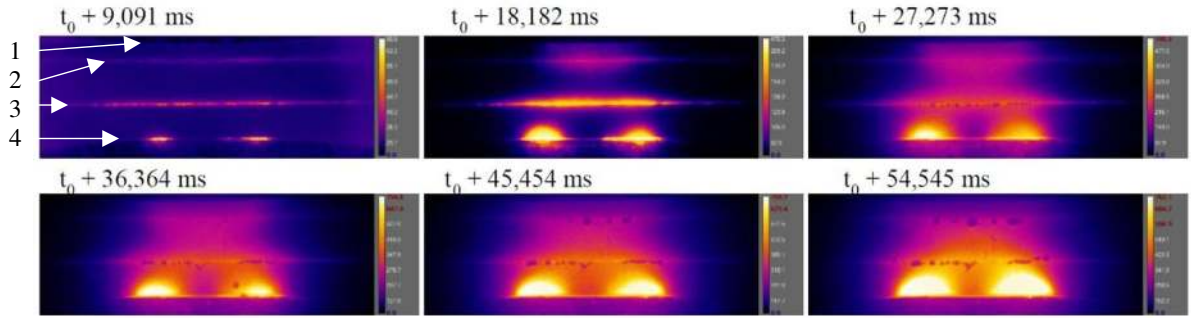


Figure 8 : *Thermogramme d'un demi-point soudé [13] (température corps noir)*

Le modèle numérique arrive à bien reproduire ces échauffements, comme le montre la figure 9 après la simulation de 18 ms de soudage, en accord avec la 2e image de la figure 8 ci-dessus. La surchauffe en périphérie de l'interface 4 en demi-point (figure 8) est elle aussi bien représentée par la simulation (figure 9). La non-prise en compte de l'évolution des rayons de contacts accentue ce phénomène et limite le modèle à 30 ms de soudage.

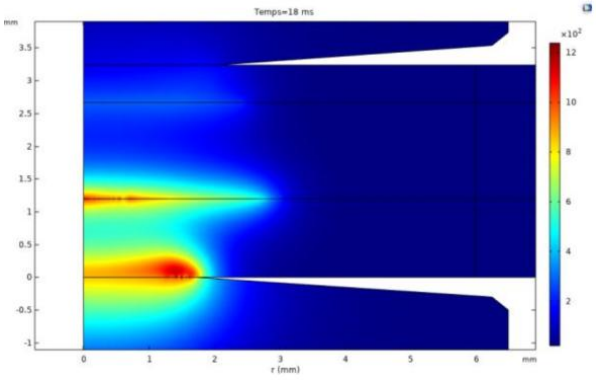


Figure 9 : *Thermogramme numérique après 18 ms de soudage*

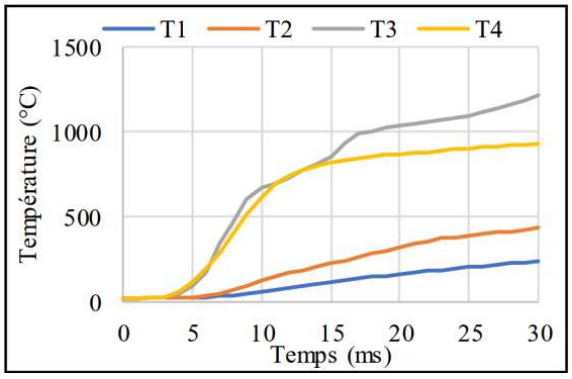


Figure 10 : *Evolution des températures de contact sur l'axe*

L'évolution des températures de contact sur l'axe de symétrie (figure 10) est très différente suivant les contacts avec des pentes douces à 8,6 et 16,4 °C/ms respectivement pour les interfaces 1 et 2, et de pentes plus raides autour de 141 et 108 °C/ms pour les contacts 3 et 4 respectivement, entre 6 et 8 ms.
La mesure expérimentale précise de ces températures de contacts fait l'objet de travaux en cours, présentés en Work in Progress il y a deux ans, mais n'ayant à ce jour pas abouti.

4. Conclusion

Cette étude présente deux méthodes pour caractériser les résistances de contact électriques en vue de modéliser le procédé de soudage par résistance par point.

La mesure in situ, directement sur une pince de soudage, est plutôt simple à mettre en œuvre. Elle permet d'obtenir une loi en fonction de la pression de contact pendant la phase d'accostage.

Cela donne la résistance de contact initiale avant la phase de soudage. Cette méthode inclut la résistance du revêtement ou d'éventuels polluants et permet de s'affranchir de paramètres difficiles à déterminer.
La méthode *ex situ* sur un dispositif expérimental dédié est plus complexe. Elle nécessite la découpe d'échantillons et une instrumentation minutieuse. Elle permet d'avoir l'évolution des résistances de contact en fonction de la température, mais les cinétiques thermiques ne sont pas représentatives de celles trouvées lors du soudage (jusqu'à 141 °C/ms simulé). Un système de chauffage rapide est nécessaire, soit par rayonnement, soit par induction.
Les résistances de contact mesurées permettent au modèle numérique électrothermique de bien prendre en compte les échauffements initiaux.
Une autre approche plus généraliste est envisagée pour la modélisation de la résistance de contact en fonction de la température avec une forme en quart d'ellipse. La valeur de départ à température ambiante serait à déterminer avec une mesure in situ et la valeur finale serait à la température de fusion du revêtement.

Références

[1] S. S. Babu, M. L. Santella, Z. Feng, B. W. Riemer, and J. W. Cohron: 'Empirical model of effects of pressure and temperature on electrical contact resistance of metals', *Science and Technology of Welding and Joining,* vol. 6, no. 3, pp.126-132, 2001.

[2] E. Feulvarch, V. Robin, and J. M. Bergheau: 'Resistance spot welding simulation: A general finite element formulation of electrothermal contact conditions', *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 153–154, no. 1–3, pp. 436–441, 2004.

[3] P. S. Wei and T. H. Wu: 'Electrical contact resistance effect on resistance spot welding', *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, no. 11–12, pp. 3316–3324, 2012.

[4] R. N. Raoelison, A. Fuentes, P. Rogeon, P. Carré, T. Loulou, D. Carron, and F. Dechalotte: 'Contact conditions on nugget development during resistance spot welding of Zn coated steel sheets using rounded tip electrodes', *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 212, no. 8, pp. 1663–1669, 2012.

[5] M.G. Cooper, B.B. Mikic and M.M. Yovanovich, Thermal contact conductance, *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 12, pp. 279400, 1969.

[6] W. Zhang, Design and Implementation of Software for Resistance Welding Process Simulations, *Welding & Joining SP-1766, 2003.*

[7] E. Geslain, P. Rogeon, L. Cretteur, Y. Merdji, Effect of heat treatment on weldability of Al–Si coated hot-stamped Usibor® 1500P, *Surface & Coatings Technology* 445 (2022) 128750

[8] E. Geslain, *Soudage par résistance des tôles fines revêtues : formation du noyau dans un assemblage de trois tôles*, Thèse de doctorat, Université Bretagne Sud, 2018.

[9] E. Geslain, P. Rogeon, T. Pierre, C. Pouvreau, and L. Cretteur, "Coating effects on contact conditions in resistance spot weldability," *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 253, pp. 160–167, 2018.

[10] E. Geslain, P. Rogeon, T. Pierre, C. Pouvreau, and L. Cretteur, Caractérisation des résistances de contact électrique entre tôles d'acier revêtues : application au soudage par résistance par point d'un assemblage dissymétrique de 3 tôles. 25e Congrès Français de Thermique, Marseille, 2017

[11] C. Srikunwong : *Modélisation du procédé de soudage par points*, Thèse de doctor, Ecole des Mines de Paris, 2005.

[12] M. Piott, A. Werber, L. Schleuss, N. Doynov, R. Ossenbrink and V.G. Michailov, Electrical contact resistance model for aluminum resistance spot welding, Mathematical Modelling of Weld Phenomena 12, 2018.

[13] E. Geslain, P. Rogeon, T. Pierre, C. Pouvreau, and L. Cretteur, Overheating induced by Al-Si coating during spot welding of a dissymmetrical three sheets assembly, Mathematical Modelling of Weld Phenomena 12, 2018.

Modèle spectral EDQNM pour les écoulements turbulents fortement anisothermes en convection forcée

EDQNM spectral model for turbulent highly non-isothermal flows in a forced convection regime

Léa CHERRY[1*], **Gilles FLAMANT**[2], **Françoise BATAILLE**[1]

[1]PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan (France)
[2] PROMES-CNRS (UPR 8521), 7 rue du Four solaire, 66120 Font-Romeu, France
[*](Corresponding author : lea.cherry@promes.cnrs.fr)

Résumé - Les écoulements turbulents au sein des récepteurs solaires à air présentent un couplage fort entre dynamique et thermique, rendant leur modélisation et leur compréhension complexes. Les modèles spectraux de turbulence à deux points permettent d'analyser les mécanismes de transfert d'énergie entre les échelles turbulentes. Dans cet article, nous développons un modèle spectral dans lequel les équations des corrélations doubles de vitesse, de température et des corrélations croisées sont fermées à l'aide d'un modèle de type EDQNM, qui permet de mettre en évidence analytiquement le couplage entre dynamique et thermique.

Abstract - Turbulent flows within air-based solar receivers exhibit a strong coupling between dynamics and thermal effects, making their modeling and understanding complex. Two-point spectral turbulence models allow for the analysis of energy transfer mechanisms across turbulent scales. In this paper, we develop a spectral model in which the equations for the velocity double correlation, temperature double correlation and temperature-velocity cross-correlation are closed using an EDQNM-type model, which highlights the coupling between dynamics and thermal effects in the analytical developments.

Nomenclature

$\boldsymbol{u}$	Vitesse	$\boldsymbol{x}$	Position
ρ	Masse volumique	$\boldsymbol{k}$	Nombre d'onde
T	Température	r	Constante thermodynamique de l'air
P	Pression mécanique	E	Spectre d'énergie cinétique
P_0	Pression thermodynamique	Φ_{ij}	Tenseur spectral cinétique
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	$\bar{\cdot}$ / $\langle\cdot\rangle$	Moyenne de Reynolds (deux notations utilisées indifféremment)
Q_l	Vecteur densité de flux de chaleur	$\cdot'$	Fluctuations de Reynolds
γ	Coefficient adiabatique	$\widehat{\cdot}$	Transformée de Fourier
μ	Viscosité dynamique		
λ	Conductivité thermique		

1. Introduction

Les écoulements turbulents sont caractérisés par leur forte capacité de mélange, leur comportement chaotique et le grand nombre d'échelles spatiales mises en jeu. Leur forte capa-

cité de mélange est très appréciée dans de nombreuses applications industrielles, lorsqu'il est nécessaire d'homogénéiser rapidement un mélange et/ou de de maximiser les transferts thermiques. C'est notamment le cas des récepteurs solaires des tours solaires à concentration, où le rayonnement solaire concentré est dirigé vers des récepteurs solaires dans lequel s'écoule un fluide caloporteur. Ce fluide y est alors soumis à un gradient de température de plusieurs centaines de degrés, ce qui conduit à préférer un régime d'écoulement turbulent. Cependant, le caractère chaotique des écoulements turbulents les rend difficiles à prédir et donc à maîtriser, ce qui est constitue un vrai défi dans la mise en place des applications industrielles.

Il existe néanmoins plusieurs méthodes pour étudier et prédire les écoulements turbulents, dont la Simulation Numérique Directe (SND) [1]. Cette méthode consiste à simuler exactement l'écoulement turbulent, ce qui nécessite d'utiliser un maillage assez fin pour simuler toutes les structures de l'écoulement turbulent. Cette méthode a permis d'obtenir des premiers résultats sur le comportement de la turbulence fortement anisotherme dans la configuration simplifiée d'un canal plan [2].

Le grand nombre d'échelles spatiales impliquées dans la turbulence rend la SND très coûteuse et limite son application à de faibles nombres de Reynolds. L'étude d'écoulements plus complexes impose donc une réduction de la résolution des simulations, entraînant une perte de données. Pour y remédier, de nombreuses approches privilégient le calcul de grandeurs moyennes sur une échelle temporelle (Reynolds Averaged Navier Stokes) ou spatiale (Large Eddy Simulation). Il devient alors crucial de modéliser l'effet moyen des petites structures sur ces grandeurs. Mathématiquement, ces structures se traduisent par des termes inconnus dans les équations moyennes, comme le tenseur de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$. La résolution des équations moyennées repose alors sur l'expression explicite de ces termes. Parmi les différentes méthodes de fermeture existantes, les approches spectrales cherchent à représenter la cascade d'énergie entre échelles turbulentes afin d'améliorer la compréhension des mécanismes de transfert d'énergie et des interactions multi-échelles [3] pour proposer des modèles basés sur la physique de l'écoulement. Pour cela, les équations turbulentes sont écrites dans l'espace de Fourier et servent de point de départ à l'établissement des équations d'évolution des spectres d'énergie.

Nous nous intéressons dans cet article en particulier aux fermetures spectrales de type EDQNM (Eddy-Damped Quasi-Normal Markovianized). Ces méthodes ont été développées dès les années 1970 pour les écoulements turbulents incompressibles homogènes isotropes [4], donnant des résultats très satisfaisants. Ces avancées ont ensuite permis d'étendre les modèles EDQNM à des écoulements plus complexes, en intégrant de l'anisotropie [5], [6], de la faible compressibilité [7] et, plus récemment, du tirage thermique en convection naturelle [8].

Cet article présente le développement d'un modèle spectral de type EDQNM pour des écoulements turbulents fortement anisothermes en régime de convection forcée tels qu'ils peuvent être trouvés dans des récepteurs solaires à air des tours solaires à concentration. L'objectif de l'étude est de mettre en évidence les mécanismes d'interaction entre fort gradient de température et turbulence. Du fait du régime de convection forcée, cette interaction n'a pas lieu par des mécanismes de flottabilité liés à la gravité. Nous nous concentrons davantage sur les effets liés à la dilatation thermique, ce qui nous conduit à introduire de la compressibilité dans les équations de Navier-Stokes.

Nous partons des équations de Navier-Stokes à faible nombre de Mach. Ces équations sont ensuite écrites dans l'espace spectral grâce à la transformée de Fourier, ce qui permet de mettre en évidence les effets de couplage dynamique-thermique recherchés. Elles servent de point de départ pour l'établissement des équations d'évolution des corrélations double de vitesse,

de température et aux corrélations croisées vitesse-température qui caractérisent les échanges d'énergie au sein de la turbulence et entre dynamique et thermique. Les équations d'évolution des corrélations doubles n'étant pas fermées, nous présentons ici le développement d'un modèle EDQNM adapté à notre étude.

2. Problème spectral

2.1. Equations à faible nombre de Mach

Nous faisons l'approximation d'un régime d'écoulement à faible nombre de Mach, dans la continuité des travaux effectués précédemment sur les récepteurs solaires. La gravité est négligée, et le fluide est supposé être un gaz parfait :

$$\frac{\partial \rho(\boldsymbol{x},t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho(\boldsymbol{x},t)u_i(\boldsymbol{x},t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho(\boldsymbol{x},t)u_i(\boldsymbol{x},t)u_l(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_l} = -\frac{\partial P(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{il}(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_l} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho(\boldsymbol{x},t)T(\boldsymbol{x},t)}{\partial t} + \gamma\rho(\boldsymbol{x},t)T(\boldsymbol{x},t)\frac{\partial u_l(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_l} = -\frac{\gamma-1}{r}\frac{\partial Q_l(\boldsymbol{x},t)}{\partial x_l} \tag{3}$$

$$T(\boldsymbol{x},t) = \frac{P_0(t)}{\rho(\boldsymbol{x},t)r} \tag{4}$$

Ces équations ont la particularité de décomposer la pression en une partie mécanique P et une partie thermodynamique P_0, ce qui permet de découpler les équations de la chaleur et de la quantité de mouvement en termes de pression. Elles sont couplées par la masse volumique, et donc indirectement par la température.

Nous adoptons par la suite une approche statistique et spectrale. Nous appliquons la moyenne de Reynolds aux équations précédentes, pour en déduire l'évolution des quantités fluctuantes. Nous formulons une série d'hypothèses, dont la linéarisation de la masse volumique : $\rho = \rho_0 + \xi_n \frac{\partial T}{\partial x_n}$ où ρ_0 est une constante et $\boldsymbol{\xi}$ un vecteur constant. En appliquant la transformée de Fourier aux équations turbulentes, nous obtenons alors les équations d'évolutions spectrales :

$$\mathrm{i}\rho_0 k_l \widehat{u_l'}(\boldsymbol{k}) - \xi_n k_l \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}} q_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q})\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q} = 0 \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\rho_0\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mu}{\rho_0}k^2 + \overline{u_l}\mathrm{i}k_l\right)\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k}) + \rho_0\mathrm{i}k_l \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}} \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{q})d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q} \\ -\overline{u_l}\xi_n k_l \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}} q_n \widehat{u_i'}(\boldsymbol{p})\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q})d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q} - \xi_n k_l \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{r}=\boldsymbol{k}} p_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{p})\widehat{u_l'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{r})d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}d\boldsymbol{r} \\ = -\frac{\mu}{3}k_i k_l \widehat{u_l'}(\boldsymbol{k}) - \widehat{\overline{u_i'(\boldsymbol{x})u_l'(\boldsymbol{x})}}\xi_n k_l k_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{k})\end{aligned} \tag{6}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho_0 r}k^2\right)\widehat{T'}(\boldsymbol{k}) + \frac{\gamma P_0(t)}{\rho_0}\mathrm{i}k_l\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k}) = -\frac{\gamma}{\rho_0}\widehat{\overline{T'(\boldsymbol{x})u_l'(\boldsymbol{x})}}\xi_n k_n k_l \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{k}) \tag{7}$$

Ces résultats ont été détaillés lors d'une édition précédente du Congrès Français de thermique [9]. Nous utilisons pour les équations le code couleur suivant : les termes en noir sont les termes que l'on retrouve typiquement dans les cas classiques homogènes isotrope isotherme, les termes en bleu viennent de l'anisotropie en vitesse générée par une vitesse moyenne non nulle (convection forcée), et les termes en rouge sont directement liés à la forte anisothermie. Ces derniers se divisent entre des termes proportionnels à la variation de masse volumique et des termes visqueux.

2.2. Corrélations doubles

A partir des équations d'évolution spectrales, nous pouvons obtenir les équations des corrélations doubles spectrales en deux points de la forme $\langle\alpha(\boldsymbol{k})\beta(\boldsymbol{k'})\rangle$ où $\alpha,\beta \in \{\widehat{u_i'},\widehat{T'}\}$. Ces corrélations donnent accès aux spectres d'énergie en mettant en évidence les interactions entre les échelles turbulentes par leur formulation en deux points.

Nous commençons par écrire l'équation d'évolution pour la corrélation double de vitesse. Pour cela, on utilise l'équation de quantité de mouvement 6 pour $\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})$ puis on la multiplie par $\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})$, et on additionne cette équation à l'équation 6 écrite pour $\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})$ et multipliée par $\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})$. Les équations pour la corrélation double de température et pour la corrélation croisée température-vitesse sont obtenues de la même façon :

$$\begin{aligned}
&\rho_0\Big(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\mu}{\rho_0}(k^2+k'^2)+\overline{u_l}\mathrm{i}(k_l+k_l')\Big)\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\rangle\\
&\quad+\rho_0\mathrm{i}k_l'\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k'}}\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}+\rho_0\mathrm{i}k_l\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}}\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}\\
&\quad-\overline{u_l}\xi_n k_l\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}}q_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q})\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}-\overline{u_l}\xi_n k_l'\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k'}}q_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q})\langle\widehat{u_j'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}\\
&\quad-\xi_n k_l\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{r}=\boldsymbol{k}}p_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{p})\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{r})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}d\boldsymbol{r}-\xi_n k_l'\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{r}=\boldsymbol{k'}}p_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{p})\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{r})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}d\\
&\quad=-\frac{\mu}{3}\Big(k_ik_l\langle\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k})\rangle+k_j'k_l'\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k'})\rangle\Big)
\end{aligned}\tag{8}$$

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho_0 r}(k^2+k'^2)\Big)\langle\widehat{T'}(\boldsymbol{k})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle+\frac{\gamma P_0(t)}{\rho_0}\mathrm{i}\Big(k_l\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle+k_l'\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k'})\widehat{T'}(\boldsymbol{k})\rangle\Big)=0\tag{9}$$

$$\begin{aligned}
&\Big(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\mu}{\rho_0}k^2+\overline{u_l}\mathrm{i}k_l+\frac{\lambda(\gamma-1)}{\rho_0 r}k'^2\Big)\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle+\frac{\mu}{3\rho_0}k_lk_i\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle\\
&\quad+\frac{\gamma P_0(t)}{\rho_0}\mathrm{i}k_l'\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{k'})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle-\frac{\overline{u_l}\xi_n k_l}{\rho_0}\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}}q_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q})\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{p})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}\\
&\quad=\mathrm{i}k_l\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}}\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{q})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}+\frac{\xi_n k_l}{\rho_0}\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{r}=\boldsymbol{k}}p_n\widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{p})\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{r})\widehat{T'}(\boldsymbol{k'})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}d\boldsymbol{r}
\end{aligned}\tag{10}$$

Comme pour les équations turbulentes, on peut ici mettre en évidence les termes traditionnellement homogènes isotropes, les termes anisotropes et les termes anisothermes. Les équations

comportent à la fois des termes d'interaction triadique et des termes d'interaction quadratique. On remarque que l'équation de la corrélation double de température est linéaire, ce qui est une conséquence des approximations de faible nombre de Mach.

Les équations d'évolution de la corrélation double de vitesse et de la corrélation croisée vitesse-température ne sont pas fermées à cause de la présence de termes de corrélations triples $\langle uuu \rangle$ ou $\langle uuT \rangle$. Si l'on écrit les équations des corrélations triples de la même manière que l'équation des corrélations doubles, alors cette équation fera intervenir les corrélations quadruples. Par un raisonnement analogue, on en déduit que cette chaîne liant les moments d'ordre n aux moments d'ordre $n+1$ est infinie. Pour exprimer les corrélations doubles, il est donc nécessaire d'écrire une relation de fermeture, qui exprime un moment d'ordre n en fonction d'un moment d'ordre inférieur. Pour cela, on utilise la méthode EDQNM qui fait l'objet du paragraphe suivant.

3. Fermeture EDQNM

La méthode EDQNM consiste à considérer les quantités fluctuantes comme des variables aléatoires, et à approximer leur loi de probabilité. La première hypothèse de l'EDQNM consiste donc à supposer que les quantités fluctuantes suivent une loi quasi-normale, ce qui se traduit par une relation de la forme $\langle uuuu \rangle = \Sigma \langle uu \rangle$ entre moments d'ordre deux et moments d'ordre quatre. Cette relation permet de donner une expression explicite pour les corrélations triples de vitesse. Les hypothèses d'amortissement tourbillonnaire et de markovianisation sont ensuite ajoutées pour corriger l'écart entre la distribution quasi-normale et la distribution réelle des variables fluctuantes.

Les deux équations comportant des termes inconnus sont l'équation pour la corrélation double de vitesse et l'équation pour la corrélation croisée vitesse-température. Nous commencerons donc par présenter la fermeture EDQNM pour la corrélation double de vitesse puis pour la corrélation croisée vitesse-température. Pour effectuer la fermeture EDQNM, il est nécessaire de dériver les équations d'évolution pour les corrélations triples de vitesse. Nous ne donnerons pas ici les expressions complètes des corrélations triples de vitesse mais seulement leur forme générale. Les équations complètes peuvent être trouvées dans [10].

3.1. Corrélation double de vitesse

Nous commençons par écrire l'équation d'évolution pour les corrélations triples de vitesse. Celle-ci est de la forme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k'}, \boldsymbol{k''}) \right) \langle \widehat{u'_i}(\boldsymbol{k}) \widehat{u'_j}(\boldsymbol{k'}) \widehat{u'_m}(\boldsymbol{k''}) \rangle = S_{ijm}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k'}, \boldsymbol{k''}, t) \tag{11}$$

Ω est un scalaire qui ne dépend que des vecteurs d'onde $\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k'}, \boldsymbol{k''}$ et S_{ijm} est le second membre de l'équation différentielle. Il comporte des termes non linéaires dépendant des corrélations quadruples tels que $\rho_0 \mathrm{i} k'_l \displaystyle\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k'}} \langle \widehat{u'_l}(\boldsymbol{p}) \widehat{u'_j}(\boldsymbol{q}) \widehat{u'_i}(\boldsymbol{k}) \widehat{u'_m}(\boldsymbol{k''}) \rangle d\boldsymbol{p} d\boldsymbol{q}$, des termes non linéaires dépendant des corrélations triples tels que $-\overline{u_l} \xi_n k''_l \displaystyle\int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k''}} q_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{q}) \langle \widehat{u'_m}(\boldsymbol{p}) \widehat{u'_j}(\boldsymbol{k'}) \widehat{u'_i}(\boldsymbol{k}) \rangle d\boldsymbol{p} d\boldsymbol{q}$, des termes linéaires qui dépendent des corrélations doubles tels que $-\overline{u'_m(\boldsymbol{x}) u'_l(\boldsymbol{x})} \xi_n k''_l k''_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{k''}) \langle \widehat{u'_i}(\boldsymbol{k}) \widehat{u'_j}(\boldsymbol{k'}) \rangle$ et des termes visqueux $-\frac{\mu}{3} k_n k_i \langle \widehat{u'_n}(\boldsymbol{k}) \widehat{u'_j}(\boldsymbol{k'}) \widehat{u'_m}(\boldsymbol{k''}) \rangle$.

Les termes inconnus sont les termes qui comportent des corrélations quadruples de vi-

tesse. Nous utilisons donc l'approximation quasi-normale pour les exprimer en fonction des corrélations doubles de vitesse :

$$\begin{aligned}\langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle = \langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\rangle\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle + \langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle\langle\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle \\ + \langle\widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle\langle\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle\end{aligned} \tag{12}$$

Nous négligeons les contributions anisotropes aux corrélations triples de vitesse, c'est à dire les termes qui comportent des corrélations triples autres que $\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle$. En conséquence, S_{ijm} ne dépend plus que des corrélations doubles de vitesse, et devient indépendant du membre de droite dans l'équation 15. Celle-ci se réduit alors à une équation différentielle ordinaire du premier ordre, pouvant être résolue explicitement. En supposant qu'au temps initial les corrélations triples sont nulles, on obtient l'expression suivante pour les corrélations triples de vitesse :

$$\langle\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle = \int_0^t S_{ijm}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},\tau)e^{-\Omega(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''})(t-\tau)}d\tau \tag{13}$$

Les fermetures spectrales reposant uniquement sur la quasi-normalité ayant montré un éloignement notable au comportement attendu notamment dans la zone inertielle, de nouvelles approximations ont été introduites : l'amortissement tourbillonnaire et la markovianisation.

L'amortissement tourbillonnaire (ou eddy-damping) consiste à modifier le temps caractéristique de relaxation $1/\Omega$, ce qui permet en pratique d'ajuster les contributions des corrélations triples dans les corrélations doubles. Originellement, dans le cas de la turbulence homogène isotrope, la forme du terme d'amortissement tourbillonnaire a été déterminée par analyse dimensionnelle, pour obtenir le comportement attendu du spectre d'énergie E dans la zone inertielle du spectre d'énergie ainsi que le sens de variation attendu avec le nombre d'onde $\boldsymbol{k}$, pour être de la forme $\eta(k) \propto (\int_0^k p^2E(p)dp)^{1/2}$. Dans le cas de la turbulence anisotherme que nous étudions ici, nous ne connaissons pas a priori la forme du spectre d'énergie. Nous choisissons cependant de garder un terme d'amortissement tourbillonaire de la même forme que la turbulence homogène isotrope, comme cela a été fait dans des études précédentes anisotropes ou faiblement compressibles [6, 8]. La forme du terme d'amortissement tourbillonaire est donc $\zeta(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},t) = \Omega(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''}) + \eta_{kpq}(t)$. Ici,

$$\eta_{kpq}(t) = a_k\left(\int_0^k x^2E(x,t)dx\right)^{\frac{1}{2}} + a_p\left(\int_0^p x^2E(x,t)dx\right)^{\frac{1}{2}} + a_q\left(\int_0^q x^2E(x,t)dx\right)^{\frac{1}{2}}$$

Les a_i sont des constantes arbitraires qui peuvent être ajustées pour ajuster les spectres obtenus. E est le spectre d'énergie, et son expression est donnée par l'intégration de la trace du tenseur spectral cinétique Φ_{ij} sur la sphère de rayon k (notée Σ_k) : $E(k,t,t') = \frac{1}{2}\int_{\Sigma_k}\Phi_{ii}(\boldsymbol{k},t,t')d\boldsymbol{k}$

Enfin, l'étape de markovianisation consiste à supposer que S_{ijm} varie selon un temps caractéristique supérieur à t, ce qui permet de simplifier l'expression des corrélations triples comme suit :

$$\boxed{\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{u_m'}(\boldsymbol{k''})\rangle = \frac{1-e^{-\zeta(k,k',k'',t)}}{\zeta(k,k',k'',t)} S_{ijm}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},t)} \tag{14}$$

En remplaçant les corrélations triples par leur expression fermée dans l'équation des corrélations doubles 8, on obtient donc une expression fermée pour les corrélations doubles, que l'on peut ensuite exploiter pour obtenir des spectres d'énergie. On peut noter que l'expression fermée des corrélations triples ci-dessus comporte à la fois des contributions thermiques et dynamiques dans le terme S_{ijm}. En conséquence, le couplage dynamique-thermique dans l'équation des corrélations doubles ne s'exprime pas seulement par des termes anisothermes mais aussi par tous les termes comportant des corrélations triples. Cela laisse penser que l'anisothermie influence fortement le transfert d'énergie entre les différentes échelles de la turbulence.

3.2. Corrélation croisée vitesse-température

Afin de fermer l'équation de corrélation croisée vitesse-température, nous suivons une méthode similaire à la méthode utilisée dans le cas des corrélations de vitesse. Nous commençons donc par écrire l'équation d'évolution des corrélations triples vitesse-vitesse-température qui sont les inconnues de l'équation d'évolution des corrélations croisées vitesse-température 10. L'équation des corrélations triples est de la forme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega^T(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''})\right)\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle = S^T_{ijm}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},t) \tag{15}$$

De même que pour l'équation des corrélations de vitesse, Ω^T dépend exclusivement de $\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''}$. S^T_{ijm} comporte des termes de corrélation triple de la forme $-\frac{\xi_n}{\rho_0}k_l' \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{r}=\boldsymbol{k'}} p_n \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{p})\langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{r})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}d\boldsymbol{r}$, des termes de corrélation quadruple de la forme $\mathrm{i}k_l \int_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}=\boldsymbol{k}} \langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle d\boldsymbol{p}d\boldsymbol{q}$, des termes visqueux similaires aux termes visqueux de l'équation 14, et des termes de dilatation tels que $-\frac{\gamma}{\rho_0}\overline{T'(\boldsymbol{x})u_l'(\boldsymbol{x})}\xi_n k_n'' k_l'' \widehat{\overline{T}}(\boldsymbol{k''})\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\rangle$ qui ne dépendent que des corrélations doubles. Tous les termes de corrélation pure de vitesse étant connus grâce aux opérations du paragraphe précédent, nous nous concentrons sur les termes de corrélations croisées. Les termes inconnus sont donc ici les termes comportant des corrélations quadruples de la forme $\langle uuuT\rangle$. Nous commençons donc par appliquer une forme d'approximation quasi-normale pour exprimer les corrélations quadruples en fonction des corrélations doubles :

$$\begin{aligned}\langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle = {} & \langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\rangle\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle + \langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle\langle \widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle \\ & + \langle \widehat{u_l'}(\boldsymbol{p})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle\langle \widehat{u_j'}(\boldsymbol{q})\widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\rangle\end{aligned} \tag{16}$$

Cela permet de donner une expression explicite pour les corrélations triples croisées, car les corrélations quadruples ne dépendent plus que des corrélations doubles croisées et des corrélations doubles de vitesse :

$$\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{T}'(\boldsymbol{k''})\rangle = \int_0^t S_{ij\theta}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},\tau)e^{-\Omega^T(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''})(t-\tau)}d\tau \tag{17}$$

De même que dans le paragraphe précédent, on introduit ensuite de l'amortissement tourbillonnaire $\zeta^T(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},t) = \Omega^T(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''}) + \eta_{kpq}(t)$ où η_{kpq} est donné par la même expression que dans le paragraphe précédent. Enfin, l'étape de markovianisation permet d'obtenir la forme finale des corrélations triples croisées :

$$\boxed{\langle \widehat{u_i'}(\boldsymbol{k})\widehat{u_j'}(\boldsymbol{k'})\widehat{T'}(\boldsymbol{k''})\rangle = \frac{1-e^{-\zeta^T(k,p,q,t)}}{\zeta^T(k,p,q,t)} S_{ij\theta}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'},\boldsymbol{k''},t)} \tag{18}$$

Cette expression permet ensuite de déduire une expression fermée pour les corrélations doubles croisées température-vitesse. Tout comme pour l'équation des corrélations doubles de vitesse, l'expression explicite des corrélations triples mêle dynamique et thermique et fait intervenir les corrélations doubles de vitesse.

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons développé un modèle spectral de type EDQNM pour les écoulements turbulents fortement anisothermes en régime de convection forcée. En nous appuyant sur des travaux antérieurs, nous avons établi les équations d'évolution pour les corrélations doubles de vitesse, température et corrélation croisées vitesse-température, qui caractérisent les échanges d'énergie au sein de la turbulence. Nous avons ensuite utilisé un modèle de type EDQNM pour fermer les équations obtenues, ce qui a permis de mettre en évidence le couplage entre dynamique et thermique dans les corrélations doubles mais aussi les corrélations triples. Le jeu d'équations obtenu pourra ensuite permettre d'obtenir numériquement des spectres d'énergie. Ces spectres d'énergie serviront de base à la validation du modèle développé.

Références

[1] Ohkitani, K., Kida, S., 1992. Triad interactions in a forced turbulence. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics 4, 794–802.

[2] Toutant, A., Bataille, F., 2013. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient. International Journal of Thermal Sciences 74, 104–118.

[3] Yoshizawa, A., 1986. Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling. Physics of Fluids 29, 2152–2164

[4] Orszag, S.A., 1970. Analytical theories of turbulence. Journal of Fluid Mechanics 41, 363–386.

[5] Herr, S., Wang, L.P., Collins, L.R., 1996. Edqnm model of a passive scalar with a uniform mean gradient. Phys. Fluids 8, 247–262.

[6] Cambon, C., Jeandel, D., Mathieu, J., 1981. Spectral modelling of homogeneous non-isotropic turbulence. J. Fluid Mech. 104, 247–262.

[7] Bertoglio, J.P., Bataille, F., Marion, J.D., 2001. Two-point closures for weakly compressible turbulence. Physics of Fluids 13, 290–310

[8] Burlot, A., Gréa, B.J., Godeferd, F.S., Cambon, C., Griffond, J., 2015. Spectral modelling of high reynolds number unstably stratified homogeneousturbulence. Journal of Fluid Mechanics 765, 17–4

[9] Cherry, L., Flamant, G., Bataille, F., 2024. Modélisation spectrale des écoulements fortement anisothermes au sein des récepteurs solaires. *Société Française de Thermique* (Strasbourg, 4-7 juin 2024).

[10] Cherry, L., Flamant, G., Bataille, F., 2025. Analytical developments for turbulent flows subjected to strong temperature gradients. International Communications in Heat and Mass Transfer 162, 108550

Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français « Investissements d'Avenir » géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) sous le contrat ANR-10-LABX-22-01 (labex SOLSTICE).

Thème 3

Micro et Nanothermique

Modèle théorique et analyse physique de la résistance thermique d'une interface liquide-vapeur . . 305
Quantification de l'impact de la résistance thermique de contact ente fibres sur la conduction dans les matériaux d'isolation fibreux 313
Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission 321

Modèle théorique et analyse physique de la résistance thermique d'une interface liquide-vapeur

G. BRUNETTO[1,], S. BLANCO[1], R.FOURNIER[1], P. LAVIEILLE[1], M. MISCEVIC[1,*]

[1] LAPLACE, UMR CNRS-INP-UPS 5213, Université de Toulouse, France
[*](auteur correspondant : marc.miscevic@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Dans le contexte de la miniaturisation des dispositifs de refroidissement diphasique, le rôle de la résistance au passage d'un flux thermique à l'interface liquide-vapeur devient de plus en plus prépondérant. Cependant, les modèles proposés actuellement pour prédire cette résistance font état d'une grande variabilité dans la valeur de certains paramètres pour un même fluide, pouvant aller jusqu'à plusieurs ordres de grandeur. L'étude proposée vise à fournir une modélisation alternative des transferts de masse et d'énergie à l'interface. Les équations de transport dans un fluide présentant une phénoménologie de Van der Waals sont établies à partir d'une approche mésoscopique. En partant d'une équation de Boltzmann modifiée, de type Enskog-Vlasov, et en utilisant la procédure de passage au macroscopique dite de Chapman et Enskog, les équations de transport macroscopiques sont déduites à partir du modèle mésoscopique. Ces équations prennent la forme d'équations de Cahn-Hilliard, avec pour solution d'équilibre un profil de densité continu à la traversée de l'interface. Afin d'obtenir la résistance d'interface, le système d'équations est linéarisé par perturbation autour de cette solution d'équilibre, ce qui permet de donner le lien entre gradient de température et flux d'énergie. Cette résistance thermique est finalement comparée aux résultats de la littérature.

Nomenclature

ϕ	Potentiel intermoléculaire, $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-2}$	$T(\mathbf{r},t)$	Température, K
ϕ_0	Taille du puit de potentiel, $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-2}$	T_0	Température d'équilibre, K
d_0	Diamètre moléculaire, m	$\tilde{T}(\mathbf{r},t)$	Perturbation de température, K
$Y(\mathbf{r})$	Fonction de corrélation radiale	$\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$	Vitesse hydrodynamique, $\mathrm{m.s}^{-1}$
$f(\mathbf{r},\mathbf{c},t)$	Fonction de distribution, $\mathrm{m}^{-6}.\mathrm{s}^{-4}$	b	Covolume massique, $\mathrm{m}^3.\mathrm{kg}^{-1}$
V_m	Potentiel moyen, $\mathrm{kg.m}^2.\mathrm{s}^{-2}$	μ	Viscosité dynamique, $\mathrm{kg.m}^{-1}.\mathrm{s}^{-1}$
a	Terme de cohésion, $\mathrm{m}^5.\mathrm{s}^{-2}$	λ	Conductivité thermique, $\mathrm{W.m}^{-1}.\mathrm{K}^{-1}$
κ	Second coefficient de Van Der Waals, $\mathrm{m}^7.\mathrm{s}^{-2}$	τ	Temps entre deux collisions, s
$\rho(\mathbf{r},t)$	Densité massique, $\mathrm{kg.m}^{-3}$	j_m	Densité de flux de masse, $\mathrm{kg.m}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$
ρ_0	Densité massique d'équilibre, $\mathrm{kg.m}^{-3}$	L_v	Chaleur latente, $\mathrm{J.kg}^{-1}$
$\tilde{\rho}(\mathbf{r},t)$	Perturbation de densité massique, $\mathrm{kg.m}^{-3}$		

1. Introduction

La détermination de la résistance thermique d'une interface liquide-vapeur est devenue une question prédondérante au regard des enjeux actuels liés au refroidissement. La miniaturisation de ces dispositifs poussent à modéliser des situations complexes à faible épaisseur de fluide, proche d'une ligne triple ou au pied de gouttes pendant leur croissance. Dans ces configurations, le facteur limitant le flux de chaleur est la résistance thermique de l'interface. Il est donc essentiel de comprendre les mécanismes à l'origine de cette résistance thermique afin de la modéliser au mieux, et donc de perfectionner les futures applications technologiques. Des modèles ont été développés, ils présentent des forces mais aussi des faiblesses, comme la grande variabilité de certains paramètres parfois pour un même fluide.

La question que l'on adresse ici est donc la suivante : le long d'un axe vertical $\mathbf{e}_z$ pointant vers le haut, un fluide pur présente un équilibre impliquant une phase liquide dans le demi

espace inférieur et une phase vapeur dans le demi espace supérieur. Ce système est mis hors de l'équilibre par une augmentation de la température côté gaz et l'imposition d'un flux de chaleur, entrainant la mise en place de flux de masse et de chaleur au travers de l'interface. Peut-on alors exprimer le flux de chaleur en fonction du flux de masse et de l'écart de température, et si oui, est-il possible d'en déduire une résistance thermique pour l'interface ?

Nous allons voir dans une première partie qu'il est possible de tirer d'un modèle cinétique des équations macroscopiques à la suite d'un passage méso-macro. Ces équations d'évolution vont nous permettre d'exprimer la relation recherchée. Le modèle cinétique sera décrit en détails et les idées nécessaires à l'obtention des équations de bilan dans le fluide seront énoncées. Dans un second temps, ces équations sont utilisées pour trouver une expression pour la résistance thermique de l'interface. La dépendance fonctionnelle de cette grandeur aux observables du système sera comparée à d'autres modèles existants dans la littérature, en particulier ceux de la thermodynamique des processus irréversibles (TPI) et du modèle de Hertz-Knudsen-Schrage.

2. Modélisation du fluide

La résistance thermique d'interface peut être déduite à partir de la description de la dynamique du fluide au travers des équations d'évolution de la densité, de la vitesse hydrodynamique et de la température au sein de l'interface afin de disposer d'un modèle physique continu incluant le détail des phénomènes physiques qui se produisent lorsque la densité passe continuement de sa valeur à l'état liquide à sa valeur à l'état vapeur. Pour assurer que le fluide puisse être sujet à un changement de phase, nous contraignons le fluide à respecter une équation d'état de type Van der Waals. Une approche cinétique est privilégiée pour la modélisation du fluide et pour l'obtention des équations d'évolution. Cette méthodologie comporte plusieurs avantages. Tout d'abord, le modèle cinétique permet de justifier la forme des équations de transport qui vont être proposées. Ensuite, les coefficients présents dans ces équations seront accompagnés de leurs propres modèles, issus du modèle cinétique. Enfin, cette approche permet une diversité de méthodes de résolution. Il est en effet possible de choisir de résoudre l'équation cinétique, les équations macroscopiques, ou d'opter pour une résolution mixte.

Le paragraphe suivant présente succintement le modèle mésoscopique dit d'Enskog-Vlasov (EV) et les raisons de son utilisation. Le passage aux équations macroscopiques est ensuite brièvement évoqué.

2.1. L'équation d'Enskog-Vlasov (EV)

Une approche cinétique basée sur l'équation de Boltzmann est limitée lorsqu'il s'agit de décrire l'interface liquide-vapeur. Cette équation est en effet construite pour traiter des gaz parfaits, pour lesquelles le libre parcours moyen est bien plus grand que la taille caractéristique des particules du fluide. Elle est donc incapable de décrire la phase liquide, rendant nécessaire une modélisation *ad hoc* de cette phase et des conditions de raccordement. L'équation d'Enskog-Vlasov permet d'étendre la portée de la modélisation cinétique au cas d'un fluide à plus forte densité, en proposant deux modifications de l'équation de Boltzmann. La première est l'inclusion des idées théoriques d'Enskog pour les fluides de sphères dures [2], qui incorpore la prise en compte de la taille non négligeable des constituants du fluide dans le terme de collision. Ce travail permet de rendre compte des répulsions intermoléculaires lorsque les constituants sont proches les uns des autres mais ne suffit pas pour décrire les forces attractives à plus longue portée, d'où le besoin d'une deuxième modification [3]. Celle-ci porte sur l'inclusion de cette partie attractive du potentiel intermoléculaire comme un terme de champ moyen sur l'exemple des travaux de Vlasov sur les plasmas [4]. Cette séparation des interactions en deux parties dis-

tinctes permet d'éviter des prédictions non physiques pour les coefficients de transport dans le fluide, typiquement des viscosités ou des conductivités thermiques négatives.

Dans la forme qui nous intéresse ici, l'équation d'EV modélise un fluide monoatomique de masse moléculaire m dont le potentiel intermoléculaire est celui de Sutherland

$$\phi(|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|) = \begin{cases} \infty & \text{si} \quad |\mathbf{r}-\mathbf{r}_1| < d_0 \\ -\frac{\phi_0}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|^6} & \text{si} \quad |\mathbf{r}-\mathbf{r}_1| > d_0 \end{cases} , \tag{1}$$

issu de la superposition de la répulsion des sphères dures et de l'attraction à longue portée présente dans la modélisation de Van der Waals. Les vecteurs $\mathbf{r}$ et $\mathbf{r}_1$ sont des vecteurs positions, d_0 est le diamètre des constituants et $\phi_0 > 0$ est la profondeur du puits de potentiel en $|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1| = d_0/2$. Les deux paragraphes suivants détaillent l'implémentation de cette interaction dans le terme de collision et dans le terme de transport de l'équation cinétique.

2.2. Modèle du terme de collision

La répulsion de type sphères dures conduit à un terme de collision proposé par Enskog

$$\mathcal{S}_E = d_0^2 \int \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \begin{array}{ll} & Y\big(\mathbf{r}+\frac{d_0}{2}\mathbf{k}\big) f'(\mathbf{r},\mathbf{c}') f_1'(\mathbf{r}+d_0\mathbf{k},\mathbf{c}_1') \\ - & Y\big(\mathbf{r}-\frac{d_0}{2}\mathbf{k}\big) f(\mathbf{r},\mathbf{c}) f_1(\mathbf{r}-d_0\mathbf{k},\mathbf{c}_1) \end{array} \right\} g\cos(\theta)\sin(\theta)\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\epsilon\,\mathrm{d}\mathbf{c}_1 , \tag{2}$$

où le vecteur $\mathbf{r}$ est la position du point de collision entre deux particules, f la fonction de distribution des particules incidentes de vitesse $\mathbf{c}$, f_1 celle des partenaires de collision de vitesse $\mathbf{c}_1$. Les quantités primées sont relatives aux particules après la collision. La fonction $Y(\mathbf{r})$ permet de tenir compte d'effets non locaux entre les centres de particules au moment de la collision, et des corrélations spatiales de positions au sein du fluide. Elle correspond donc à la fonction de corrélation de paire, évaluée au point de collision et qui s'exprime comme $Y = \frac{1}{1-b\rho}$ pour que l'équation d'état du fluide soit celle de Van der Waals. Le vecteur $\mathbf{k} = \{\sin(\theta)\cos(\epsilon), \sin(\theta)\sin(\epsilon), \cos(\theta)\}$ est le vecteur de collision (unitaire) et g la vitesse relative des particules. Toutes ces fonctions évoluent sur des échelles bien plus grandes que le diamètre d_0, elles sont donc développée en série de Taylor autour du point $\mathbf{r}$. Notre étude porte sur des situations proches de l'équilibre, on ne retient donc de ce développement que les termes contenant un seul gradient au maximum. En suivant la prescription d'Enskog, ces termes sont calculés à l'aide de la fonction de distribution de l'équilibre. Ainsi, le terme de collision pour notre modélisation devient

$$\mathcal{S}_E = d_0^2 Y \mathcal{S}_0 - b\rho Y f_{eq} \left\{ \begin{array}{ll} & \mathbf{C}\cdot\big[\boldsymbol{\nabla}\ln(\rho^2 YT) + \frac{3}{5}\big(\mathbf{C}^2-\frac{5}{2}\big)\boldsymbol{\nabla}\ln(T)\big] \\ + & \frac{2}{5}\big[2\mathbf{CC}:\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u} + \big(\mathbf{C}^2-\frac{5}{2}\big)\boldsymbol{\nabla}\cdot\mathbf{u}\big] \end{array} \right\} \tag{3}$$

où $\mathbf{C} = \mathbf{c} - \mathbf{u}$ est la vitesse microscopique dans le référentiel de l'écoulement et $b = \frac{2\pi d_0^3}{3m}$ le covolume massique. Le terme $\mathcal{S}_0$ est le terme de collision classique de Boltzmann, qui peut être approximé par tout modèle cinétique comme BGK [5] ou ES-BGK [6] par exemple. Pour l'exemple qui nous intéresse, nous prenons un modèle de type BGK avec une fréquence de collision indépendante de la vitesse microscopique.

2.3. Modèle du terme de transport

La partie attractive est traitée comme un champ moyen s'appliquant sur l'intégralité du fluide, elle vient donc ajouter un terme de force globale qui entre dans le terme de transport de l'équation cinétique. Elle s'exprime comme la somme de toutes les interactions attractives agissant sur une particule placée au point $\mathbf{r}_1$

$$V_m(\mathbf{r}_1) = \int_{\mathcal{D}_2} \rho(\mathbf{r}_2)\, \phi(r_{12})\, \mathrm{d}\mathbf{r}_2\,, \tag{4}$$

où $\mathcal{D}_2$ est le domaine d'intégration qui contient tout le fluide excepté l'intérieur de la particule considérée et $r_{12} = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$. Le potentiel intermoléculaire tendant très vite vers 0, il est possible de développer cette expression autour du point $\mathbf{r}_1$ pour obtenir

$$V_m(\mathbf{r}_1) = -2a\rho(\mathbf{r}_1) - \kappa\nabla^2\rho, \tag{5}$$

où les coefficient $a = -\frac{4\pi}{2}\int_{r_{12}>d_0} r_{12}^2\phi(r_{12})\,\mathrm{d}r_{12}$ et $\kappa = -\frac{4\pi}{6}\int_{r_{12}>d_0} r_{12}^4\,\phi(r_{12})\,\mathrm{d}r_{12}$ seront identifiés aux coefficents présents dans les théories d'interfaces diffuses dites de Van der Waals [8] après la procédure de Chapman et Enskog.

En rassemblant ces deux parties, l'équation d'EV que l'on a choisi pour décrire l'évaporation d'un fluide en négligeant les forces externes à celui-ci est

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c}\cdot\boldsymbol{\nabla}(f) - \boldsymbol{\nabla}(V_m)\cdot\boldsymbol{\nabla}(f)_{\mathbf{c}} = \mathcal{S}_E, \tag{6}$$

où $\boldsymbol{\nabla}(f)_{\mathbf{c}}$ est la dérivée par rapport aux composantes de la vitesse microscopique. En se donnant des conditions appropriées, il est possible de simuler un écoulement diphasique en résolvant directement cette équation de manière numérique. Nous choisissons cependant de résoudre les équations issues de ce modèle. La démarche pour tirer ces équations d'évolution pour les cas hors de l'équilibre est appelée procédure de Chapman et Enskog. Elle consiste à prescrire la forme fonctionnnelle de la fonction de distribution par rapport aux descripteurs macroscopiques puis de s'en servir pour déduire les équations recherchées. Cette procédure peut être retrouvée dans [1], elle ne sera pas détaillée ici. L'établissement de l'équation qui va nous servir de base à l'étude des flux de chaleurs au travers de l'interface fait l'objet du paragraphe suivant.

2.4. Le système macroscopique

La procédure de Chapman et Enskog est fondamentalement un développement de la solution de l'équation de Boltzmann autour d'une solution de référence. Pour ce travail la solution de référence sera celle de l'équilibre local, c'est-à-dire une distribution des vitesses de Maxwell. La procédure permet donc d'explorer les régimes proches de cet équilibre et on s'attend à ce que les équations qui en sont issues soient valables dans les cas de proche hors d'équilibre. En prenant les modifications du terme de collision de Enskog comme des termes d'ordre 1 du développement, il est possible de trouver les premières corrections hors de l'équilibre pour la fonction de distribution. Ces corrections sont ensuite utilisées pour déterminer les équations qui gouvernent la dynamique macroscopique. On restreint ces équations à une dimension pour ne garder que les termes qui nous intéresse dans notre cas d'étude. Les équations d'évolution deviennent

$$\left\{\begin{array}{lcl} \frac{\partial\rho}{\partial t} & = & -\partial_z(\rho u), \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u\partial_z u & = & -\frac{1}{\rho}\partial_z\Big(\frac{\rho r T}{1-b\rho} - a\rho^2 + \kappa\rho\partial_z^2\rho + \frac{\kappa}{2}(\partial_z\rho)^2 - \frac{4}{3}\mu\partial_z u\Big), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u\partial_z T & = & -\frac{2T}{3(1-b\rho)}\partial_z u + \frac{2}{3r\rho}\partial_z(\lambda\partial_z T) - \frac{8}{9r\rho}\mu(\partial_z u)^2. \end{array}\right. \tag{7}$$

Le coefficient μ est la viscosité dynamique du fluide, calculée à partir du modèle cinétique comme $\mu = \rho r T\tau\big(1-\frac{3}{5}b\rho\big)$ et $\lambda = \frac{5}{2}\rho r^2 T\tau\big(1-\frac{2}{5}b\rho\big)$ est sa conductivité thermique. Le facteur τ est le temps de libre parcours moyen dans le fluide. Il est calculé à partir de la viscosité du fluide sur l'exemple de [11].

Ces équations sont des équations de conservation. La première est relative à la conservation de la masse, la deuxième à la conservation de l'impulsion et la dernière à la conservation de

l'énergie. En regardant attentivement la deuxième, on remarque que c'est une équation de type Cahn-Hilliard, pour laquelle les effets des gradients de densité ont été pris en compte par une modification de la pression [7]. En effet, à la pression issue de l'équation d'état $p = \frac{\rho r T}{1-b\rho} - a\rho^2$, se sont ajoutés les termes $\kappa\rho\partial_z^2\rho + \frac{\kappa}{2}(\partial_z\rho)^2$ rendant compte de l'existance de gradients de densité. Ce sont ces termes qui permettent d'obtenir un modèle d'interface diffuse et donc un passage continu de la phase gazeuse à la phase liquide.

Si on se place à l'équilibre, la température est homogène à T_0 et la vitesse macroscopique est nulle. La densité n'est quant à elle pas homogène car la présence de deux phases dans le système est possible. La deuxième équation impose une condition sur le profil de densité $\rho_0(z)$

$$\partial_z\left(\frac{\rho_0 r T_0}{1-b\rho_0} - a\rho_0^2 + \kappa\rho_0\partial_z^2\rho_0 + \frac{\kappa}{2}(\partial_z\rho_0)^2\right) = 0. \tag{8}$$

La résolution de cette équation permet d'obtenir le profil d'équilibre de la densité du fluide tel que représenté sur la figure 1 pour différentes températures. Dans la suite du document, nous appellerons de façon arbitraire centre de l'interface le point d'inflexion de cette courbe. Pour aller vers un modèle de résistance thermique d'interface, il faut sortir de l'équilibre. La notion de résistance thermique étant définie pour des cas proches de l'équilibre, au cours desquels une relation de proportionnalité entre l'écart de température et le flux de chaleur peut être supposée, nous nous intéressons à des perturbations autour des champs à l'équilibre

$$\left\{\begin{array}{lcl} \rho(z,t) & = & \rho_0(z) + \tilde{\rho}(z,t) \\ u(z,t) & = & \tilde{u}(z,t) \\ T(z,t) & = & T_0 + \tilde{T}(z,t) \end{array}\right. , \tag{9}$$

où on suppose $\rho_0 \gg |\tilde{\rho}|$ et $T_0 \gg |\tilde{T}|$. Ce développement est injecté dans le système d'équations (7), et seuls les termes linéaires en perturbation sont retenus. Notre question portant sur la résistance d'interface, nous restreignons pour le moment cette étude au régime stationnaire, avec une vitesse imposée à un bord et une température et un flux de chaleur q_V imposés côté vapeur. Dans ces conditions l'équation de conservation de la masse au premier ordre en perturbation prend la forme simple

$$\rho_0(z)\,\tilde{u}(z,t) = j_m, \tag{10}$$

où j_m est une constante qui représente le flux de masse dans le système. Seul le profil de densité de l'équilibre est transporté dans les conditions dans lesquelles nous nous sommes placés. Par ailleurs, si on injecte cette dernière équation (10) dans l'équation de conservation de l'énergie, celle-ci se découple des évolutions de $\tilde{\rho}$ et $\tilde{u}$ pour devenir

$$\partial_z\left(\lambda_0\partial_z\tilde{T}\right) = -\frac{j_m r T_0}{\rho_0\,(1-b\rho_0)}\partial_z(\rho_0), \tag{11}$$

où λ_0 est la conductivité thermique calculée avec les grandeurs à l'équilibre. C'est cette équation qui va permettre de déterminer une résistance thermique pour l'interface. Dans la partie qui suit, plusieurs résultats issus de cette équation sont comparés aux approches existantes pour l'étude de notre situation. En particulier, la dépendance fonctionnelle de la résistance thermique de l'interface va pouvoir être discutée.

3. Analyse physique du modèle

3.1. Compatibilité avec les modèles macroscopiques

La question posée dans ce papier porte sur la résistance thermique de l'interface. La grandeur que l'on veut tirer de l'équation (11) est donc un écart de température entre deux points

quelconque du fluide. Pour ce faire, une première intégration de l'équation est faite entre un point z_V de la phase vapeur éloigné de l'interface et une altitude z arbitraire. Cette intégration permet d'obtenir la relation

$$\left(\lambda_0 \partial_z \tilde{T}\right)(z) - \left(\lambda_0 \partial_z \tilde{T}\right)(z_V) = -j_m r T_0 \ln\left(\frac{\rho_0(z)(1-b\rho_0(z_V))}{\rho_0(z_V)(1-b\rho_0(z))}\right), \tag{12}$$

où on définit le flux de chaleur à une altitude quelconque comme $q(z) = -\left(\lambda_0 \partial_z \tilde{T}\right)(z)$. Cette relation est intéressante en elle même pour le lien qu'elle établit avec une approche de l'interface basée sur la thermodynamique classique. En effet, si on se place dans un cadre où la région de l'interface est traitée comme un système ouvert, alors le premier principe impose que la somme des flux de chaleur arrivant sur l'interface par les deux phases est égale au produit du flux de masse par la chaleur latente de vaporisation (lorque l'énergie cinétique est négligée). En prenant notre altitude arbitraire à z_L, dans la phase liquide loin de l'interface, les termes en facteur de j_m sont alors identifiés à la chaleur latente de vaporisation L_v. Celle-ci ne fait intervenir que des grandeurs issues de l'équilibre, en accord sa définition thermodynamique. L'évaluation de la valeur numérique de cette chaleur latente pour un jeu de paramètres donné montre un excellent accord avec la valeur évaluée également numériquement par la formule de Clapeyron.

En divisant l'équation (12) par $\lambda_0(z)$ et en intégrant une nouvelle fois entre les altitudes z_V et z_L, il vient finalement l'expression de l'écart de température entre les deux altitudes arbitraires $\Delta\tilde{T}$. Cet écart n'est cependant pas celui associé au saut de température à l'interface. Cette notion de saut provient d'une vision où l'interface est une discontinuité sans épaisseur. Ainsi, pour retrouver cette grandeur, nous soustrayons à l'écart de température précédant les écarts associés au prolongement linéaire des profils de température des deux phases, comme présenté sur la figure 2 pour obtenir $\Delta\tilde{T}_i$. L'écart de température recherché s'exprime finalement comme

$$\Delta\tilde{T}_i = \left\{ \begin{array}{ll} & q_V \left[\int_{z_V}^{z_i} \left(\frac{1}{\lambda_0(z_V)} - \frac{1}{\lambda_0(z)} \right) \mathrm{d}z + \int_{z_i}^{z_L} \left(\frac{1}{\lambda_0(z_L)} - \frac{1}{\lambda_0(z)} \right) \mathrm{d}z \right] \\ + & j_m r T_0 \int_{z_V}^{z_i} \left[\frac{1}{\lambda_0(z)} \ln\left(\frac{\rho_0(z_V)(1-b\rho_0(z))}{\rho_0(z)(1-b\rho_0(z_V))} \right) \mathrm{d}z \right] \\ + & j_m r T_0 \int_{z_i}^{z_L} \left[\frac{1}{\lambda_0(z)} \ln\left(\frac{\rho_{0|z_V}(1-b\rho_0(z))}{\rho_0(z)(1-b\rho_0(z_V))} \right) + \frac{1}{\lambda_0(z_L)} \ln\left(\frac{\rho_0(z_L)(1-b\rho_0(z_V))}{\rho_0(z_V)(1-b\rho_0(z_L))} \right) \mathrm{d}z \right] \end{array} \right. . \tag{13}$$

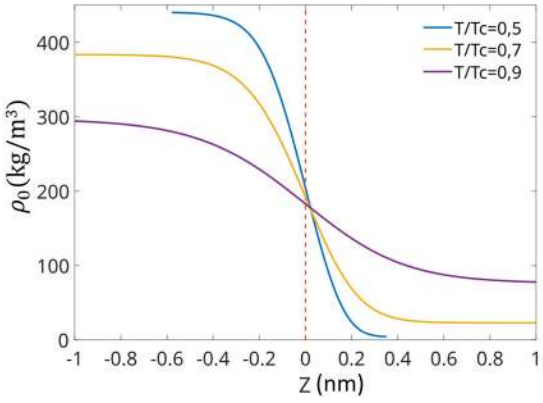


Figure 1 : *Profils de ρ_0 pour différentes valeurs de température réduite. La ligne verticale en pointillés est le centre de l'interface.*

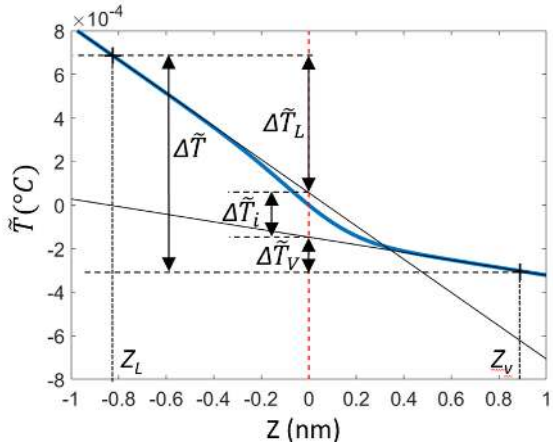


Figure 2 : *Exemple de profil de température et prolongement des profils linéaires monophasique à l'interface pour faire apparaître le $\Delta\tilde{T}_i$ dans le cas d'une épaisseur nulle.*

Pour des altitudes éloignées de la région de l'interface, les fonctions sous les intégrales s'annulent. Ainsi, pour des bornes z_V et z_L assez loin dans les phases limites, les intégrales convergent vers des valeurs constantes et indépendantes de ces bornes. La relation du saut de température de l'interface avec le flux de masse et le flux de chaleur provenant de la vapeur se résume à

$$\Delta\tilde{T}_i = R_1 j_m L_v + R_2 q_V, \tag{14}$$

où R_1 et R_2 sont des résistivités constantes. L'écart de température est, par cette relation, une fonction doublement linéaire du flux de masse et du flux de chaleur du côté vapeur. Cette proportionalité entre le déséquilibre (l'écart de température) et les flux qui lui sont associés est un trait caractéristique des approches de thermodynamique du proche hors d'équilibre, en particulier de la thermodynamique des processus irréversibles (TIP) de Onsager [12]. Cette identification ancre un peu plus notre modèle dans les approches macroscopiques, en permettant de vérifier qu'il convient aux cas de proche hors d'équilibre, comme supposé lors du passage méso-macro.

3.2. Différence avec le modèle de Hertz-Knudsen-Schrage

Le modèle le plus utilisé pour donner la résistance thermique de l'interface est celui de HKS. Il est lui aussi construit à partir d'une approche cinétique, différente de l'approche menée dans le présent travail. Dans son livre, Schrage [9] détermine le flux de masse traversant l'interface en décrivant la phase vapeur au niveau de deux plans parallèles à celle-ci. Un de ces plans juste au dessus de l'interface, où le gaz est considéré à l'équilibre avec le liquide au dessous à la température et la pression de saturation, et un plus haut, où le gaz est à un autre équilibre et donc à une autre température. Ces équilibres permettent d'utiliser la fonction de distribution de Maxwell pour décrire l'état du fluide à ces deux plans. En ajoutant les contributions montante (issue du plan proche de l'interface) et descendante (issue du plan plus lointain), Schrage calcule le flux de masse à l'interface comme

$$j_{m_S} = \frac{2\alpha}{2-2\alpha}\left(\frac{p_{sat}}{\sqrt{2\pi k_B T_{sat}}} - \frac{p_V}{\sqrt{2\pi k_B T_V}}\right) \approx \frac{2\alpha}{2-2\alpha}\frac{1}{\sqrt{2\pi k_B T_{sat}}}\left(\Delta p + p_{sat}\frac{\Delta T}{2T_{sat}}\right), \tag{15}$$

où $\tilde{p}_s$ est la pression à l'interface côté gaz et p_V est la pression dans le gaz à une distance assez grande pour que l'influence de l'interface soit négligeable. Pour passer à la dernière relation, on prend la température de la vapeur comme $T_V = T_{sat} + \Delta T$ avec $\frac{|\Delta T|}{T_{sat}} \ll 1$. Le paramètre σ est le coefficient d'accomodation tel que $\sigma = 1$ a priori pour un corps pur. La valeur de ce coefficient est cependant très variable en pratique, rendant son interprétation assez difficile [10]. La plupart du temps, cette expression est encore simplifiée en négligeant le terme en ΔT et en considérant que la pression reste proche de la pression de saturation et suit courbe de saturation, la résistance thermique de l'interface est alors exprimée comme

$$R_{th} = \frac{2-\alpha}{2\alpha}\sqrt{2\pi k_B T_{sat}}\frac{T_{sat}}{\rho_V L_v^2}. \tag{16}$$

Cette résistance ne présente pas les mêmes dépendances fonctionnelles que celles que l'on a pu trouver auparavant. En particulier, l'écart de température est ici fonction uniquement du flux de masse, là où nous avions une dépendance en plus à l'un des flux de chaleur. Une analyse plus pousser est nécessaire pour comprendre l'origine et les conséquences de ces différences.

4. Conclusion

Dans ce document, nous avons développé une approche cinétique pour modéliser les flux de masse et de chaleur au travers d'une interface liquide-vapeur. À l'aide d'une équation de

type EV, permettant l'implémentation d'un potentiel d'interaction intermoléculaire de Sutherland, nous avons pu tiré les équations de bilan macroscopiques par la procédure de Chapman et Enskog. Le fluide obtenu est soumis à l'équation d'état de Van der Waals. Pour étudier la résistance thermique de l'interface, ce système a été linéarisé autour de l'équilibre ce qui a permis de découpler l'équation donnant le profil de température du reste du système. Finalement, cette équation a permis de trouver une expression pour le saut de température à l'interface faisant intervenir à la fois les flux de chaleur et de masse. Cette double dépendance, compatible avec une approche basée sur la TPI, est différent du résultat usuel donné par le modèle de HKS qui ne fait intervenir qu'une dépendance au flux de masse. Pour la suite, nous développons un code capable de résoudre le système linéarisé instationnaire dans le but d'obtenir le profil des perturbations de densité. Nous serons alors en capacité de connaitre exactement la dynamique des perturbations à l'interface. Dans un second temps, nous souhaitons revenir sur la modélisation cinétique, afin d'être en capacité d'étudier des fluides réels. Cela passera par la modification de l'équation d'état et une gestion différente des interactions attractives. À plus long terme, la résolution numérique du système macroscopiques non linéarisé, l'inclusion de complexité géométrique en courbant l'interface, ou la présence d'une paroi solide et d'incondensables pourront aussi être envisagés.

Références

[1] Chapman S. & Cowling T., *The mathematical theory of non-uniform gases*, Cambridge University Press (1990).

[2] Enskog D., The numerical calculation of phenomena in fairly dense gases, *Arxiv Mat. Astr. Fys.*, 16-1 (1921) 1-60

[3] Su W.& al., Kinetic modeling of nonequilibrium flow of hard-sphere dense gases, *Phys. Rev. Fluids*, 8-1 (2023)

[4] Vlasov A., Many-particule theory and its application to plasma, *Teorija mnogikh chastits*, (1950)

[5] Bhatnager P. & Gross E. & Krook M., A model for collision processes in Gases., *Phys. Rev.*, 94-3 (1954) 511-525

[6] Holway Jr & Lowell H., Kinetic theory of shock structure using an ellipsoidal distribution function, *Rarefied Gas Dynamics*, 1 (1965) 193

[7] Cahn J. & Hilliard J., Free energy of a nonuniform system, *The journal of chemical physics*, 28-2 (1958) 258-267

[8] Anderson D., McFadden, G., Diffuse interface methods in fluid mechanics, *Ann. Rev. of Fluids Mech.*, 30 (1998) 139-165

[9] Schrage R., *A theoretical study of interphase mass transfer*, Columbia University Press (1953).

[10] Alty T. & al., The accomodation coefficient and the evaporation coefficient of water, *Royal Society Publishing*, 866-149 (1997) 104-116

[11] Wang P. & al., The kinetic Shakhov-Enskog model for non-equilibrium flow of dense gases, *Journal of fluid mechanics*, 883 (2020)

[12] De Groot S. & Mazur P., *Non-equilibrium thermodynamics*, Courier Corporation (1984).

Quantification de l'impact de la résistance thermique de contact entre fibres sur la conduction dans les matériaux d'isolation fibreux

Quantifying the impact of fiber-to-fiber thermal contact resistance on conduction in fibrous insulation materials

Clémence GAUNAND[1,2,3*], Yannick DE WILDE[1], Valentina KRACHMALNICOFF[1], Adrien FRANÇOIS[2], Veneta GRIGOROVA-MOUTIERS[2], Karl JOULAIN[3]

[1] Institut Langevin, ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, 1 rue Jussieu, 75238 Paris Cedex 05 (France)
[2] Saint-Gobain Research Paris, 41 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers Cedex (France)
[3] Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, 11 Boulevard Marie et Pierre Curie, 86073 Poitiers Cedex 9 (France)
[*](Corresponding author: clemence.gaunand@espci.fr)

Résumé - Nous décrivons une nouvelle approche de simulation nodale, ainsi qu'un modèle théorique correspondant, permettant de quantifier la conduction thermique à travers la phase solide dans des réseaux fibreux tridimensionnels, en considérant l'impact des résistances de contact entre fibres. Nous démontrons que la conductivité solide peut être calculée par une courbe maîtresse, uniquement à partir de paramètres géométriques du milieu, en particulier dans le cas de milieux peu denses. Cela constitue un outil de prédiction puissant à appliquer à l'étude d'isolants réels comme la laine de verre, notamment pour rechercher des stratégies d'optimisation basées sur les paramètres structuraux des matériaux.

Abstract - We describe a new nodal simulation approach, and a corresponding theoretical model, to quantify thermal conduction through the solid phase in three-dimensional fibrous networks, with the impact of fiber-to-fiber thermal contact resistances. We demonstrate that the solid thermal conductivity can be calculated by a master curve, based solely on geometric parameters of the medium, particularly in the case of low-connectivity. This provides a powerful predictive tool to be applied to the study of real insulation materials, to develop in particular optimization strategies based on structural parameters.

Nomenclature

l	fiber length, m
$k_{cond,solid}$	solid thermal conductivity, $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$
θ_i	polar angle of a fiber *i,* rad
φ_i	azimuthal angle of a fiber *i,* rad
$\bar{\theta}$	mean fiber polar angle, rad
d	fiber diameter, m
V_f	fiber volume fraction
T_b	lower boundary temperature, K
ΔT	temperature difference applied between the two heat baths, K
k_{fib}	fiber thermal conductivity, $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$
Q	transverse heat flux, W
R_{fib}	fiber thermal resistance, $\mathrm{KW^{-1}}$
R_k	fiber-to-fiber thermal contact resistance, $\mathrm{KW^{-1}}$
r	geometry-modified thermal resistance ratio
H	vertical distance between two centers of fibers in contact, m
N_c	number of contacts per fiber
n_z	areal fiber number density through a horizontal section, $\mathrm{m^{-2}}$
$k_{0,th}$	predicted solid thermal conductivity at $R_k = 0$ by Refs. [15, 16], $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$
a	fiber aspect ratio
k_0	simulated solid thermal conductivity at $R_k = 0$, $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$
h	corrective prefactor for $k_{cond,solid}$
δT_{ij}	corrective term for the temperature difference at a contact, K
∇T_z	temperature gradient applied between the two heat baths, $\mathrm{Km^{-1}}$
$\langle N_c \rangle_l$	minimum average number of contacts per fiber
$\langle . \rangle$	*refers to network-scale averaged quantities*

1. Introduction

Understanding heat transfer in fibrous insulating materials, especially conduction, is a major challenge due to their heterogeneous and multi-scale nature. The thermal performance of a material can be quantified by its effective thermal conductivity, which can be expressed as a sum of the different contributions to heat transfer for sufficiently low densities, according to the additive approximation introduced by Bankvall [1]. This means that all contributions are assumed to be uncoupled and can be studied separately. In fibrous materials, four mechanisms can be identified: convection, conduction through gas, conduction through solid, and radiation. Although many studies have been conducted to quantify the radiative [2] and convective [3] contributions, only a few have considered the conduction term, especially the one associated with the solid phase. However, studying this mechanism is essential to understand how the material's structure can impact its final thermal properties and to integrate the relevant parameters into predictive models in order to identify new strategies for minimizing heat transport.

As solid conduction cannot be experimentally measured separately, numerical modeling is the most appropriate tool for its quantitative analysis. Numerical fibrous media can be reconstructed from images of real structures, acquired, for example, by X-ray tomography [4], or can be generated virtually, which is a faster approach. Representative numerical structures of insulation materials have been produced for example in various studies [5, 6], using a modified random walk generation method and a specific fiber orientation distribution [7] representing the directional morphology of these materials. Then, conduction through the solid phase in fibrous media can be numerically computed using different methods. Phonon transport at the atomic level can be investigated using molecular dynamics: this has in particular been used to study the diffusive-ballistic transition of heat conduction in metallic nanotubes and the associated finite-size effects [8]. For microscopic glass fibers, where heat transport is purely diffusive, such small-scale calculations are not necessary, and the most precise approach consists in using finite element analysis [6], although it requires considerable computing time and resources. However, if only solid conduction is studied, nodal methods can also be used, allowing for an increase in the simulation volumes. It is a common approach in the field of electrical conduction [9, 10], but it has not been widely applied to thermal conduction [11].

Using these various methods, the impact of the Biot number on the evolution of solid conduction in fibrous networks has been demonstrated in the presence of fiber-to-fiber thermal contact resistances [12, 13]. From a theoretical perspective, different models have been proposed but the most advanced to date is that developed for dense networks of straight nanofibers, in 2D by Volkov and Zhigilei [14, 15], and in 2D and 3D by Zhao et al. [16], that includes the impact of morphological parameters. Originally developed to describe carbon nanotube networks, this model must however be compared with simulation results that account for variations in all fiber geometric parameters and thermal contact resistance in the 3D case. Furthermore, its range of validity has not been precisely examined.

In this study, we use a multi-nodal representation to calculate the solid thermal conductivity in virtually generated 3D media with straight fibers. The results obtained are compared with the outputs of the previously mentioned model, and an enhanced theoretical framework is proposed to correct the observed deviations. Using this new model, we introduce an innovative representation of the evolution of solid thermal conductivity in 3D fibrous networks, under the form of a master curve, as four fiber parameters - orientation, length, diameter and density - along with

thermal contact resistance, are varied. Finally, we demonstrate the relevance of this predictive approach in the context of studying a real-world insulation material, taking the specific example of glasswool.

2. Numerical methods

2.1. Numerical generation of a network of connected straight lines

Three-dimensional fibrous media are numerically generated as assemblies of straight lines, representing fibers, within a cubic computational domain of size L, with the final aim of calculating their solid thermal conductivity $k_{cond,solid}$. These fibers are assigned a prescribed orientation distribution and a constant length l. The orientation is defined by a pair of angles (θ_i,φ_i) in spherical coordinates, as shown in Fig. 1(a): the azimuthal angle φ_i is chosen from a uniform distribution, while the polar angle θ_i is sampled according to the β-orientation distribution, previously used in various studies to model fibrous insulation materials (see Refs. [5, 6] for details). The mean value of the polar angle $\bar{\theta}$ at the network scale is determined by one adjustable parameter in this distribution. A constant fiber diameter d is also defined and acts as the distance threshold for detecting contacts between fibers. This means that as a first approximation, fibers are modeled by soft-core, i.e., interpenetrating objects. The fiber volume fraction V_f is defined in this study as the volume fraction obtained after removal of unconnected fibers, that cannot contribute to heat transfers. Periodic boundary conditions are applied at the lateral edges of the cubic simulation domain. Fig. 1(b) shows an example of generated network using our numerical approach with identification of contact points.

2.2. Resolution of a steady-state heat transfer problem including thermal contact resistances using a nodal method

The steady-state transverse thermal conductivity through the solid phase $k_{cond,solid}$ - i.e., in the cross-plane direction for the fibrous medium, is computed numerically using the configuration of the guarded hot plate experiment, shown in Fig. 1(c). Two plates with different temperatures $T = T_b$ and $T = T_b + \Delta T$ are located at the lower and upper boundaries of the simulation domain, respectively. The four other side boundaries are assumed to be adiabatic, and the fiber thermal conductivity is fixed to $k_{fib} = 1.3$ $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$, the value for silica glass.

A nodal method is implemented to compute the transverse heat flux Q in the medium and therefore the associated solid thermal conductivity. It assumes uniform sections in temperature, i.e., unidirectional conductive heat transfer within each fiber: indeed, since only conduction through the solid phase is considered, the external surface of the fibers must satisfy adiabatic conditions. This approach is based on the representation of the fibrous medium by a equivalent thermal circuit of temperature nodes and resistance branches. In particular, the multi-nodal representation is used, considering both the internal thermal resistance of fibers R_{fib} and the thermal contact resistance R_k: each fiber fragment between two contacts and each contact constitutes a branch in the circuit, bounded by two nodes. When fiber extremities do not make contact with any other fiber, they are assumed to be adiabatic and are therefore excluded from the thermal network.

In the steady-state, the resulting thermal network can be described by algebraic graph theory. The temperature in each node and the heat flux in each branch can be therefore obtained from the resolution of a single matrix equation (see Refs. [10, 11], in which a similar approach is used, for details on the resolution method). Then, the total heat flux Q is computed by adding

the contributions from the branches in contact with the upper or the lower edge of the simulation domain, and the solid thermal conductivity is calculated by the following expression:

$$k_{cond,solid} = \frac{QL}{L^2 \Delta T}. \tag{1}$$

Here, the temperatures are arbitrary fixed to $T_b = 300$ K et $\Delta T = 1$ K ; however, these values do not influence the results as the thermal conductivity of individual fibers k_{fib} and the fiber-to-fiber thermal contact resistance R_k are assumed to be independent of the temperature. This hypothesis is valid for narrow temperature ranges ($\Delta T \leq 20$ K), in accordance with the usual configurations for guarded hot plate experiments.

For each set of input parameters l, $\bar{\theta}$, d and V_f, the size of the cubic simulation domain L is fixed so as to reach a Representative Volume Element (RVE), defined in this study as the minimal simulation volume for which the relative error on the solid thermal conductivity $k_{cond,solid}$ over 5 realizations at a 95% confidence interval is lower than 5%. A minimum volume is also fixed to ensure that no single fiber is connected to both heat baths at the same time, and that self-interaction due to finite-size effects is limited. The selected value of solid thermal conductivity is the mean of $k_{cond,solid}$ over 5 realizations at the RVE, associated with its 95% confidence interval.

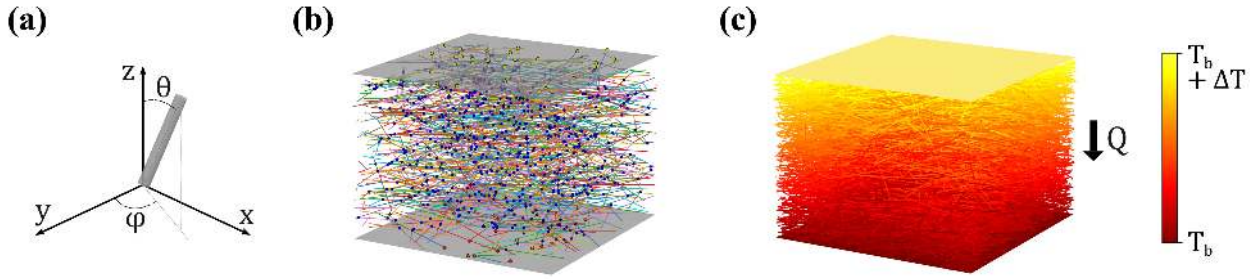


Figure 1 : *(a) Coordinate system used for fiber generation. (b) Example of a generated network with identification of contact points. (c) Example of a simulated temperature field distribution resulting of a guarded hot plate configuration.*

3. Results and discussion

3.1. Effect of fiber-to-fiber thermal contact resistance for different network morphologies and comparison with existing conductivity models

Solid thermal conductivity is simulated for generated networks with different morphologies, varying independently V_f, l, d and $\bar{\theta}$, and with different values of fiber-to-fiber thermal contact resistance R_k. The studied ranges for the morphological parameters are chosen to include the average values estimated for glasswool: volume fraction is lower than 10%, fiber length is of the order of 1 mm, fiber diameter is of the order of 10 µm, and the mean polar angle is around 80° [17].

Following the theoretical framework previously introduced by Zhao et al. [16] and Volkov and Zhigilei [14], a dimensionless parameter r including the variations of all these parameters is introduced :

$$r = \frac{2l\langle|\cos\theta|\rangle}{\langle H\rangle\langle N_c\rangle}\frac{R_k}{R_{fib}} = \frac{R_k\langle|\cos\theta|\rangle k_{fib}\pi d^2}{2\langle H\rangle\langle N_c\rangle} \tag{2}$$

where $\langle N_c\rangle$ is the average number of contacts per fiber, $\langle H\rangle$ is the average vertical distance between two centers of fibers in contact, and $\langle|\cos\theta|\rangle$ is the average cosine of the polar angle of

fibers. r can be interpreted as a geometry-modified Biot number, showing an interplay between intrinsic fiber thermal resistance $R_{fib} = \frac{4l}{k_{fib}\pi d^2}$ and thermal contact resistance R_k. The authors expressed the solid thermal conductivity in a dense three-dimensional fibrous network as :

$$k_{cond,solid} = \frac{1}{4} k_{fib} \pi d^2 \langle n_z \rangle \langle |\cos\theta| \rangle \frac{1}{1+r} = k_{0,th} \frac{1}{1+r} \tag{3}$$

where $\langle n_z \rangle$ is the average areal number density of fibers through a horizontal section, and $k_{0,th} = \frac{1}{4} k_{fib} \pi d^2 \langle n_z \rangle \langle |\cos\theta| \rangle$ is the theoretical value of the thermal conductivity at $R_k = 0$.

Fig. 2 compares the normalized simulated solid thermal conductivities obtained in this present work with the predictions of Eq. 3, varying individually the fiber volume fraction, aspect ratio $a = l/d$, and orientation. Figs. 2(a) and (b) indicate that the agreement between dense network theory and simulation is acceptable for the highest volume fractions and aspect ratios only. In contrast, Fig. 2(c) shows that it is unchanged by the mean angle of the fibers in the studied range. The simulation results obtained in this study therefore form a validation approach and suggest that the model developed by Zhao et al. [16] and Volkov and Zhigilei [14] should include correction terms to treat the case of low to moderate volume fractions or aspect ratios to gain accuracy.

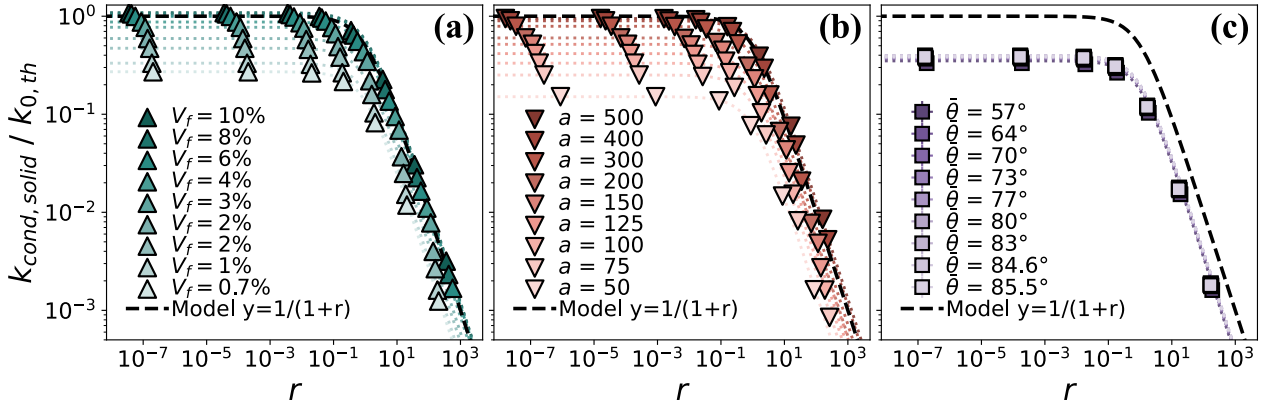


Figure 2 : *Solid thermal conductivity normalized to $k_{0,th}$, the theoretical thermal conductivity at $R_k = 0$, as a function of the characteristic dimensionless parameter r, for (a) different volume fractions V_f, (b) different aspect ratios a, and (c) different fiber orientations governed by the mean angle to heat flux direction $\bar{\theta}$. The base parameters are $V_f = 0.01$, $a = 100$ and $\bar{\theta} = 57.3°$. The black dashed line shows the predictions of Eq. 3.*

3.2. Origin of the drop in thermal conductivity at low connectivity and introduction of a general theoretical description

Colored symbols in Fig. 3 show the evolution of $k_0/k_{0,th}$, the ratio of the simulated thermal conductivity at $R_k = 0$ to its corresponding estimation by the initial model, as a function of the average number of contacts per fiber $\langle N_c \rangle$ for the different combinations of input parameters introduced in Fig. 2, using the same color representation. This figure first demonstrates that unlike fiber orientation, volume fraction and aspect ratio have a significant effect on $\langle N_c \rangle$. This quantity can be interpreted as a measure of the degree of connectivity of the fibrous network. Fig. 3 also highlights that the extent of the observed deviation between model and simulation depends solely on this degree of connectivity, independently of the values of a and V_f. Indeed, in a highly connected network, nearly all fibers participate in heat transfer, whereas in a poorly connected network, only a small fraction contributes: in this case, correlations between fiber

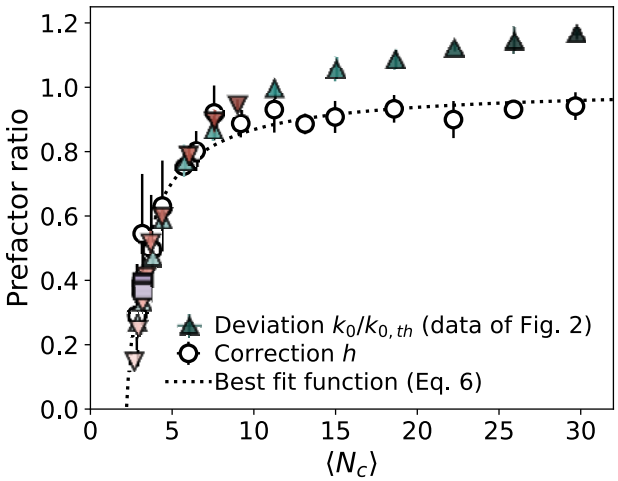


Figure 3 : *Deviation $k_0/k_{0,th}$ corresponding to the data displayed in Fig. 2 (colored markers), compared to the correction h calculated with Eq. 5 (round markers) and the associated best fit function given by Eq. 6 (dotted line).*

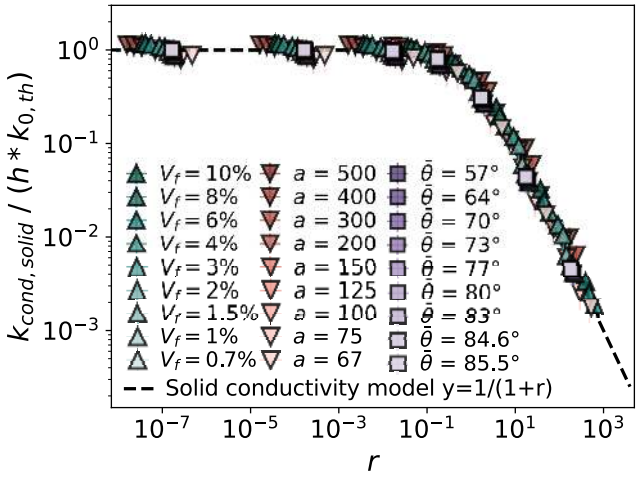


Figure 4 : *Master curve for the evolution of the solid thermal conductivity, allowing predictions based on the morphological parameters and the thermal resistance ratio. The base parameters are $V_f = 0.01$, $a = 100$ and $\bar{\theta} = 57.3°$.*

temperatures may become significant. To take these phenomena into account, we have developed a new theoretical model, following an approach similar to that described in Ref. [15] for 2D networks. This model gives this new expression for the solid thermal conductivity:

$$k_{cond,solid} = k_{0,th} h \frac{1}{1+r} \tag{4}$$

with

$$h = 1 + \frac{\langle \delta T_{ij} \rangle}{\nabla T_z \langle H \rangle} \tag{5}$$

where $\langle \delta T_{ij} \rangle$ represents a corrective term for the temperature difference at junctions estimated by the initial model, and $\nabla T_z = \Delta T / L$ is the global temperature gradient imposed in the sample. The term $\langle \delta T_{ij} \rangle$ can therefore be estimated as the difference between the actual average temperature difference at contacts measured directly from simulations and that predicted by the initial model; it represents the influence of correlations between the temperatures of the fibers in contact. In Fig. 3, round markers represent the evolution of h estimated from our simulation results using Eq. 5 and the method described above: this figure shows a good agreement between this proposed correction and the observed deviation $k_0/k_{0,th}$. Finding $0 \leq h \leq 1$ indicates that $\langle \delta T_{ij} \rangle$ is negative, i.e., that temperature differences at junctions are lower in average in the modified model. Indeed, taking correlations into account reduces temperature differences between closely positioned fibers, particularly those in direct contact. While the ratio $k_0/k_{0,th}$ is expected to approach 1 as connectivity increases, it is observed that the values obtained from simulation results exceed 1 in some cases, suggesting a slight overestimation. However, the direct calculation of h seems to have addressed this discrepancy, leading to a higher level of accuracy in the results. The dotted line shown in Fig. 3 represents the best fit to the numerical data for h using a rational function of $\langle N_c \rangle$, chosen of the form of Eq. 5 with three adjustable parameters. The obtained function can be expressed as:

$$h = 1 - \frac{\langle N_c \rangle_l - 1}{\langle N_c \rangle - 1} \tag{6}$$

where $\langle N_c \rangle_l = 2.18$ is the minimum average number of contacts per fiber for a conductive network, i.e., it corresponds to the percolation threshold. The significance of this function, that correctly describes the evolution of h, lies in its dependence on $\langle N_c \rangle$ only, which is a parameter determined by the geometry of the network. Consequently, it makes the prediction of solid thermal conductivity without solving complex heat transfer problems in fibrous networks possible even at low connectivity, directly using Eqs. 6 and 4, which saves a significant amount of computing time and resources. Fig. 4 shows the result of this improved prediction method under the form of a master curve, which is an innovative way of describing the evolution of solid thermal conductivity. Compared with Fig. 2, it highlights the relevance of the proposed theoretical model even for low to moderate fiber volume fractions and aspect ratios.

3.3. Application to the case of glasswool

To practically illustrate the interest of the modeling approach developed in this study, the example of glasswool can be considered. The vast majority of distributed glasswool materials exhibit densities below 70 kg.m^{-3}, which approximately converts into volume fractions below 3%, considering a glass density of 2200 kg.m^{-3}, and the average fiber aspect ratio is estimated around 100 [17]. The theory developed by Komori and Makishima [18], supported by more recent studies [14], establishes a link between the average number of contacts and these input parameters: for 3D networks, $\langle N_c \rangle = 2aV_f$. Using this expression, the maximum number of contacts per fiber in distributed glasswool can be estimated to be approximately 6. The area corresponding to $\langle N_c \rangle < 6$ in Fig. 3 shows that the correction h is lower than 0.8 in this case, and thus begins to significantly deviate from 1. This suggests that glasswool can be considered as a material with low connectivity, for which the proposed modified model is essential to accurately predict the associated solid thermal conductivity. Our approach therefore provides a robust predictive tool that can be applied to the analysis and optimization of real insulation materials.

4. Conclusion

In summary, we have numerically generated 3D fibrous networks and we have developed an original and efficient nodal simulation approach to calculate their steady-state solid thermal conductivity, integrating the effect of fiber-to-fiber thermal contact resistances. We have demonstrated that its evolution is governed by a master curve which depends on a characteristic ratio of thermal resistances; this approach also constitutes a first validation of the most advanced theoretical model available to date, that shows a deviation in the case of poorly connected networks. This low-connectivity regime particularly applies to the case of insulation materials such as glasswool, in which fibers exhibit relatively low aspect ratios and low densities. We have introduced a novel theoretical model that is particularly well-suited for this case and demonstrated a substantial improvement in accuracy when calculating the resulting solid thermal conductivity, as validated by comparison with our simulation results. This model can be expressed in a simple form, depending entirely on the morphological parameters of the medium, allowing for the prediction of solid thermal conductivity without the need for heat transfer calculations.

This work paves the way for further investigating the impact of thermal contact resistance on the global thermal properties of insulation materials. The relevance of the model developed in this study has been demonstrated for a wide range of thermal contact resistances: next, we plan to perform local experimental thermal contact resistance measurements to select the accurate order of magnitude in this modeling approach. In addition, we are currently investigating the integration of distributions for the input parameters, based on real measurements, to account for

a certain heterogeneity in the materials; this also applies to the thermal contact resistance. In this regard, the correlations that might exist between morphological parameters in real-world materials will also have to be considered.

References

[1] C. Bankvall, Heat transfer in fibrous materials, *Byggforskningsrådet (BFR)*, D4 (1972)

[2] T. Tong and C. Tien, Analytical Models for Thermal Radiation in Fibrous Insulations, *J. Therm. Insul.*, 4-1 (1980) 27-45.

[3] C. Langlais et al., A theoretical and experimental study of convective effects in losse fill thermal insulation. *ASTM, STP* 1030 (1990) 290-318.

[4] R. Meftah et al., Multiscale characterization of glass wools using X-ray micro-CT, *Mater. Charact.*, 156 (2019) 109852.

[5] R. Arambakam et al., A simple simulation method for designing fibrous insulation materials, *Mater. Des.*, 44 (2013) 99-109.

[6] H. Kallel and K. Joulain, Design and thermal conductivity of 3D artificial cross-linked random fiber networks, *Mater. Des.*, 220 (2022) 110800.

[7] K. Schladitz et al., Design of acoustic trim based on geometric modeling and flow simulation for non-woven, *Comput. Mater. Sci.*, 38-1 (2006) 56-66.

[8] X. Gu et al., Thermal conductivity prediction by atomistic simulation methods: Recent advances and detailed comparison, *J. Appl. Phys.*, 130 (2021) 210902.

[9] C.G.d. Rocha et al., Ultimate conductivity performance in metallic nanowire networks, *Nanoscale*, 7 (2015) 13011-13021.

[10] D. Kim and J. Nam, Systematic analysis for electrical conductivity of network of conducting rods by Kirchhoff's laws and block matrices, *J. Appl. Phys.*, 124 (2018) 215104.

[11] C. Ghiaus, Causality issue in the heat balance method for calculating the design heating and cooling load, *Energy*, 50 (2013) 292-299.

[12] N. Fata et al., Effect of junction-to-nanowire resistance ratio on the percolation conductivity and critical exponents of nanowire networks, *J. Appl. Phys.*, 128 (2020) 124301.

[13] J.-P. Vassal et al., Modelling microstructure effects on the conduction in fibrous materials with fibre–fibre interface barriers, *Modell. Simul. Mater. Sci. Eng.*, 16 (2008) 035007.

[14] A.N. Volkov and L.V. Zhigilei, Heat conduction in carbon nanotube materials: Strong effect of intrinsic thermal conductivity of carbon nanotubes, *Appl. Phys. Lett.*, 101 (2012) 043113.

[15] A.N. Volkov and L.V. Zhigilei, Thermal conductivity of two-dimensional disordered fibrous materials defined by interfiber thermal contact conductance and intrinsic conductivity of fibers, *J. Appl. Phys.*, 127 (2020) 065102.

[16] X. Zhao et al., Thermal conductivity model for nanofiber networks, *J. Appl. Phys.*, 123 (2018) 085103.

[17] *Private communication*, Tech. Rep., Saint-Gobain Recherche Paris (2024)

[18] T. Komori and K. Makishima, Numbers of fiber-to-fiber contacts in general fiber assemblies, *Textile Res. J.*, 47 (1977) 13.

Acknowledgements

This work pertains to the French government program "France2030" (EUR INTREE and LABEX INTERACTIFS), and is supported by the "Investissements d'Avenir" program launched by the French Government (Labex WiFi) and by the ANRT (Association nationale de la recherche et de la technologie).

Mesure de température dans des milieux semi-transparents par imagerie photothermique hétérodyne en transmission

Temperature measurement in semi-transparent media by transmission photothermal heterodyne imaging

Jordan LETESSIER[1,2,*], **Jérémie MAIRE**[1,2], **Stéphane CHEVALIER**[1,2]

[1]Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[2] Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, Hesam Universite, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France
[*](auteur correspondant : jordan.letessier@u-bordeaux.fr)

Résumé - La mesure des champs de température dans les milieux semi-transparents nécessite une connaissance des propriétés optothermiques. Si les techniques actuelles sont bien établies pour les couches minces isothermes, elles restent inexplorées pour les couches épaisses présentant des gradients de température. Cette étude propose de généraliser les méthodes actuelles vers les milieux épais en combinant la mesure de transmittance par imagerie photothermique hétérodyne en transmission (TPHI) et sa modélisation optothermique. Dans ce travail, nous montrons ainsi la validité de notre modèle, puis la mesure des coefficients de thermotransmittance et de thermoreflectance pour 3 matériaux différents.

Abstract - Measuring temperature fields in semi-transparent media requires the knowledge of optothermal properties. While current techniques are well established for isothermal thin films, they remain unexplored for thick films with temperature gradients. This study proposes to generalize current methods to thick media by combining transmittance measurement based on transmission heterodyne photothermal imaging (TPHI) and optothermal modeling. In this work, we demonstrate the validity of our model, followed by the measurements of thermotransmittance and thermoreflectance coefficients for 3 different materials.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m^2/s
e	épaisseur, m
f	fréquence, Hz
$\mathcal{F}$	Transformée de Fourier
k	conductivité thermique, $\mathrm{W}/(\mathrm{Km})$
l_{diff}	longueur de diffusion, m
$\bar{n}$	indice de réfraction complexe
P	puissance, W
R	surface, m^2
S	surface, m^2
T	température, K
z	variable d'espace, m
δ	module des harmoniques
θ	transformée de la température K.s
κ	coefficient de optothermique, K^{-1}
λ	longueur d'onde, m
μ	coefficient d'absorption, m^{-1}
ω	pulsation, $\mathrm{rad.s}^{-1}$
Γ	transmittance
Indices et exposants	
$1\ 2$	fréquences hétérodynes
$_{abs}$	absorbé
$_{las}$	laser
$_R$	thermoréflectance
$_{sonde}$	source IR
$_S$	surface
$_T$	thermotransmittance
$_V$	volume

1. Introduction

La mesure de la variation des propriétés optothermiques telles que la thermoréflectance ou thermotransmittance permet une caractérisation fine du transfert de chaleur ou de la chimie à la surface des matériaux ([1], [2]). Ces dernières années ont vu le développement de méthodes de mesure hétérodyne photothermique qui reposent généralement sur l'utilisation d'un laser infrarouge de pompage couplé à un laser visible de sonde, offrant ainsi une haute résolution spatiale ([3]-[6]). La plupart de ces études s'intéressent aux transferts qui ont lieu à la surface des matériaux, principalement sur des monocouches isothermes, et utilisent un signal de sonde dans le domaine du visible, ce qui limite le nombre d'applications possibles notamment vers des systèmes plus complexes composés de multicouches non transparentes dans le visible où bien souvent le champ de température n'est pas uniforme dans l'épaisseur.

Ce travail étend l'utilisation des méthodes TPHI aux couches épaisses présentant un gradient thermique et utilisant une sonde infrarouge. Cela impose de répondre à deux problématiques expérimentales. Premièrement, il faut isoler le signal de transmittance de l'émission propre de l'échantillon et de son environnement. Deuxièmement, il faut être capable de détecter des variations de signal de la sonde très faibles, de l'ordre de 0,01% dans le cadre de nos mesures. Pour répondre à ces deux problématiques, notre méthode de mesure consiste à réaliser une double modulation de la source IR (sonde) et du laser (pompe/source thermique).

Dans cette article, nous présentons tout d'abord le modèle optothermique, le banc expérimental développé pour effectuer les mesures, ainsi que le traitement du signal associé. Les modèles thermiques servant à décrire le transfert de chaleur au sein d'échantillons minces puis semi-infinis chauffés par une source laser IR modulée sont ensuite explicités. Enfin, nous présentons les résultats dans différents matériaux, polymère PDMS, verre Borofloat et eau, qui valident notre protocole. Nous montrons la validité du modèle optothermique avec l'estimation des paramètres de thermoréflectance κ_R et de thermotransmittance κ_T pour ces matériaux. Ces résultats étendent l'application de la PHI au cas des couches thermiquement épaisses, ouvrant de nouvelles perspectives pour l'utilisation de cette méthode à des domaines comme la microfluidique et la biologie, l'optimisation thermique de composés électroniques, ou encore à l'étude de semi-conducteurs.

2. Méthode

2.1. Modèle optothermique

Il a déjà été démontré que la dépendance en température des variations de transmittance ($\Delta\Gamma/\Gamma_0$) d'un échantillon semi-transparent [7], pouvait s'écrire :

$$\frac{\Delta\Gamma(t)}{\Gamma_0} = \kappa_R(\Delta T_S(z=0,t) + \Delta T_S(z=e,t)) + e\kappa_T \Delta T_V(t), \tag{1}$$

avec κ_R (K^{-1}) le coefficient de thermoréflectance du matériau considéré et κ_T ($(K.mm)^{-1}$) son coefficient de thermotransmittance normalisé par l'épaisseur, à une longueur d'onde donnée (λ_{sonde}). Ils sont proportionnels aux termes de la dérivée en température de l'indice de réfraction $\overline{n} = n + ik$ tels que $\kappa_R \propto \partial n/\partial T$ et $\kappa_T \propto \partial k/\partial T$. ΔT_S et ΔT_V correspondent aux variations de température à la surface (face avant à $z = 0$ et face arrière à $z = e$), et dans le volume de l'échantillon. C'est en s'appuyant sur cette expression et en modélisant les élévations de température, que nous allons montrer qu'il est possible d'identifier les coefficients optother-

miques de matériaux en mesurant la transmittance moyenne sur une zone pour des échantillons thermiquement minces, et épais.

2.2. Mesure de la transmittance

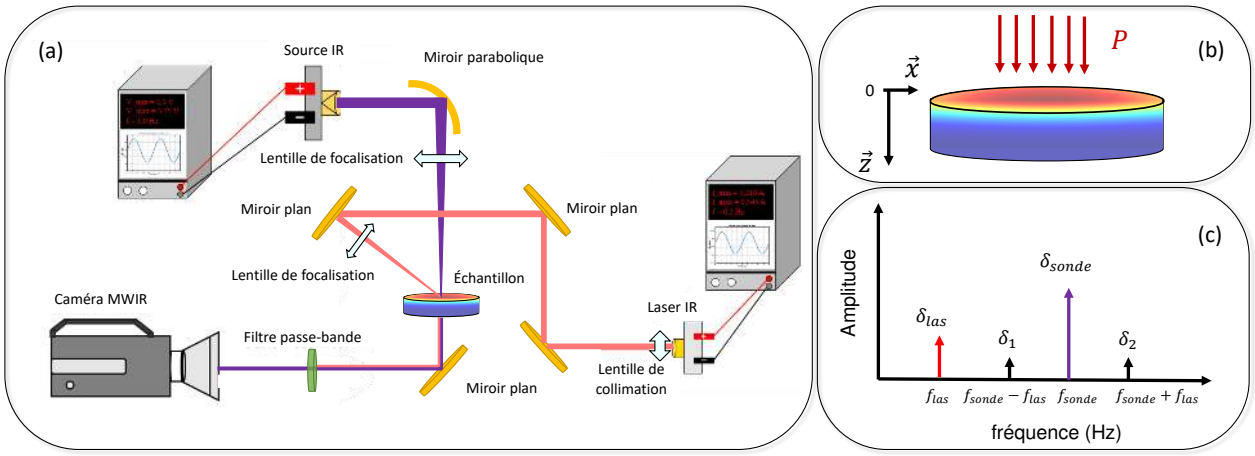


Figure 1 : *(a) Schéma du montage expérimental d'imagerie photothermique hétérodyne en transmission (TPHI). Les lignes rouges correspondent au chemin du laser pour le chauffage de l'échantillon (pompe). Les lignes violettes représentent le chemin des rayons de la source IR (sonde). (b) Schéma du champ thermique induit par le laser dans l'échantillon ; on suppose un flux uniforme moyen (modèle 1D moyen). (c) Schéma de la transformée de Fourier du signal reçu par la caméra*

Pour les raisons évoquées en introduction, nous analysons la réponse en transmission, d'échantillons éclairés par deux sources IR modulées : une source laser pour l'excitation thermique (fréquence de modulation $f_{las} \in [0,1; 0,625]$ Hz, longueur d'onde $\lambda_{las} = 3,9$ µm) et une source IR pour la mesure de transmittance ($f_{sonde} \in [1; 1,6]$ Hz, $\lambda_{sonde} \in [2; 11]$ µm). Le signal transmis est enregistré à l'aide d'une caméra thermique (FLIR X6580sc, résolution 23 µm/px) en face arrière permet d'identifier l'amplitude de variation de transmittance. Nous pouvons isoler dans l'espace fréquentiel le signal d'intérêt qui se trouve aux fréquences hétérodynes : $f_1 = f_{sonde} - f_{las}$ et $f_2 = f_{sonde} + f_{las}$. Après avoir effectué la transformée de Fourier du signal reçu par la caméra, l'amplitude des variations de la transmittance peut s'écrire :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_0}_{moy} = \frac{|\delta_1| + |\delta_2|}{|\delta_{sonde}|}, \tag{2}$$

où $|\delta_1|$, $|\delta_2|$, $|\delta_{sonde}|$ sont les modules des harmoniques aux fréquences hétérodynes et à la fréquence de la source IR, respectivement . Ils sont obtenus à partir de la transformée de Fourier du signal moyen mesuré sur une surface S (cf Figure 1 (c)).

2.3. Modélisations thermiques

Nous proposons dans cette partie deux modélisations thermiques : une pour les couches minces et une pour les couches épaisses, afin d'analyser le signal de transmittance obtenu dans ces deux couches par la suite. Dans l'ensemble de notre étude nous étudions la chauffe d'échantillons par une source laser modulée ($P_{las}(t) = A + \frac{P_0}{2} cos(\omega_{las} t)$). P_0, la puissance laser crête-crête est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre (Thorlabs S440C). Ainsi, dans la suite, nous résolvons le champ de température dans l'espace fréquentiel de Fourier où la température complexe θ est égale à la transformée de Fourier de la température T, $\theta = \mathcal{F}[T]$. Nous supposons le problème 1D dans la direction de l'épaisseur des échantillons (z).

2.3.1. Modélisation 1D : couche mince

Le film d'eau (50 à 200 µm) est positionné entre deux wafers de CaF_2 (voir Figure 2(a)). Nous faisons l'hypothèse que le CaF_2 est transparent pour les longueurs d'ondes émises par le laser et par la source infrarouge. Les épaisseurs de film étudiées sont aussi très petites devant la longueur de diffusion $l_{diff,\ H_2O}$ de l'eau aux fréquences laser considérées ($l_{diff,\ H_2O} = \sqrt{a_{H_2O}/\omega_{las}} \gg e$). Ainsi, nous considérons la couche d'eau isotherme et nous pouvons dire que sa température est égale à la température de la surface du CaF_2 en contact avec l'eau. Nous pouvons modéliser sa température, en modélisant le transfert thermique dans le CaF_2 puis en exprimant la température à l'interface. On modélise l'excitation thermique par un terme source périodique sur la face avant (cf. Figure 2(a)). Le champ complexe de la température dans le CaF_2 vérifie alors l'équation suivante :

$$\frac{d^2\theta(z,\omega)}{dz^2} - \frac{i\omega}{a}\theta(z,\omega) = 0 \tag{3}$$

$$-k\frac{d\theta(z,\omega)}{dz} = \bar{P}_{abs}\text{ , pour } z = 0\text{ , et } \frac{d\theta(z,\omega)}{dz} = 0 \text{ pour } z = e_{CaF_2}$$

Avec $\bar{P}_{abs} = \bar{P}_{las}\ (1 - \exp(-\mu_{H_2O}\ e_{H_2O}))/S$ qui correspond à la transformée de Fourier de la puissance absorbée dans la fine épaisseur d'eau. Le champ de température moyen dans l'eau est donc égal à $\theta(z = 0, \omega)$.

$$\theta(z = 0, \omega) = \frac{\bar{P}_{abs}}{k_{CaF_2}}\sqrt{\frac{a_{CaF_2}}{i\omega}} \tag{4}$$

2.3.2. Modélisation 1D : couche épaisse

Le modèle thermique associé aux couches épaisses semi-infinies, c'est à dire lorsque la longueur de diffusion dans la couche ($l_{diff} = \sqrt{a/\omega}$) est petite devant son épaisseur e, est le suivant :

$$\frac{d^2\theta(z,\omega)}{dz^2} - \frac{i\omega}{a}\theta(z,\omega) = -\frac{\bar{P}_{las}(1-R)}{Sk}\mu\exp(-\mu z) \tag{5}$$

$$\frac{d\theta(z,\omega)}{dz} = 0\text{ , pour } z = 0 \text{ et } z = +\infty \tag{6}$$

La Figure 2(b) donne une représentation schématique du modèle. Nous négligeons la convection naturelle sur la face avant ($z = 0$) et nous supposons le milieu semi-infini. Le terme source volumique décroît de manière exponentielle dans l'épaisseur à cause de l'absorption dans le matériau (avec μ le coefficient d'absorption). On peut montrer que θ_p est une solution particulière de l'équation 5.

$$\theta_p(z,\omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1-R)\mu}{Sk(\frac{i\omega}{a} - \mu^2)}\exp(-\mu z) \tag{7}$$

La solution générale de l'équation 5 après avoir pris en compte les conditions aux limites est :

$$\theta(z,\omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1-R)\mu}{Sk(\frac{i\omega}{a} - \mu^2)}\left(\exp(-\mu z) - \frac{\mu\exp(-\sqrt{i\omega/a}\ z)}{\sqrt{i\omega/a}}\right) \tag{8}$$

De cette équation on peut déduire la valeur complexe de la température sur la face avant (θ_S), puis déduire l'expression de la température complexe moyenne dans le volume (θ_V) en intégrant sur z.

$$\theta_S = \theta(0,\omega) = \frac{\bar{P}_{las}(1-R)\mu}{Sk\sqrt{\frac{i\omega}{a}}\left(\sqrt{\frac{i\omega}{a}} + \mu\right)} \tag{9}$$

$$\theta_V = \int_0^e \theta(z,\omega)dz = \frac{\bar{P}_{las}(1-R)}{Ske(\frac{i\omega}{a}-\mu^2)}\left(1-\exp(-\mu e) - \frac{\mu^2(1-\exp(-\sqrt{i\omega/a}\ e))}{i\omega/a}\right) \quad (10)$$

Grâce à l'expression du module de la transmittance de l'équation 2, l'équation 1 peut se réécrire en prenant le module complexe et en considérant que $\Delta T_S(z = e, t) = 0$ pour un milieu semi-infini :

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_0}_{moy} = \frac{|\delta_1| + |\delta_2|}{|\delta_{sonde}|} = |\kappa_R\theta_S + e\kappa_T\theta_V| \quad (11)$$

Cette expression est vraie pour les échantillons semi-infinis. Dans le cas des échantillons minces l'équation 11 se simplifie par $\kappa|\theta_V|$. En effet, nous avons $\theta_S(0,\omega) = \theta(e,\omega) = \theta_V$ alors, $\kappa = 2\kappa_R + e\ \kappa_T$.

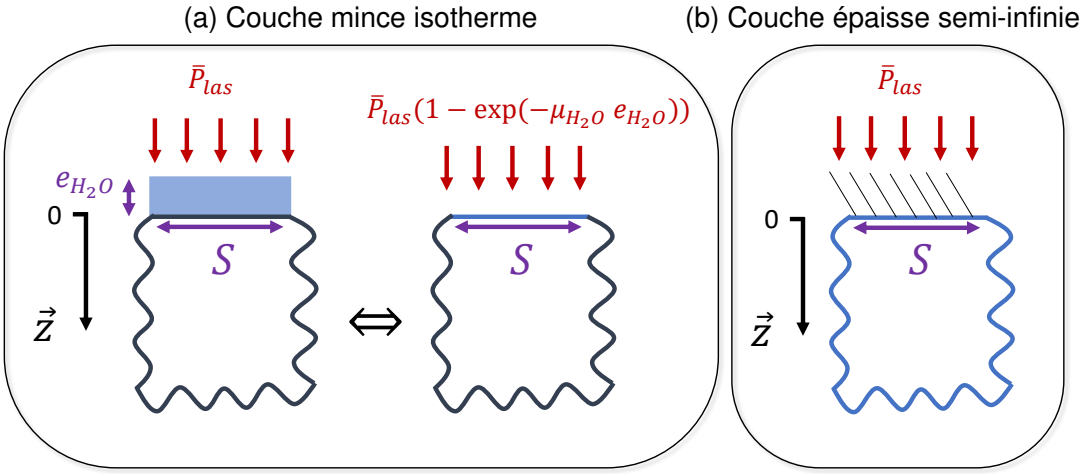


Figure 2 : *Schéma des modélisations thermiques 1D du chauffage par laser : d'un film d'eau mince compris entre deux wafers de CaF_2 (a) et d'un matériau monocouche semi-transparent semi-infini (b)*

3. Résultats

La Figure 3 illustre l'évolution des variations de transmittance en fonction de la fréquence de l'excitation thermique. Plus précisément, la Figure 3(a) présente les résultats obtenus pour trois épaisseurs de films d'eau différentes (cf. Tableau 1). Pour une couche mince ($l_{diff,H_2O} = 0,2$ mm à 0.625 Hz), le modèle thermique (cf. équation 4) prédit une évolution de la température proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la fréquence. Cela correspond effectivement aux observations rapportées sur cette figure, où la pente mesurée est de -0.5 dans la représentation logarithmique des axes. Cette tendance valide à la fois le modèle thermique, et le modèle optothermique car cela confirme qu'il y a une relation linéaire entre la transmittance et la température de la couche mince. L'écart entre la droite et les points de mesure pour la fréquence $0,1$ Hz peut s'expliquer par la difficulté accrue à détecter les amplitudes aux fréquences hétérodynes à cette fréquence d'excitation. Dans le spectre, les harmoniques aux fréquences hétérodynes ($0,9$ Hz et $1,1$ Hz) se confondent avec la base de l'harmonique située à la fréquence de la source IR (1 Hz). L'erreur sur l'amplitude de ces points étant plus élevée, ils ne sont donc pas pris en compte dans l'estimation du paramètre optothermique κ.

Les données obtenues pour les couches épaisses supposées semi-infinies (PDMS et Borofloat, cf. Tableau 1) sont représentées sur la Figure 3(b). Dans le cas d'une couche semi-infinie ($l_{diff,PDMS} = 0,3$ mm et $l_{diff,boro} = 0,7$ mm à $0,2$ Hz), le modèle thermique indique que l'évolution du module de la température moyenne dans l'épaisseur en fonction de la fréquence

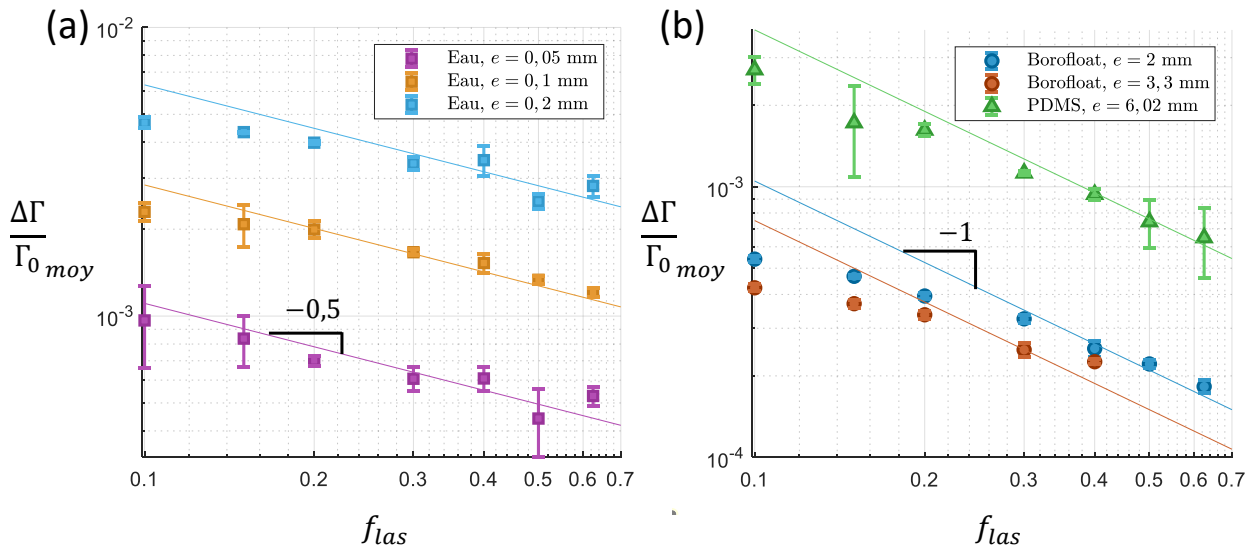


Figure 3 : *Signal moyen des variations de thermotransmittance mesurées sur une zone de surface S, en fonction de la fréquence d'excitation laser f_{las}. Les lignes pleines correspondent aux droites théoriques obtenues par le modèle thermique (pente de -0.5 pour les couches minces (a), et -1 pour les couches épaisses (b))*

décroît avec une pente de -1 en échelle logarithmique. Concernant la température de surface (équation 9), elle est inversement proportionnelle à une fonction de la forme $pf_{las} - q\sqrt{f_{las}}$. Ainsi, les variations de température en surface en fonction de la fréquence tendent également vers une pente de -1 en échelle logarithmique en haute fréquence. Grâce à ces deux dernières observations et à l'aide du modèle optothermique (équation 11), nous pouvons déduire que les variations de thermotransmittance avec la fréquence tendent vers une pente de -1 en haute fréquence, ou sont égales à -1 si le coefficient κ_R est négligeable devant κ_T. La Figure 3(b), confirme ces déductions tirées du modèle avec des points qui tendent vers une pente égale à -1 en haute fréquence. Ces observations valident nos modèles. Ici aussi, les problèmes de détection à basse fréquence évoqués pour les échantillons minces restent valides.

Les modèles optothermiques étant validés aussi bien pour les couches minces que pour les couches épaisses. Les paragraphes suivants présentent les résultats obtenus pour l'estimation des paramètres κ_T, κ_R (dans le cas des couches épaisses semi-infinies) et κ pour les couches minces isothermes. Pour ces dernières, l'estimation de κ_T et κ_R est réalisée dans un second temps. Les longueurs d'ondes (λ_{sonde}) auxquelles ont été mesurées ces constantes sont renseignées dans le Tableau 1. La Figure 4(a) présente les variations de transmittance mesurées en fonction du module de la température dans le volume des échantillons couches minces (film d'eau). Les droites représentent les régressions du modèle optothermique sous l'hypothèse des couches minces. Cette approche permet d'identifier le coefficient κ, dont les valeurs sont reportées dans le Tableau 1. L'écart entre les données expérimentales et le modèle reste faible à basse température (haute fréquence) et augmente à des températures plus élevées (basse fréquence), conformément aux observations précédentes. En utilisant la relation $\kappa = 2\kappa_R + e\ \kappa_T$, il est possible d'estimer κ_R et κ_T à partir des trois mesures de κ. Le coefficient de détermination R^2 de cette régression linéaire est de $0,999$, confirmant ainsi la robustesse du modèle. Les valeurs de κ_R et κ_T sont présentées dans le Tableau 1.

La Figure 4(b) concerne l'étude menée sur les échantillons supposés semi-infinis. De ma-

nière analogue, elle représente l'évolution des variations de transmittance en fonction de la température moyenne calculée par le modèle (cf. équation 10). Cette évolution n'est pas linéaire du fait du rôle joué par la thermoréflectance et de la température de surface du matériau (voir équation 11). On observe un bon accord entre le modèle, ajusté par minimisation (obtenue avec la fonction *lsqcurvefit* de Matlab), et les points de mesure. Les valeurs de κ_T et κ_R estimées pour les deux échantillons de Borofloat sont identiques à moins de 10% près, validant ainsi la méthode et le modèle. La sensibilité de cette approche est également remarquable, permettant la détection de variations de signal transmis par la sonde de l'ordre de 0,01%. Ces résultats mettent en évidence une grande diversité de comportements optothermiques selon les matériaux étudiés : l'élévation de température moyenne entraîne une diminution de la transmission pour le Borofloat et le PDMS, tandis qu'elle l'augmente dans le cas de l'eau. Pour tous ces matériaux, la réflexion semble diminuer lorsque la température en surface augmente. Ces nouvelles mesures généralisent l'usage des méthodes optothermiques pour des systèmes plus complexes allant jusqu'aux couches épaisses avec un gradient de température.

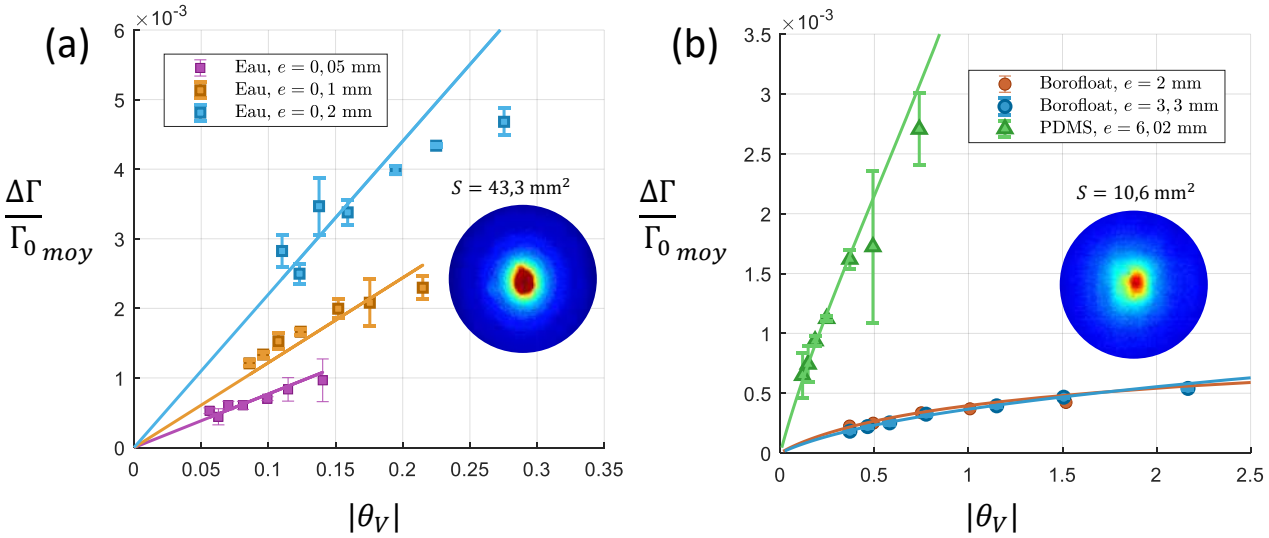


Figure 4 : *Signal moyen de thermotransmittance mesuré sur une surface S en fonction du module de la température moyenne modélisée. Pour chaque matériau, un point correspond à une fréquence d'excitation laser. Les lignes pleines correspondent au modèle optothermique obtenu après minimisation. Les figures (a) et (b) correspondent aux données pour les couches épaisses et pour les couches minces, respectivement.*

	Couche mince			Couche semi-infinie		
	Eau			PDMS	Borofloat	
e (mm)	0,05	0,1	0,2	6,02	2,0	3,3
λ_{sonde} (µm)	$5,33 \pm 0,25$	=	=	$4,26 \pm 0,1$	$3,25 \pm 0,5$	=
κ_R (K^{-1})	$1,40.10^{-3}$	=	=	$1,64.10^{-1}$	$4,08.10^{-4}$	$3,63.10^{-4}$
κ_T ($(K.mm)^{-1}$)	$9,57.10^{-2}$	=	=	$-4,44.10^{-2}$	$-1,70.10^{-4}$	$-1,60.10^{-4}$
κ (K^{-1})	$7,69.10^{-3}$	$1,22.10^{-2}$	$2,20.10^{-2}$	-	-	-

Tableau 1 : *Valeurs estimées des coefficients de thermotransmittance κ_T et de thermoreflectance κ_R pour les matériaux suivants : PDMS, verre Borofloat et Eau. Les signes "=" signifient que les valeurs sont égales sur la ligne concernée. Le signe "-", signifie que le coefficient ne correspond pas au modèle optothermique du matériau.*

4. Conclusion

Cette étude a démontré la validité de notre méthode et de notre modèle optothermique pour estimer le coefficient de transmittance dans les milieux thermiquement minces ($e \ll l_{diff}$).

Nous avons également étendu cette approche aux échantillons thermiquement épais (semi-infinis $e \gg l_{diff}$), confirmant ainsi sa robustesse. L'étude des variations de transmittance en fonction de la fréquence d'excitation de la source de chaleur a permis de valider nos hypothèses ainsi que les modèles thermiques proposés. Cependant, cette méthode présente des limitations liées aux longueurs d'onde de la pompe et de la sonde : la pompe doit être dans une région absorbante du spectre, tandis que la sonde doit être dans une région où le matériau reste suffisamment transparent. Par exemple, pour le Borofloat ($e = 3,3$ mm) environ 1% du signal est transmis à la longueur d'onde de la pompe et environ 35% à la longueur d'onde de la sonde. Pour le PDMS ($e = 6,0$ mm), ces valeurs sont respectivement de 25% et 15%.

Cette caractérisation ouvre la voie à la mesure des champs moyens d'élévation de température à travers l'épaisseur de matériaux semi-transparents dans l'infrarouge, une capacité essentielle pour de nombreuses applications technologiques, notamment dans les domaines de la microfluidique et de l'électronique avec l'utilisation de matériaux en silicium. Cette étude est également une étape fondamentale vers la réalisation de mesure directe 3D des champs de température au sein de ces matériaux.

Référence

[1] J. LIU, J. ZHU, M. TIAN et al., "Simultaneous measurement of thermal conductivity and heat capacity of bulk and thin film materials using frequency-dependent transient thermoreflectance method," *Review of Scientific Instruments*, t. 84, n° 3, 2013 (cf. p. 2).

[2] K. YEH, I. SHARMA, K. FALAHKHEIRKHAH et al., "Infrared spectroscopic laser scanning confocal microscopy for whole-slide chemical imaging," en, *Nature Communications*, t. 14, n° 1, p. 5215, août 2023, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-023-40740-w (cf. p. 2).

[3] I. M. PAVLOVETC, K. ALESHIRE, G. V. HARTLAND et al., "Approaches to mid-infrared, super-resolution imaging and spectroscopy," *Physical Chemistry Chemical Physics*, t. 22, n° 8, p. 4313-4325, 2020 (cf. p. 2).

[4] D. BOYER, P. TAMARAT, A. MAALI et al., "Photothermal Imaging of Nanometer-Sized Metal Particles Among Scatterers," *Science*, t. 297, n° 5584, p. 1160-1163, août 2002. DOI : 10.1126/science.1073765 (cf. p. 2).

[5] S. BERCIAUD, D. LASNE, G. A. BLAB et al., "Photothermal heterodyne imaging of individual metallic nanoparticles : Theory versus experiment," *Physical Review B*, t. 73, n° 4, p. 045 424, jan. 2006. DOI : 10.1103/PhysRevB.73.045424 (cf. p. 2).

[6] S. E. KIM, F. MUJID, A. RAI et al., "Extremely anisotropic van der Waals thermal conductors," en, *Nature*, t. 597, n° 7878, p. 660-665, sept. 2021, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-03867-8 (cf. p. 2).

[7] C. BOURGÈS, J. MAIRE, S. CHEVALIER et al., "Surface and average volume temperature measurements in semitransparent media based on multispectral thermotransmittance," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 234, p. 126 087, déc. 2024, ISSN : 0017-9310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126087 (cf. p. 2).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Abel Netter pour sa contribution précieuse pour les développements préliminaires effectués pour cette étude, Théo Chavatte pour son aide apportée lors des expériences. Enfin, nous remercions toute l'équipe Imagerie et Caractérisation Thermique du laboratoire I2M pour son soutien et les échanges enrichissants partagés tout au long de ce travail. Ce travail a été soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) (Projet No. ANR-22-CE50-0015), la Région Nouvelle Aquitaine (Projet No. AAPR2021-2020-12035510), et le Réseau Impulsion BEST, industrie du futur, de l'Université de Bordeaux.

Thème 4

Modes de Transfert

Conception d'un spreader thermique à haute isolation électrique et immunité CEM 331
Influence du profil d'injection sur les transferts thermiques dus à l'impact d'un jet liquide à haut nombre de Prandtl 339
Etude expérimentale de l'influence du rayonnement sur la dynamique d'un écoulement turbulent de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée 347
Caractérisation des performances thermo-hydrauliques de fluides caloporteurs en régimes de convection forcée et mixte dans un écoulement interne 355
Etude expérimental de l'ébullition se produisant dans un film d'eau tombant sur une plaque verticale plane rainurée à des pressions proches du proche du point triple 363
Étude expérimentale du comportement des feux de nappe et du risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans une chambre à échelle réduite du château de Chambord 371
Influence de la circulation à grande échelle sur le transfert de chaleur en convection turbulente rugueuse 379
Modélisation du couplage conducto-convecto-radiatif à l'échelle continue en vue de l'optimisation topologique d'absorbeurs solaires volumiques 387
Simulation par la méthode de Monte Carlo en espace de chemins du couplage conducto-radiatif : Application à la Gyroïde 395
Étude expérimentale du refroidissement par impact de jet d'huile : influence de la courbure de surface 403
Étude numérique et expérimentale de l'évaporation de multi-gouttes sessiles : Influence de l'effet d'écran sur la dynamique d'évaporation 411

Conception d'un spreader thermique à haute isolation électrique et immunité CEM

Design of a thermal spreader with high electrical insulation and EMC immunity

Théophile CAMUS[1*], Bénédicte CHAMPEL[1], Mathieu MARIOTTO[1], Léo STERNA[2]

[1] Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, 38000 Grenoble, France
[2] Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, DSYS, 38000 Grenoble, France
[*](auteur correspondant : theophile.camus@cea.fr)

Résumé - Cette étude porte sur la conception d'une chambre à vapeur composée de matériaux céramiques. L'objectif est de concevoir un spreader thermique isolant électrique et répondant aux problématiques de compatibilité électromagnétique (CEM) causées par les semi-conducteurs grands gaps. Des outils de simulation thermique et fluide sont présentés, ainsi que le calcul de la capacité parasite d'une telle chambre à vapeur. Les performances théoriques de différentes configurations sont comparées entre elles.

Abstract - This study focuses on the design of a vapor chamber made of ceramics. The objective is to design a thermally conductive yet electrically insulating spreader that addresses the electromagnetic compatibility (EMC) challenges caused by wide-bandgap semiconductors. Thermal and fluid simulation tools are presented, along with the calculation of the parasitic capacitance of such a vapor chamber. The theoretical performances of different configurations are compared with each other.

Nomenclature

C	capacité électrique, F
C_{eq}	capacité équivalente totale, F
D_{part}	diamètre des particules de poudre, m
e	épaisseur, m
h	coefficient d'échange convectif, $\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$
K	perméabilité, $\mathrm{m^2}$
L	chaleur latente de vaporisation, $\mathrm{J \cdot kg^{-1}}$
$\dot{m}$	débit massique, $\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$
P	pression du fluide, Pa
P_{cap}	pression capillaire, Pa
$\dot{Q}_{cap}$	limite capillaire, W
$\dot{Q}_{in}$	flux thermique imposé, W
r_{eff}	rayon effectif de pore, m
R_{th}	résistance thermique, $\mathrm{K \cdot W^{-1}}$
$R_{th,tot}$	résistance thermique totale, $\mathrm{K \cdot W^{-1}}$
S	surface, $\mathrm{m^2}$
T_{cond}	température moyenne condenseur, K
T_{evap}	température moyenne évaporateur, K
T_{sink}	température extérieure, K
$\boldsymbol{u}$	vitesse du fluide, $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$

Symboles grecs

γ	coefficient de tension de surface, $\mathrm{N \cdot m^{-1}}$
ε	taux de porosité, -
ε_0	permittivité du vide, $\mathrm{F \cdot m^{-1}}$
ε_r	permittivité relative, -
θ	angle de mouillage, °
λ	conductivité thermique, $\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$
μ	viscosité dynamique, $\mathrm{Pa \cdot s}$

1. Introduction

La demande croissante en systèmes d'électronique de puissance à haute densité d'énergie (chargeurs embarqués, onduleurs de traction des véhicules électriques, onduleurs photovoltaïques...) impose simultanément d'augmenter les puissances en jeu et de réduire l'encombrement des

systèmes. Il en résulte une plus grande difficulté à dissiper des puissances thermiques de plus en plus concentrées. Deux spécifications fortes restreignent également le champ des solutions techniques applicables. D'une part, une haute isolation électrique est requise pour des raisons de sécurité. D'autre part, il est nécessaire de garantir une compatibilité électromagnétique (CEM), afin que les perturbations électromagnétiques générées du fait des hautes fréquences de commutation des transistors (particulièrement avec les composants grands gaps SiC ou GaN) ne soient pas propagées aux systèmes avoisinants [1].

Les transistors de convertisseurs sont généralement brasés directement sur un substrat DBC (Direct Bonding Copper) [2], composé d'une plaque de céramique (nitrure d'aluminium ou alumine) d'épaisseur généralement comprise entre $0{,}25$ et $1\,\mathrm{mm}$, sur laquelle a été déposée une fine couche de cuivre ($\sim 0{,}3\,\mathrm{mm}$). Ce substrat, schématisé en figure 1(a), est fixé à un dissipateur thermique qui peut être de différentes natures [3, 4]. Les dissipateurs les plus courants sont les radiateurs, permettant une extraction de la chaleur par convection naturelle ou par convection forcée à l'aide d'un ventilateur. Le flux thermique peut également être transporté, grâce à une plaque froide ou par un système passif de type caloduc, vers un dissipateur peu contraint par l'espace disponible. Les chambres à vapeur sont des dispositifs qui ont un fort potentiel pour étaler le flux de chaleur. Fonctionnant également de manière passive, elles permettent d'étaler le flux, initialement concentré sur environ $1\,\mathrm{cm}^2$ (surface de la puce), vers une plus grande surface ($\sim 10\,\mathrm{cm}^2$), bien plus pratique à thermaliser (avec un radiateur par exemple) [5].

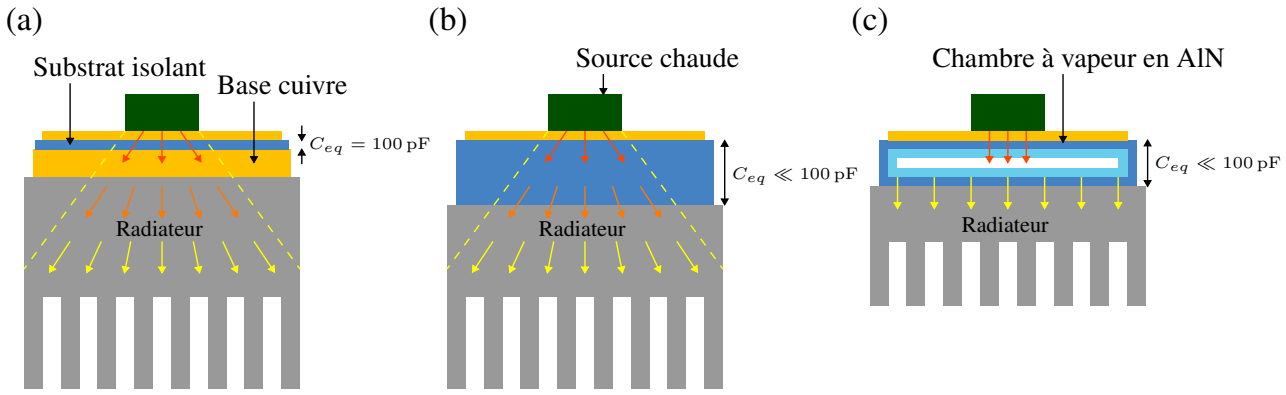


Figure 1 : *(a) Configuration conventionnelle. Des courants parasites peuvent apparaître dans le radiateur, relié à la masse, à cause d'un couplage capacitif. (b) Substrat en AlN isolant possédant une épaisseur suffisante pour éviter un couplage capacitif. (c) Une chambre à vapeur en AlN fait office à la fois de substrat, de spreader thermique et d'isolant.*

Le nitrure d'aluminium (AlN) est un matériau céramique isolant électrique (constante diélectrique $\varepsilon_r = 9$) et possédant une très bonne conductivité thermique (λ de 150 à $200\,\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$). Il est donc un matériau de choix pour le packaging d'électronique de puissance. Avec un substrat conventionnel de type DBC en AlN, la couche d'isolant fait au maximum $1\,\mathrm{mm}$ d'épaisseur. Pour une surface de $12{,}6\,\mathrm{cm}^2$ (disque de $40\,\mathrm{mm}$ de diamètre), cette couche introduit une capacité parasite de $100\,\mathrm{pF}$ entre la puce et le radiateur (relié à la masse). Cette capacité est trop élevée pour une compatibilité électromagnétique entre le transistor et le reste du système électronique. Il est donc nécessaire de développer des packagings possédant une plus faible capacité parasite. Cela peut être réalisé en augmentant l'épaisseur du substrat isolant, mais cela augmente potentiellement sa résistance thermique (figure 1(b)).

La solution proposée est d'employer l'AlN comme matériau de base d'une chambre à vapeur entièrement en céramique, qui aurait à la fois une fonction de substrat et une fonction de spreader thermique (figure 1(c)). Nous nous interrogeons donc sur le potentiel qu'a une

chambre à vapeur en nitrure d'aluminium comme dispositif de spreading répondant à la triple problématique : conduction thermique, isolation électrique, compatibilité électromagnétique.

Dans cette étude, différentes conceptions de chambres à vapeur sont explorées. Leurs performances théoriques, issues de simulations numériques, sont comparées entre elles. Les performances thermiques et capacitives d'un substrat simple en AlN sont également comparées, pour différentes épaisseurs. Dans une première partie, les modèles numériques et analytiques employés sont décrits, ainsi que les différentes configurations de calcul.

2. Modèles

2.1. Conception de base et matériaux

Le cadre de cette étude est une chambre à vapeur cylindrique de diamètre extérieur $40\,\mathrm{mm}$. Elle peut être décomposée en plusieurs parties distinctes, représentées en figure 2. Les parois inférieure (condenseur) et supérieure (évaporateur), chacune d'une épaisseur de $1\,\mathrm{mm}$, sont en céramique. La paroi supérieure est recouverte d'une couche de cuivre d'une épaisseur de $0{,}3\,\mathrm{mm}$. La paroi latérale circulaire en céramique a une épaisseur de $2\,\mathrm{mm}$. Elle possède théoriquement un orifice pour l'intégration d'un queusot de remplissage en fluide de travail (représenté en figure 2), mais sa présence n'est pas prise en compte dans les simulations décrites ci-dessous. Le média capillaire est une pièce poreuse en céramique, fabriquée par procédé Binder Jetting suivi d'un frittage contrôlé. Ce procédé permet de créer un milieu poreux de la forme souhaitée. Il est composé en partie de deux plaques, respectivement en contact avec le condenseur et avec l'évaporateur, chacune d'un diamètre $36\,\mathrm{mm}$ et d'une épaisseur $0{,}5\,\mathrm{mm}$. Entre ces deux plaques, 16 piliers cylindriques de rayon $1{,}5\,\mathrm{mm}$ sont répartis comme représenté en figure 2(b). Leur hauteur est égale à l'épaisseur de vapeur de $3\,\mathrm{mm}$ comprise entre le condenseur et l'évaporateur.

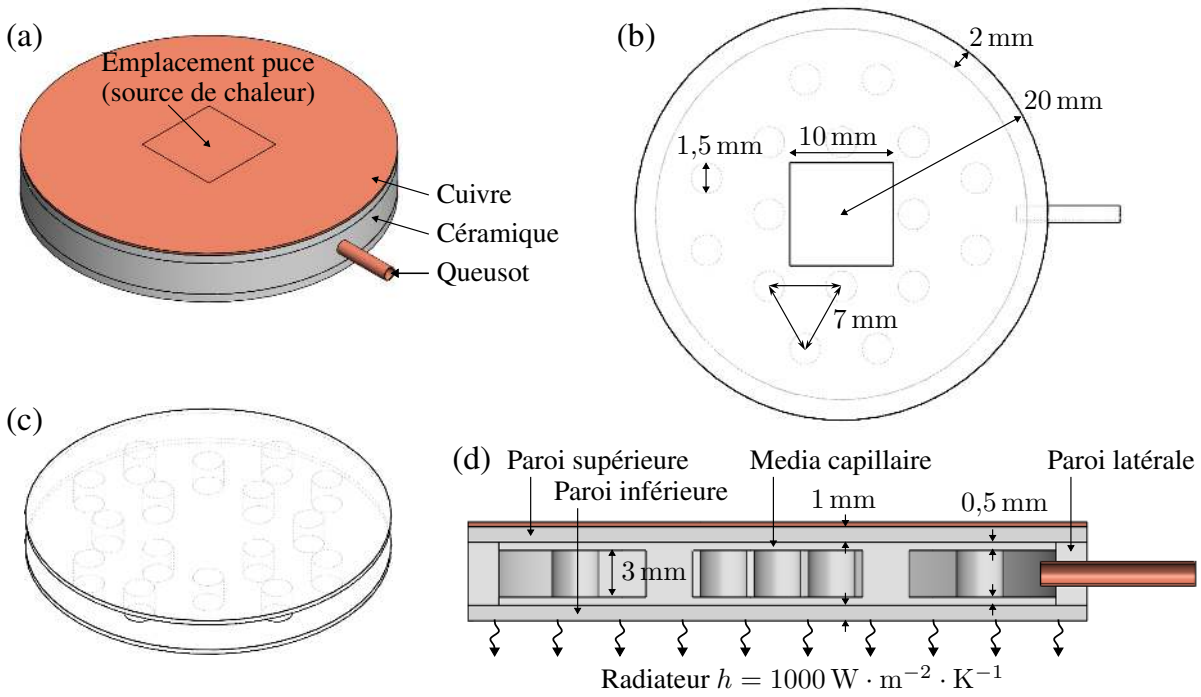


Figure 2 : *Dessins de la chambre à vapeur en céramique, (a) vue globale, (b) vue de dessus avec transparence des matériaux. (c) Dessin du média capillaire. (d) Coupe verticale permettant de représenter l'intérieur de la chambre à vapeur.*

Des pièces poreuses ont été fabriquées et caractérisées. Leur porosité mesurée est $\varepsilon = 0,53$ et le rayon médian de pore a été évalué par intrusion de mercure à une valeur de $r_{eff} = 8{,}65\,\mu\mathrm{m}$. A l'aide de la formule de Masoodi et Pillai [6] (équation 1), on peut retrouver la taille de particules qui composent le milieu poreux, en supposant que c'est un empilement de sphères de diamètre D_{part} [m]. La perméabilité K [m^2] du milieu peut être alors estimée avec la formule de Blake-Kozeny (équation 2). On obtient $D_{part} = 23{,}2\,\mu\mathrm{m}$ et $K = 2{,}37 \times 10^{-12}\,\mathrm{m}^2$.

$$r_{eff} = \frac{D_{part}}{3}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \tag{1}$$

$$K = \frac{D_{part}^2}{150}\frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \tag{2}$$

Dans cette étude, différentes combinaisons de matériaux et de fluides de travail, détaillés en tableau 1, sont évalués. Les chambres à vapeur 1, 2 et 3 sont entièrement en nitrure d'aluminium (parois et milieu poreux) et sont évaluées avec des fluides de travail différents. La chambre à vapeur 4 est entièrement en alumine (Al_2O_3) et le fluide de travail est de l'eau. Il a été relevé dans plusieurs études que l'eau réagit avec le nitrure d'aluminium pour former de l'ammoniac [7, 8]. Une telle réaction dans la chambre à vapeur génèrerait des incondensables qui détérioreraient les performances de la chambre, sans parler de la dégradation du milieu poreux. Nous avons donc imaginé, en conception 5, une chambre à vapeur avec de l'eau comme fluide de travail et des parois inférieure et supérieure en AlN, séparées de l'eau par une fine couche protectrice (non représentée en figure 2(d)) de $0{,}2\,\mathrm{mm}$ d'épaisseur. Cela permet d'éviter le contact entre ces réactifs. La couche protectrice est en alumine, ainsi que le milieu poreux et la paroi latérale.

Configuration	1	2	3	4	5
Parois sup/inf	AlN	AlN	AlN	Al_2O_3	AlN (*)
Paroi lat	AlN	AlN	AlN	Al_2O_3	Al_2O_3
Poreux	AlN	AlN	AlN	Al_2O_3	Al_2O_3
Fluide	CH_3CH_2OH	NH_3	H_2O	H_2O	H_2O

Tableau 1 : *Détail des matériaux des différents conceptions de chambres à vapeur comparées dans cette étude. (*) Pour la conception 5, des couches d'alumine d'une épaisseur* $0{,}2\,\mathrm{mm}$ *sont rajoutées entre le media capillaire et les parois inférieure et supérieure afin de séparer physiquement celles-ci de l'eau.*

Les performances thermiques et électriques théoriques sont aussi comparées à des configurations ne faisant pas intervenir de chambre à vapeur en céramique :

6. Chambre à vapeur en cuivre suivant les mêmes dimensions que celles décrites ci-dessus, superposée (côté condenseur) à un substrat cylindrique en nitrure d'aluminium d'épaisseur e^6_{sub} et de diamètre égal à celui de la chambre. De plus, pour assurer une isolation électrique entre la puce et la chambre à vapeur, un empilement d'une couche de $0{,}3\,\mathrm{mm}$ d'AlN et d'une couche de $0{,}3\,\mathrm{mm}$ de cuivre est apposé sur l'évaporateur de la chambre.
7. Substrat DBC en nitrure d'aluminium dont l'épaisseur de céramique est noté e^7_{sub}. L'épaisseur de la couche de cuivre est $0{,}3\,\mathrm{mm}$.

2.2. Modèle thermique

Un modèle de type volumes finis 3D en conduction thermique simple a été développé dans Solidworks Flow Simulation. Il permet d'évaluer par simulation numérique la résistance thermique entre le condenseur et l'évaporateur de la chambre à vapeur. Il est supposé que le milieu

poreux est saturé en fluide de travail et sa conductivité thermique λ_{wick} [$\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$] est évaluée par la loi des mélanges en équation 3. Nous faisons l'hypothèse que l'intégralité de la chaleur latente de vaporisation extraite au niveau de l'évaporateur est transmise au condenseur sous forme de chaleur latente de condensation. Ainsi, aucune résistance thermique n'est appliquée dans la zone de vapeur.

$$\lambda_{wick} = \varepsilon \lambda_{fluide} + (1 - \varepsilon)\lambda_{ceram} \tag{3}$$

Un flux thermique entrant $\dot{Q}_{in} = 100\,\mathrm{W}$ est imposé sur la face supérieure de l'évaporateur, sur une surface carrée de $10\,\mathrm{mm}$ de côté, centrée par rapport à la face (cf. figure 2). Au niveau du condenseur, un coefficient d'échange convectif $h = 1000\,\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$ et une température extérieure $T_{sink} = 25\,^{\circ}\mathrm{C}$ sont imposés. Ce coefficient permet de simuler la résistance thermique d'un radiateur, apposé contre le condenseur de la chambre à vapeur. Le reste des parois de la chambre à vapeur sont adiabatiques. La résistance thermique R_{th} [$\mathrm{K \cdot W^{-1}}$] de la chambre à vapeur est calculée avec l'équation 4, qui fait intervenir la puissance d'entrée $\dot{Q}_{in}$, la température moyenne de l'évaporateur T_{evap} [K] et la température moyenne du condenseur T_{cond} [K]. La résistance thermique totale $R_{th,tot}$ [$\mathrm{K \cdot W^{-1}}$], comprenant celle de la chambre à vapeur et celle du radiateur équivalent est calculée avec l'équation 5.

$$R_{th} = \frac{T_{evap} - T_{cond}}{\dot{Q}_{in}} \tag{4}$$

$$R_{th,tot} = \frac{T_{evap} - T_{sink}}{\dot{Q}_{in}} \tag{5}$$

2.3. Modèle de limite capillaire

Les chambres à vapeur possèdent, à température de fonctionnement fixée, des limites de flux thermique acceptables. Une de ces principales limites est la limite capillaire $\dot{Q}_{cap}$ [W]. Il s'agit du flux thermique à partir duquel la pression capillaire P_{cap} [Pa] devient plus faible que les pertes de charges ΔP [Pa] que subit la phase liquide lors de son retour à l'évaporateur dans le milieu poreux (les pertes de charges dans la phase gazeuse étant négligées). La pression capillaire est déterminée analytiquement par l'équation 6, dans laquelle γ [$\mathrm{N \cdot m^{-1}}$] est la tension superficielle entre le liquide et la vapeur, θ [°] est l'angle de contact du ménisque à l'interface liquide-gas, et r_{eff} [m] est le rayon effectif de pores du milieu capillaire. Les pertes de charges dans la phase liqide sont déterminées, en fonction de $\dot{Q}_{in}$, par simulation fluide 3D de type volumes finis sous Solidworks Flow Simulation. La loi de Darcy est appliquée sur la phase liquide du fluide de travail selon l'équation 7, avec P [Pa] la pression du fluide, μ [$\mathrm{Pa \cdot s}$] sa viscosité dynamique et $\boldsymbol{u}$ [$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$] sa vitesse. Seul le milieu poreux est modélisé. Il est supposé homogène et isotrope, possédant une perméabilité $K = 2{,}37 \times 10^{-12}\,\mathrm{m^2}$ et une porosité $\varepsilon = 0{,}53$, déterminés expérimentalement en partie 2.1.

Un débit arbitraire $\dot{m} = \frac{\dot{Q}_{in}}{L}$ [$\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$] est imposé en entrée et en sortie du milieu poreux, cela correspond au flux de fluide respectivement condensé et évaporé à la frontière liquide-gaz. Le débit entrant est imposé sur la face supérieure de la zone poreuse du condenseur, et un débit sortant est imposé sur un carré de la taille de la source de chaleur au niveau de l'évaporateur. Les pertes de charges sont calculées à partir de la pression minimale dans le liquide au niveau de l'évaporateur et de la pression maximale au niveau du condenseur : $\Delta P = P_{max} - P_{min}$.

La valeur de ΔP est proportionnelle au débit d'entrée et donc au flux thermique entrant. Il est donc aisé de retrouver le flux thermique entrant pour lequel $\Delta P = P_{cap}$, c'est à dire $\dot{Q}_{cap}$.

$$P_{cap} = \frac{2\gamma \cos\theta}{r_{eff}} \tag{6}$$

$$\nabla P = -\frac{\mu}{K}\boldsymbol{u} \tag{7}$$

2.4. Modèle capacitif

La couche en cuivre, adhérant à l'évaporateur, et le radiateur, adhérant au condenseur, forment les deux bornes d'un assemblage possédant une capacité électrique équivalente dépendant des matériaux constituant la chambre à vapeur. On peut découper la chambre à vapeur en différentes couches i et en différentes colonnes j de sorte que chaque intersection de zones ij soit homogène. Pour chacune de ces zones ij, la capacité locale C_{ij} [F] est calculée avec l'équation 8, dans laquelle $\varepsilon_0 = 8{,}854 \times 10^{-12}\,\mathrm{F \cdot m^{-1}}$ est la permittivité du vide, e_i [m] est l'épaisseur de la couche i, S_j [$\mathrm{m^2}$] est la surface de la base de la colonne j, et ε_r^{ij} [-] est la permittivité relative du matériau de la zone ij. La capacité équivalente C_i de chaque couche i est calculée par somme des capacités locales C_{ij} de la couche. Puis la capacité équivalente C_{eq} de la chambre à vapeur est calculée analytiquement avec l'équation 9, formule des capacités mises en série.

$$C_{ij} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^{ij} S_j}{e_i} \tag{8}$$

$$C_{eq} = \frac{\prod_i C_i}{\sum_i \prod_{k \neq i} C_k} \tag{9}$$

3. Résultats et discussion

Les performances calculées pour les chambres à vapeur en céramique sont présentées en tableau 2. Les cas 1 à 3 ont des résistances thermiques similaires car la valeur de la conductivité thermique des milieux poreux respectifs est peu impactée par celle du fluide, cette dernière étant faible devant la conductivité thermique de l'AlN. Ces trois cas ont les résistances thermiques les plus faibles, comparées aux autres cas. Cela provient du fait que la conductivité thermique de l'alumine est environ cinq fois inférieure à celle du nitrure d'aluminium. Le cas 4 présente la résistance thermique la plus élevée, étant donné que cette chambre à vapeur n'est composée que d'Al_2O_3. La configuration 5 possède un R_{th} intermédiaire, puisqu'elle est composée des deux matériaux.

D'un point de vue électrique, tous les cas présentent une capacité équivalente bien inférieure à la valeur que l'on rencontre avec un substrat conventionnel ($100\,\mathrm{pF}$ pour une épaisseur de $1\,\mathrm{mm}$ d'AlN, ou $333\,\mathrm{pF}$ si l'épaisseur est réduite à $0{,}3\,\mathrm{mm}$). Les cas 1 et 2 ont les capacités équivalentes les plus faibles, puisque les constantes diélectriques de l'éthanol et de l'ammoniac liquides sont bien inférieures à celle de l'eau. Cependant, l'emploi de ces fluides génère une limite capillaire inférieure à $100\,\mathrm{W}$, alors qu'avec de l'eau, la limite capillaire théorique est bien au dessus de cette valeur cible. Il en résulte qu'il n'existe pas de configuration optimale évidente. La configuration 3 semble le meilleur compromis mais il reste la crainte de réaction entre l'eau et l'AlN. Il reste donc la configuration 5, plus performante que la 4 sur les aspects

Configuration	1	2	3	4	5
Matériaux	AlN	AlN	AlN	Al_2O_3	AlN/Al_2O_3
Fluide	CH_3CH_2OH	NH_3	H_2O	H_2O	H_2O
R_{th} [$K \cdot W^{-1}$]	0,13	0,13	0,13	0,48	0,34
$R_{th,tot}$ [$K \cdot W^{-1}$]	0,92	0,92	0,92	1,27	1,14
C_{eq} [pF]	12,4	11,0	20,5	21,4	19,1
$\dot{Q}_{cap}$ [W]	35	68	556	556	556

Tableau 2 : *Résultats des simulations. Résistances thermiques, capacité équivalente et limite capillaire calculées pour les configurations 1 à 5 de chambres à vapeur, décrites en partie 2.1.*

thermique et capacitif. Nous nous posons donc la question de sa pertinence par rapport à des dispositifs plus simples que sont les cas 6 et 7.

Pour ceux-ci, des simulations thermiques et des calculs de capacité équivalente ont été réalisés avec des valeurs de e^6_{sub} et e^7_{sub} variant entre $0{,}1\,\mathrm{mm}$ et $40\,\mathrm{mm}$. Ces résultats sont présentés en figures 3 et 4, avec ceux des chambres à vapeur (1-5). En figure 3, la résistance thermique totale de chacune des configurations est tracée en fonction de l'épaisseur totale e_{tot} des dispositifs. $e_{tot} = e^6_{sub} + 6{,}6\,\mathrm{mm}$ dans le cas 6 et $e_{tot} = e^7_{sub} + 0{,}3\,\mathrm{mm}$ dans le cas 7. L'épaisseur totale e_{tot} est un critère de dimensionnement dans le domaine de l'électronique de puissance. Pour des raisons de compacité des systèmes, l'encombrement du packaging des convertisseurs doit être réduit au maximum. On peut voir que la résistance thermique du substrat simple DBC n'est pas monotone en fonction de son épaisseur (résultat connu). Un point minimal peut être trouvé, il dépend de la surface de contact avec le radiateur et du coefficient d'échange h. Dans le cas présent, il correspond à une épaisseur de substrat $e^7_{sub} = 7\,\mathrm{mm}$. Cette épaisseur donne $C_{eq} = 14{,}3\,\mathrm{pF}$. Il en résulte que la configuration 7 avec une épaisseur d'AlN de $7\,\mathrm{mm}$ est meilleure que les configurations 4 et 5 en termes de performances CEM et thermiques, à encombrement similaire. Cette solution reste moins performante que les chambres à vapeurs 1 à 3, mais la pertinence de celles-ci a été discutée plus haut.

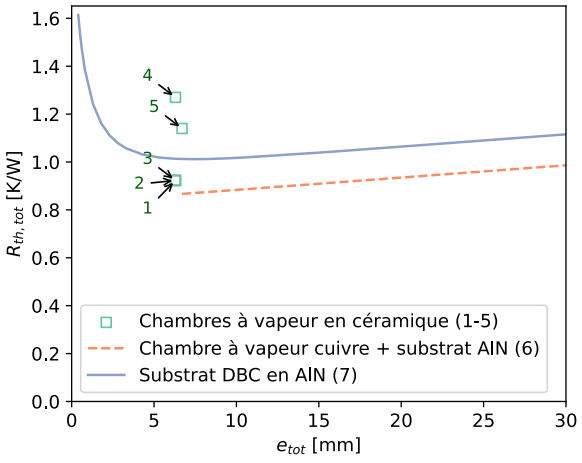


Figure 3 : *Résistance thermique totale issue des simulations pour les différentes configurations, tracée en fonction de l'épaisseur totale du dispositif.*

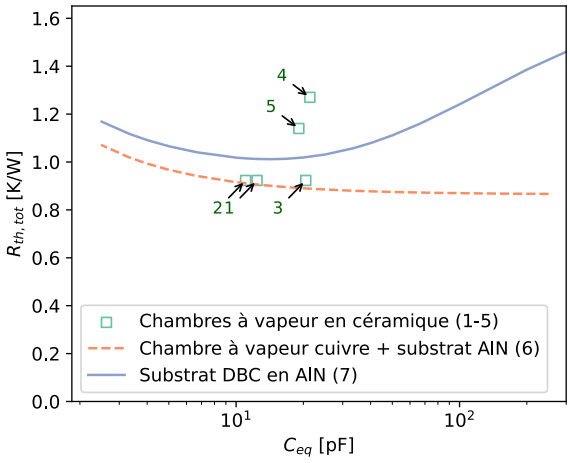


Figure 4 : *Résistance thermique totale issue des simulations pour les différentes configurations, en fonction de leur capacité équivalente, calculée analytiquement.*

La configuration 6 semble apporter une solution optimale. Le fait d'étaler initialement le flux thermique avec une chambre à vapeur en cuivre permet de réduire la résistance thermique, par rapport à la configuration 7, à capacité électrique identique. Les résultats des performances de

cette configuration sont meilleurs que toutes les autres configurations, comme on peut le voir en figure 4. Pour $C_{eq} = 14{,}3\,\mathrm{pF}$, la résistance thermique totale du cas 6 est de $0{,}90\,\mathrm{K}\cdot\mathrm{W}^{-1}$, ce qui est meilleur que toutes les autres configurations (et $R_{th} = 0{,}10\,\mathrm{K}\cdot\mathrm{W}^{-1}$). Cependant, cela correspond à une épaisseur de dispositif totale de de $13{,}3\,\mathrm{mm}$, ce qui est relativement encombrant. Une piste serait de réduire l'épaisseur de la chambre à vapeur en cuivre (de $6\,\mathrm{mm}$ dans ce cas à 2 ou $3\,\mathrm{mm}$). Il reste cependant le problème de la fabricabilité de ce type de dispositif. Nous nous posons en particulier la question de la possibilité de réalisation d'un tel empilement de matériaux.

4. Conclusion

Cette étude montre, par des outils de simulation numérique, qu'il n'est pas évident de répondre à la triple problématique spreading thermique, isolation électrique, compatibilité électromagnétique pour les convertisseurs à composants grands gaps dans le domaine de l'électronique de puissance. Une chambre à vapeur intégralement réalisée en céramique ne semble pas plus pertinente qu'un substrat DBC en AlN d'épaisseur $7\,\mathrm{mm}$. La solution optimale serait un empilement de substrat DBC + chambre à vapeur en cuivre + couche d'AlN permettant de réduire la capacité parasite, mais la fabricabilité et le coût de ce type d'assemblage sont questionnés. Notons que cette étude se restreint à une seule géométrie de chambre à vapeur et une surface de spreading de diamètre $40\,\mathrm{mm}$, ce qui est tout de même conservatif. Si cette surface augmente, les performances thermiques des configurations avec chambre à vapeur se verront améliorées par rapport à celles d'un substrat simple. Pour la suite, il est prévu de fabriquer les dispositifs présentés dans cette étude et de les caractériser. Leur résistance thermique et leur capacité électrique équivalente seront mesurées expérimentalement, ce qui étaiera les présents résultats numériques.

Références

[1] F. Costa, G. Rojat, CEM en électronique de puissance - Sources de perturbations, couplages, SEM, *Techniques de l'ingénieur Conversion de l'énergie électrique*, d3290 (1999)

[2] C. Buttay, Modules et boîtiers de puissance (packaging), *Techniques de l'ingénieur Conversion de l'énergie électrique*, d3116 (2010)

[3] Z. Zhang, Gestion thermique des composants d'électronique de puissance - Utilisation du diamant CVD, Thèse de Doctorat, INP Toulouse (2012)

[4] S. Jones-Jackson *et al.*, Overview of Current Thermal Management of Automotive Power Electronics for Traction Purposes and Future Directions, *IEEE T. Transp. Electr.*, 8-2 (2022) 2412-2428

[5] Y. Chen *et al.*, Direct Phase-Change Cooling of Vapor Chamber Integrated With IGBT Power Electronic Module for Automotive Application, *IEEE Trans. Power Electron.*, 36-10 (2021) 5736-5747

[6] R. Masoodi, K. M. Pillai, A general formula for capillary suction-pressure in porous medi, *J. Porous Media*, 15-8 (2012) 775-783

[7] P. Bowen *et al.*, Degradation of Aluminum Nitride Powder in an Acqueous Environment, *J. Am. Ceram. Soc.*, 73-3 (1990) 724-728

[8] S. Bowen *et al.*, Hydrolysis behavior of aluminum nitride in various solutions, *J. Mater. Sci.*, 35 (2000) 2743-2748

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Institut Carnot Energies du Futur pour sa contribution au projet, et à Lucile Mage et Matthieu Deltrel (CEA Tech Occitanie) pour leur implication dans ce projet de recherche et pour la fabrication et la caractérisation de pièces en céramique.

Influence du profil d'injection sur les transferts thermiques dus à l'impact d'un jet liquide à haut nombre de Prandtl.

Influence of the injection profile on thermic transfers due to the impact of a liquid jet with a high Prandtl number.

Benjamin LE SAVOUREUX[1], Matthieu FENOT[1]

[1]Institut Pprime
2 Boulevard des Frères Lumière – 86360 Chasseneuil-du-Poitou

Résumé – Dans le cadre des moteurs électriques, le refroidissement par jet d'huile est une solution prometteuse malgré la complexité de la configuration et des phénomènes mis en jeu (configuration diphasique, haut nombre de Prandtl, …). De ce fait, la présente étude vise à l'étudier expérimentalement aussi bien dynamiquement (PIV) que thermiquement (mesures IR).

Abstract - For electric motors, oil jet is a promising cooling solution despite the complexity of the configuration and the phenomena involved (two-phase configuration, high Prandtl number, etc.). The aim of this study is therefore to investigate it experimentally, both dynamically (PIV) and thermally (IR measurements).

Nomenclature

Cp	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	diamètre injection, m
h	coef. d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
Nu	nombre de Nusselt (= hd/λ)
r	distance au point d'impact, m
Re	nombre de Reynold (= $Re_j d/\nu$)
Pr	nombre de Prandtl (=$\mu C_p/\lambda$)
s	distance à la sortie d'injection, m
St	nombre de Stanton (= $Nu/RePr$)
T	température, °C
V	vitesse, $m.s^{-1}$
We	nombre de Weber (= $\rho V^2 d/\sigma$)
Z	distance entre l'injection et la plaque, m
Symboles grecs	
ε	émissivité
ϕ	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
σ	tension superficielle, $N.m^{-1}$
Indices et exposants	
av	face avant
bille	relatif aux billes pour l'ensemencement
conv	convectif
elec	électrique
j	jet
paroi	paroi en face avant
pertes	pertes en face arrière
ref	référence

1. Introduction

Dans le domaine des transports, les véhicules électriques sont propulsés par des moteurs électriques avec de fortes densités de puissance. Pour garantir son efficacité, il est nécessaire de refroidir les zones critiques (stator et têtes de bobine) du moteur. Pour ce faire, une des solutions est d'utiliser l'impact de jet d'un liquide diélectrique (généralement une huile à haut nombre de Prandtl). Les recherches sur l'étude du refroidissement par impact de jet de liquide

sont multiples, notamment de jet d'eau ([1], [2], [3]). En revanche, celles concernant les jets à plus haut nombre de Prandtl sont moins nombreuses ([5], [6]) et souvent peu détaillées (notamment dynamiquement). C'est pourquoi, un dispositif expérimental a été développé pour comprendre les phénomènes physiques mis en jeu : un jet d'huile vertical impactant une plaque fixe et horizontale. L'objectif principal est de caractériser les transferts de chaleur lors de l'impact de jet mais aussi, de caractériser la dynamique du jet via la mesure des vitesses. En plus des nombres de Reynolds d'injection (Re_j = 660 – 1340) ou de Weber (We_j = 430 – 18700) et de nombre de Prandtl (Pr = 148 – 328), l'influence de la forme de l'injection (convergente, tubulaire ou divergente) ainsi que son diamètre (2 – 4 mm) sera spécifiquement étudiée.

2. Dispositif expérimental

Le banc d'essai (*Figure 1*) permet d'étudier la dynamique et la thermique d'un impact de jet d'huile sur une paroi plane. Il a été conçu de façon à pouvoir faire varier plusieurs paramètres :

- Le débit d'injection d'huile
- La température d'injection d'huile
- Le diamètre et le type d'injecteur
- La distance entre l'injecteur et la plaque d'impact

Ces paramètres permettent de faire varier des grandeurs caractérisant l'injection d'huile comme les nombres de Reynolds ou de Weber via essentiellement le débit et le diamètre ainsi que le nombre de Prandtl via la température d'injection d'huile.

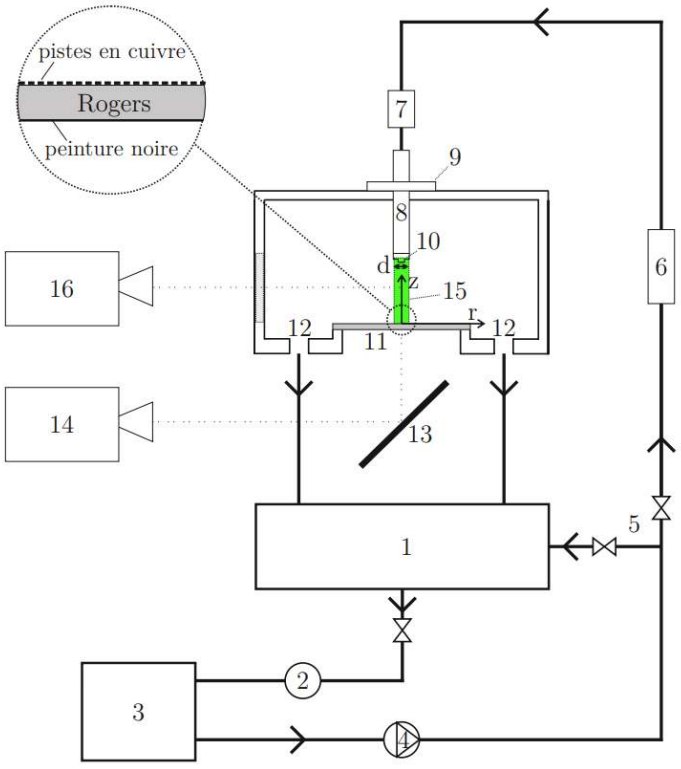


Figure 1 *: Représentation schématique du banc d'essai*

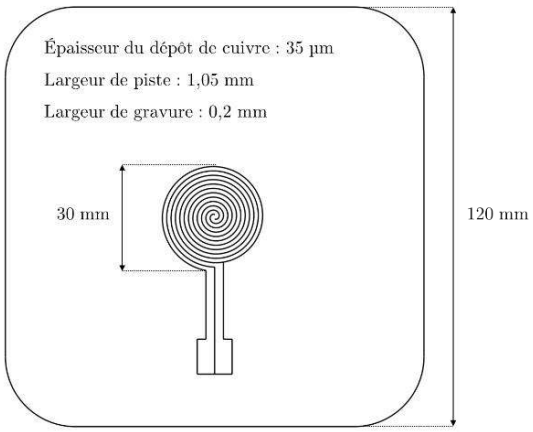


Figure 2 *: Schéma de la plaque d'impact en configuration « mesure thermique »*

2.1. Descriptif du banc d'essai

L'huile circule en circuit fermé depuis un réservoir (**1**) situé sous la veine d'essai. Un filtre à huile (**2**), équipé d'une crépine de 100 µm, est situé en aval du réservoir et permet d'éliminer les éventuelles impuretés avant que l'huile ne circule dans le cryostat (**3**). Ce dernier permet de

réguler la température de l'huile, notamment la température de l'huile au niveau de l'injection en se basant sur la température mesurée par un thermomètre à résistance de platine (**7**) et un correcteur PID. Ensuite, l'huile est entraînée par une pompe (**4**). Un débitmètre à ultrasons (**6**) situé en amont de l'injection permet de mesurer le débit d'huile qui sera utilisé pour alimenter le jet. Un capteur (**7**) situé juste avant le système d'injection permet également de mesurer la pression d'injection.

La température de l'huile est un paramètre important de cette étude, elle permet de contrôler le nombre de Prandtl de l'huile (en modifiant les propriétés de l'huile notamment sa viscosité). À titre d'exemple, la viscosité cinématique de l'huile est divisée par six entre 0 C et 40°C, mais seulement par deux entre 40°C et 70°C. Les nombres de Reynolds et de Weber d'injection sont quant à eux imposés principalement via le contrôle du débit (pompe et débitmètre) et la taille du diamètre d'injection.

L'impact du jet d'huile sur la paroi a lieu dans une enceinte fermée afin d'éviter toute projection d'huile et pouvoir tourner en circuit fermé. Cette enceinte est à base rectangulaire et de dimensions 16 cm x 18 cm x 6 cm. La plaque d'impact (**11**) est entourée par un canal (**12**) permettant d'évacuer l'huile vers quatre tuyaux reliés au réservoir situé sous l'enceinte. La paroi d'impact est légèrement surélevée par rapport à ce canal pour éviter toute accumulation d'huile sur la plaque et ne pas perturber le jet.

2.2. Système d'injection

Le système d'injection (**8**) est facilement modulable. Une fixation (**9**) permet de modifier librement la distance entre l'injecteur et la plaque d'impact (notée *Z*). De plus, il existe trois types d'injection pour le système : **convergente, tubulaire et divergente. L'injection tubulaire est disponible en trois diamètres intérieurs différents : d = 2, 3 et 4 mm** (récapitulatif ci-dessous *Figure 3*) :

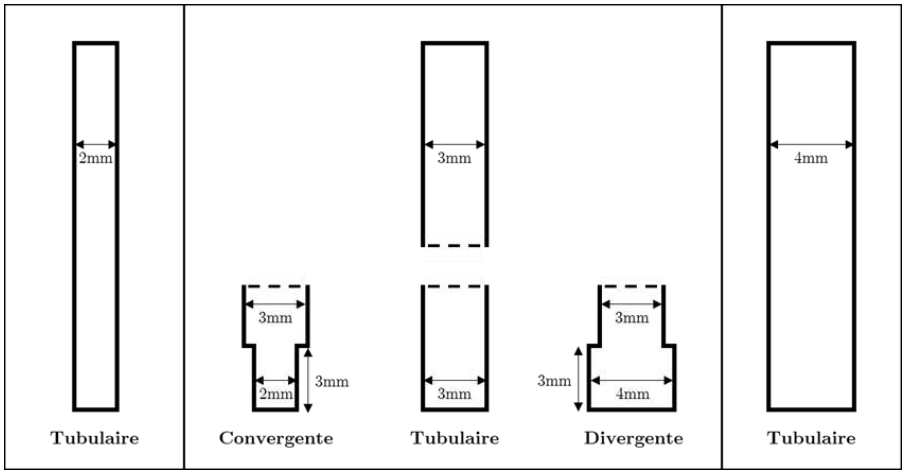


Figure 3 : *Représentation schématique du système d'injection*

2.3. Paroi d'impact

La paroi d'impact est interchangeable et plusieurs types de paroi sont utilisées en fonction de la mesure réalisée : une plaque chauffante pour les mesures thermiques ou une plaque transparente pour les mesures de vitesse. Dans le cadre des mesures thermiques, la paroi d'impact est une plaque (12 cm x 12 cm) en Rogers 4003C (dérivé du téflon) d'épaisseur 0,406 mm et de conductivité thermique 0,71 $W.m^{-1}.K^{-1}$ (dans le sens de l'épaisseur). Cette plaque est recouverte sur sa face supérieure (celle au contact du jet d'huile) par une fine couche de cuivre de 35 µm d'épaisseur en forme de spirale (voir *Figure 2*). La résistance électrique

ainsi créée est reliée à un générateur (360 V/30 A/10800 W DC) permettant d'imposer une densité de flux de chauffe désirée par effet Joule. Pour les mesures de vitesse, cette plaque en Rogers est remplacée par une plaque transparente en saphir pour éviter les reflets du laser.

2.4. Mesures de vitesse

Afin caractériser le jet libre (avant impact), des mesures de vitesse par PIV ont été réalisées. Pour cela, l'ensemencement est réalisé par des particules de verre (sphères de verre creuses de diamètre d_{bille} = 2 – 20 µm et de masse volumique proche de celle de l'huile). Un laser YAG de fréquence 15Hz (**15**) est utilisé pour éclairer le jet libre par le côté et 2000 doublets d'images sont prises par une caméra rapide (**16**) (2560 x 2160 pixels). Pour l'exploitation des images, un filtre « substract time » sur 3 images a d'abord été utilisé. Ensuite, deux passes initiales en 32 x 32, puis deux passes finales en 16 x 16 (avec un overlap de 50%) ont été effectuées.

La différence d'indice optique entre l'air et l'huile engendre une déformation de l'image dans le sens horizontal. Pour remédier à cela, un demi-cylindre de même indice que l'huile (le jet étant suffisamment stable pour être ainsi représenté) placé devant une mire (grille de points de 0,1 mm d'épaisseur et espacés de 0,25 mm chacun) a été utilisé afin de reformer l'image dans le sens horizontal lors de la calibration. Elle s'effectue donc sans le jet : une image du demi-cylindre avec la mire positionné à l'endroit où le jet impact la plaque dans le plan du laser a été prise. De plus, cette différence d'indice optique amène de la réfraction totale dans le jet, empêchant d'obtenir des données sur les bords du jets (environ 0,15 *r/d* de chaque côté).

Dans le cadre de la mesure par PIV, la moyenne quadratique (ou RMS en anglais) est une mesure statistique quantifiant l'amplitude des fluctuations autour d'une valeur moyenne, elle se calcule comme la racine carrée de la moyenne arithmétique des carrés des écarts à la moyenne. Elle est utilisée pour évaluer l'intensité des fluctuations de vitesse : une RMS élevée indique une plus grande intensité de fluctuation (généralement de turbulence) et inversement.

2.5. Mesures par thermographie infrarouge

Afin d'estimer le coefficient d'échange convectif entre le jet d'huile et la plaque, il est nécessaire de mesurer la température de cette dernière. Pour cela, une méthode de mesure par caméra thermique infrarouge (**14**) a été employée. L'huile utilisée étant opaque aux infrarouges, les mesures thermiques sont par conséquent effectuées en face arrière de la plaque d'impact, nécessitant l'utilisation d'une méthode inverse pour déterminer la température sur la face impactée et le flux évacué par l'huile. La mesure s'effectue donc sous le boitier d'essai. Cette dernière est peinte avec une peinture noire d'émissivité connue : $\varepsilon = 0{,}95$. La caméra utilisée est une caméra FLIR d'une définition de 256 x 320 pixels.

Pour exploiter ces températures obtenues en face arrière, une méthode par bilan de flux a été utilisée afin de calculer les températures de paroi en face avant, et en déduire le coefficient d'échange convectif h entre la plaque et l'huile de la façon suivante :

$$h = \frac{\phi_{elec} - \phi_{pertes}}{T_{paroi} - T_{ref}} \quad (1)$$

Avec ϕ_{elec} la densité de flux de chauffe et ϕ_{pertes} la densité de flux évacuée par le derrière de la plaque vers l'ambiante (convection naturelle et rayonnement). La température de référence T_{ref} prise ici n'est pas la température du jet à l'injection T_j mais la température adiabatique de paroi T_{adiab} (température de la plaque dans une situation où aucun flux n'est échangé avec l'huile) est déterminée par une mesure infrarouge préalablement à toute production de flux par effet Joule. L'incertitude globale de mesure est d'environ de 9%.

3. Résultats et analyse

Dans toute la suite de l'article, le jet est étudié pour une distance d'impact adimensionnée fixée à Z/d = 10. Les autres plages de paramètres sont présentées dans le *Tableau 1* :

Paramètres	*Plage de variation*
Nombre de Reynolds d'injection Re_j	660 – 1340
Nombre de Webber d'injection We_j	430 – 18700
Nombre de Prandtl Pr	148 – 328
Diamètres d'injection d	2 – 4 mm
Type d'injection	Convergente – Tubulaire – Divergente

Tableau 1 : *Récapitulatif des paramètres étudiés*

3.1. Aspects dynamiques

Les visualisations par PIV ont permis de caractériser les profils de vitesse pour les différentes injections. Les *Figure 4* et *Figure 5* montrent respectivement les profils de vitesse et de RMS pour l'injection tubulaire pour différents nombres de Reynolds : Re_j = 660, 910 et 1340 (respectivement We_j = 790, 1540 et 3140) et pour plusieurs distances s/d de la sortie du jet. Du fait des reflets liés à l'interface rendant la mesure impossible, la taille des profils n'est pas identique pour tous.

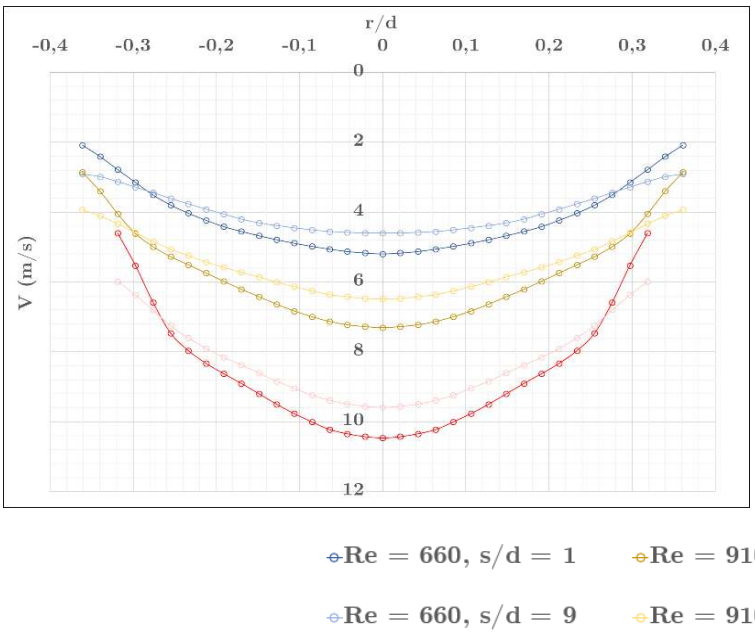
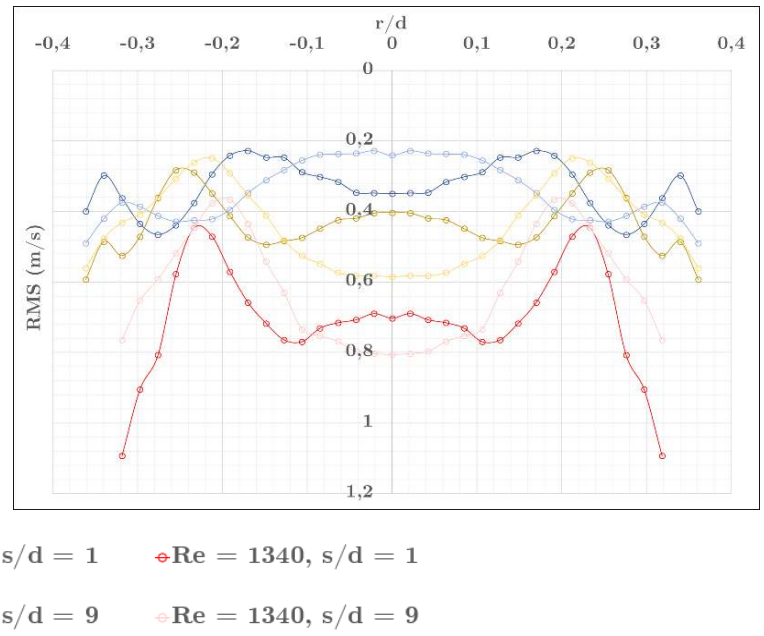


Figure 4 : *Profils de vitesse de l'injection tubulaire pour plusieurs nombres de Reynolds et s/d (Pr = 210, d = 4 mm)*



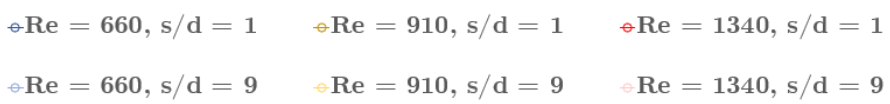


Figure 5 : *Profils RMS de l'injection tubulaire pour plusieurs nombres de Reynolds et s/d (Pr = 210, d = 4 mm)*

À bas nombre de Reynolds, la buse tubulaire présente un profil proche du profil parabolique, typique des écoulements laminaires établis. En augmentant le nombre de Reynolds, le profil devient plus caractéristique d'une injection turbulente. Les profils RMS, présentés *Figure 5*, confirment bien cette tendance : les RMS sont plus élevées au centre du jet pour Re_j = 1340 que pour Re_j = 660 notamment près du point d'impact.

Des différences de profils de vitesse sur les injections tubulaires et divergentes à 4 mm ont été observées. En effet, la *Figure 6* présente les profils de vitesse des deux injections tubulaire et divergente ($Pr = 210$, $Re_j = 910$ et $d = 4$ mm) à plusieurs distances *s/d* de la sortie du jet (proche de l'injection en foncé et proche de la plaque d'impact en clair sur la figure). En sortie d'injection, la vitesse au centre du jet est nettement supérieure pour l'injection divergente que celle tubulaire d'environ 60%. Le même constat peut être effectué lorsque le jet se rapproche de la plaque d'impact, ce qui peut expliquer l'efficacité accrue de l'injection divergente par rapport à l'injection tubulaire pour le refroidissement (paragraphe 3.2).

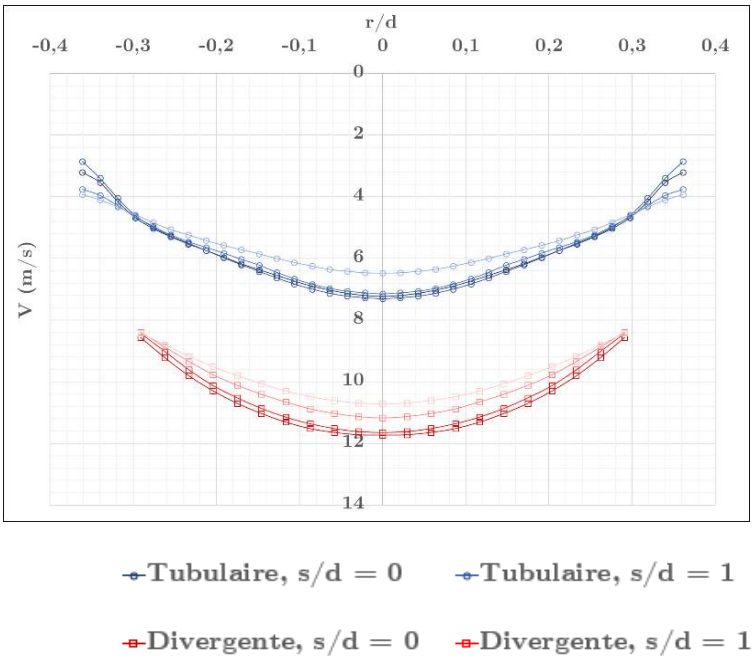


Figure 6 : *Profils de vitesse des injections tubulaire et divergente pour plusieurs s/d (Pr = 210, Re_j = 910, d = 4 mm)*

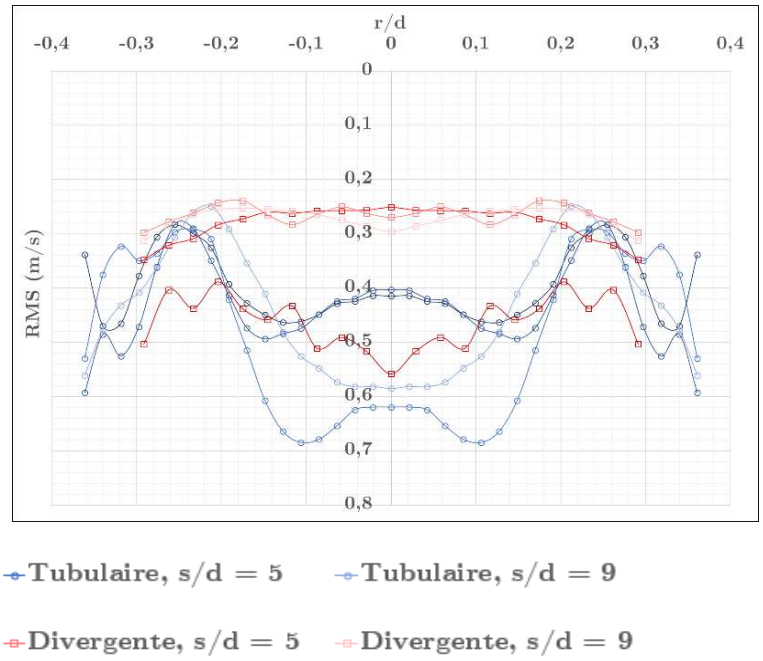
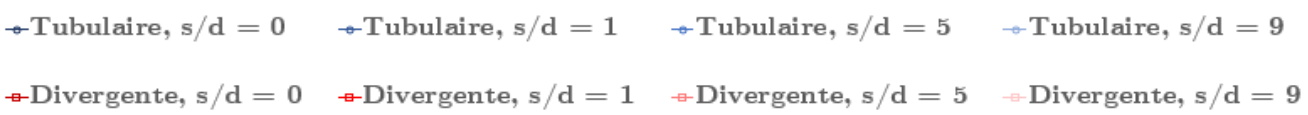


Figure 7 : *Profils de RMS des injections tubulaire et divergente pour plusieurs s/d (Pr = 210, Re_j = 910, d = 4 mm)*



La *Figure 7* présente quant à elle les profils de RMS des deux injections tubulaire et divergente ($Pr = 210$, $Re_j = 910$ et $d = 4$ mm) à plusieurs distances *s/d* de la sortie du jet. L'injection divergente provoque une turbulence accrue par rapport à son homologue tubulaire en sortie de jet. Puis, cette turbulence s'amoindrit au fur et à mesure que le jet se développe dans l'enceinte devenant nettement inférieure à celle du jet tubulaire.

3.2. Aspects thermiques

La puissance du flux de chauffe ϕ_{elec} imposée au niveau de la plaque d'impact s'avère être un paramètre d'influence sur les échanges convectifs. En effet, lors de l'exploitation des résultats, il a été constaté que la condition de chauffe imposée sur la plaque exerçait une influence sur les résultats thermiques du fait du chauffage de l'huile et donc de la variation de ses propriétés (diminution de sa viscosité notamment). Pour des raisons de comparaison entre les différentes configurations, il nous a fallu introduire un coefficient d'échange équivalent à flux nul comme expliqué dans l'article [6]. En effet, en traçant l'évolution du coefficient d'échange local en fonction de la densité de flux évacuée par l'huile $\phi_{conv,av}$ pour plusieurs positions radiales, une relation linéaire semble apparaitre. L'origine de chacune de ces droites correspond au coefficient d'échange sans influence du chauffage. Les valeurs locales du nombre de Stanton sont ensuite calculées et présentées ci-dessous.

Une première étude a été réalisée à nombre de Prandtl et de Reynolds d'injection fixés ($Pr = 210$ et $Re_j = 910$) pour les trois injections tubulaires de diamètre $d = 2$, 3 et 4 mm. Les résultats obtenus sont présentés *Figure 8*. Pour tous les cas, une forme typique « en cloche » de la répartition des échanges est obtenue : les échanges sont maximums au niveau du point de stagnation, où l'épaisseur de la couche limite thermique est quasi nulle, puis les transferts diminuent progressivement dans la direction radiale au fur et à mesure que la couche limite s'épaissit, et que le film d'huile se répand sur la plaque et perd en vitesse.

D'abord, l'effet de la variation du diamètre d'injection d sur les échanges pour l'injection tubulaire (*Figure 8*) a été étudié. Des différences sont observables, notamment dans la zone située proche du point d'impact du jet : le nombre de Stanton au point de stagnation augmente avec le diamètre d'injection. En s'éloignant de cette zone, la différence entre les courbes s'amenuise progressivement et tend à s'annuler (en considérant le rayon adimensionné *r/d* depuis le pont de stagnation).

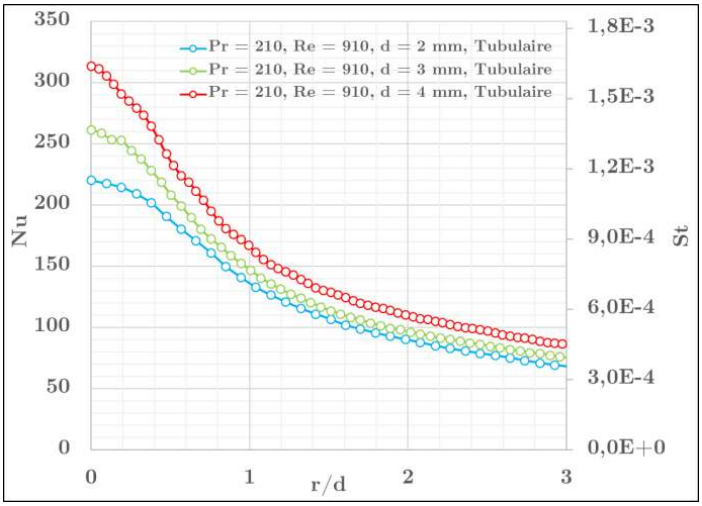


Figure 8 : Illustration de la dépendance du nombre de Stanton au diamètre d'injection pour l'injection tubulaire (Pr = 210, Re_j = 910)

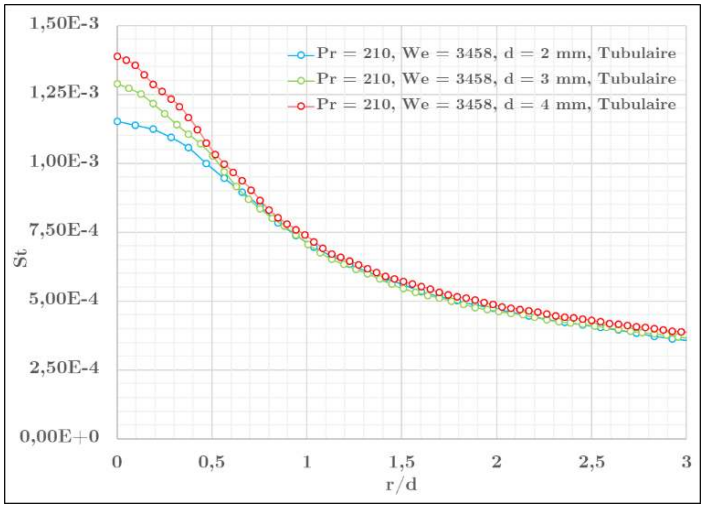


Figure 9 : Nombre de Stanton pour plusieurs diamètres d'injection tubulaire (Pr = 210, We_j = 3458)

Une question sur le choix des nombres sans dimension s'est posée. En effet, pour des systèmes géométriques semblables (injections tubulaires) ayant les mêmes nombres de Reynolds et de Prandtl, les valeurs du nombre de Nusselt devraient être identiques pour les 3 diamètres d'injection. Ainsi, les nombres de Reynolds, de Prandtl ne semblaient pas être les bons nombres de similitude pour cette configuration. Une étude a donc été menée pour déterminer ces nombres. Il a été décidé de présenter les résultats avec le nombre de Stanton. Après plusieurs essais, c'est le nombre de Weber qui semble donner les résultats les plus cohérents entre les différents diamètres d'injection. Les courbes présentées *Figure 9* ont été obtenues avec l'injection tubulaire, expériences réalisées à iso-Weber ($We_j = 3458$), pour un nombre de Prandtl ($Pr = 210$) et trois diamètres différents ($d = 2$, 3 et 4 mm). Toutes les courbes paraissent se rejoindre hors de la zone de stagnation ($r/d > 0{,}5$). Les seules différences restantes se situent au niveau du point d'impact mais restent supérieures aux incertitudes de mesure (environ 17%) en particulier pour un diamètre de 2 mm. Il est possible que ces écarts proviennent de différences de rugosité de la lèvre de l'injection (cette rugosité étant difficilement reproductible entre les différents tubes et en particulier le plus petit d'entre eux).

Enfin, une comparaison sur le refroidissement des différents profils d'injection a été effectuée. Des écarts sont relevables entre les injections convergente et divergente présentés en *Figure 10*. En effet, pour $d = 2$ mm, le nombre de Stanton est plus faible au point de stagnation

pour l'injection convergente par rapport à son homologue tubulaire, passant d'un nombre de Stanton de $11{,}5.10^{-4}$ à $10{,}5.10^{-4}$ (environ 10%). Pour d = 4 mm, c'est l'inverse qui est observé : l'injection divergente semble plus favorable aux transferts de chaleur au point de stagnation d'environ 20% (passant d'un nombre de Stanton de $16{,}3.10^{-4}$ à $21{,}3.10^{-4}$) que son homologue tubulaire, même en s'éloignant du point d'impact.

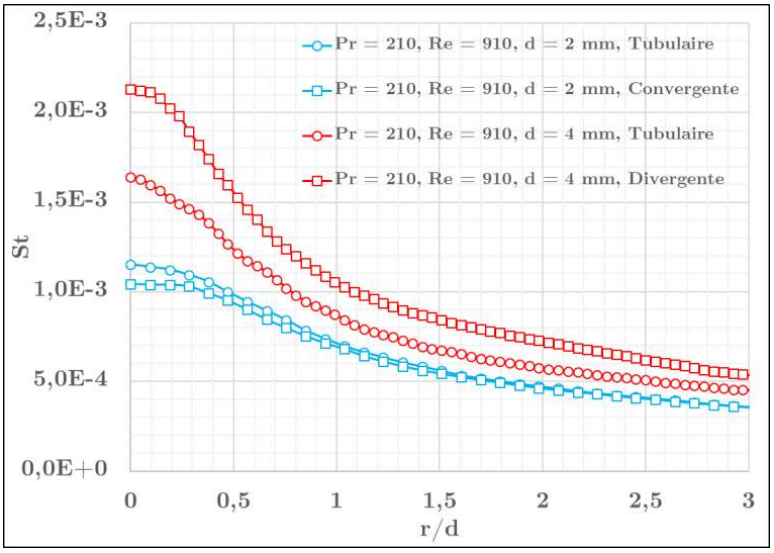


Figure 10 : Comparaison du refroidissement des injections tubulaire, convergente et divergente

4. Conclusions

La mise en place du banc expérimental permet de caractériser thermiquement et dynamiquement le jet en impact pour plusieurs profils d'injection. Les mesures thermiques mettent en évidence que, à diamètre équivalent, l'injection divergente est la plus favorable aux transferts de chaleur et l'injection convergente la moins efficace. Les mesures de vitesse dans le jet avant impact permettent de valider cette conclusion, montrant pour l'injection divergente une vitesse plus importante et un profil plus uniforme que son homologue tubulaire. Pour la suite, il serait intéressant d'étendre l'étude à d'autres paramètres (comme l'inclinaison).

Références

[1] J. H. Lienhard. Heat transfer by impingement of circular free-surface liquid jets. (2006). *Proceedings of 18th National and 7th ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference*.

[2] J. Stevens et B. W. Webb. Local Heat Transfer Coefficients Under an Axisymmetric, Single-Phase Liquid Jet. (1991) *Journal of Heat Transfer*, 113(1):71–78.

[3] J. Baonga, H. Louahlia-Gualous et M. Imbert. Experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk. (2005). *Applied Thermal Engineering*, 26:1125–1138.

[4] C. F. Ma, Q. Zheng et S. Y. Ko. Local heat transfer and recovery factor with impinging free-surface circular jets of transformer oil. (1997). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(18):4295–4308.

[5] Y. C. Liu, L. Guessous, B. P. Sangeorzan et A. C. Alkidas. Laboratory Experiments on Oil-Jet Cooling of Internal Combustion Engine Pistons: Area-Average Correlation of Oil-Jet Impingement Heat Transfer. (2015). *Journal of Energy Engineering*, 141(2): C4014003.

[6] C. Renon, M. Fénot, M. Girault, S. Guilain, B. Assaad. An experimental study of local heat transfer using high Prandtl number liquid jets. (2021) *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 180:121-127

Influence du rayonnement sur un écoulement de convection naturelle turbulent en cavité différentiellement chauffée

Vincent DAURENJOU[1*], **Florian MOREAU**[1], **Didier SAURY**[1]

[1] Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers Téléport 2, 1 Avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France
[*](auteur correspondant : vincent.daurenjou@ensma.fr)

Résumé - Un écoulement de convection naturelle fortement turbulent ($1{,}2 \times 10^{11}$) est généré au sein d'une cavité différentiellement chauffée. L'objectif de ce travail consiste à caractériser expérimentalement les effets du rayonnement sur cet écoulement dans le plan vertical médian de la cavité. Des mesures de stratification thermique et de vitesse sont effectuées.

Nomenclature

H hauteur de la cavité
L longueur de la cavité
D profondeur de la cavité
$A_v = \frac{H}{L}$ rapport de forme vertical
$Ra_H = \frac{g\beta\Delta T H^3}{\alpha\nu}$ nombre de Rayleigh
$V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \times \sqrt{Ra_H}$ vitesse de référence
U^*, V^*, W^* vitesses adimensionnées
T température, K
$T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$ température ambiante , K
d diamètre, m
Symboles grecs
α diffusivité thermique, $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$
μ viscosité dynamique, $\mathrm{kg.m}^{-1}.\mathrm{s}^{-1}$
ν viscosité cinématique, $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$
β coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
λ conductivité thermique, $\mathrm{W.m}^{-1}.\mathrm{K}^{-1}$
ρ masse volumique, $\mathrm{kg.m}^{-3}$
$\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_f}$ température adimensionnée
Indices et exposants
p particule
c chaud
f froid

1. Introduction

L'objectif de ce travail est de caractériser expérimentalement les effets du rayonnement sur un écoulement d'air fortement turbulent dont le mouvement est produit par convection naturelle, le tout étant effectué dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. Le nombre de Rayleigh associé à cet écoulement vaudra $1{,}2 \times 10^{11}$. Ce nombre correspond au rapport entre les effets des forces de flottabilité mettant en mouvement l'écoulement et le produit de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique du fluide qui le freinent.

De nombreuses études expérimentales et numériques traitent du comportement d'un écoulement dans une cavité différentiellement chauffée (CDC). Il s'agit d'une enceinte fermée parallélépipèdique comprenant deux parois verticales et opposées (parois actives) imposant une différence de température $\Delta T = T_c - T_f$ à l'air situé à l'intérieur de la cavité. Dans ces études, le rapport entre la hauteur H et la longueur L de la cavité vaut 1 ou 4 (ce rapport $A_v = H/L$ est appelé rapport de forme vertical de la cavité). On peut citer les travaux de [1] et [2] en simulation numérique directe (DNS) avec des nombres de Rayleigh variant entre 10^8 et 10^{10}. Les résultats obtenus pour ces rapports de forme montrent que l'augmentation du nombre de Rayleigh au-dessus d'une valeur critique, comprise entre 10^8 et 10^9, a pour conséquence de rendre instationnaires les couches limites qui se développent le long des paroi verticales. Leur comportement devient quasi-périodique, chaotique et enfin pleinement turbulent à mesure que

le nombre de Rayleigh croît. Avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, le coeur de la cavité se met à osciller à une fréquence caractéristique des milieux stratifiés nommée fréquence de Brünt-Väisälä. Expérimentalement, l'écoulement a été entièrement caractérisé dans une CDC dont les parois sont faiblement émissives ($\varepsilon = 0,10$) par [3], [4] et [5] avec un nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^{11}. Des différences apparaissent entre les simulations par DNS et les résultats expérimentaux. En particulier, la stratification thermique obtenue par simulation est environ deux fois plus importante et les isothermes au coeur sont inclinées. Plusieurs études numériques ont analysé les effets du rayonnement volumique et pariétal sur l'écoulement. On peut citer en particulier celles de [6] et [7] dans des CDC cubiques et à des nombres de Rayleigh évoluant entre 10^4 et 10^{10} ou encore celle de [8] pour une CDC et un nombre de Rayleigh identique à notre travail. Il a été observé dans ces travaux que le rayonnement volumique et pariétal engendrent une diminution de la stratification thermique au coeur de la cavité. Aussi, la circulation globale de l'écoulement est accrue, la transition laminaire-turbulent est plus précoce et les couches limites verticales sont épaissies (uniquement à proximité du plafond et du plancher dans le cas de rayonnement purement pariétal). Enfin, une étude expérimentale préliminaire a été menée par [9] pour un nombre de Rayleigh élevé (10^{11}). Elle a mis en évidence la diminution de la stratification avec l'intensification du rayonnement. Notre travail a ainsi pour objectif d'approfondir la caractérisation débutée par cette étude.

Pour cela, une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme vertical $A_v = 3,84$ est utilisée ici. Les effets du rayonnement sur l'écoulement sont observés en modifiant les émissivités des parois adiabatiques haute et basse de la cavité.

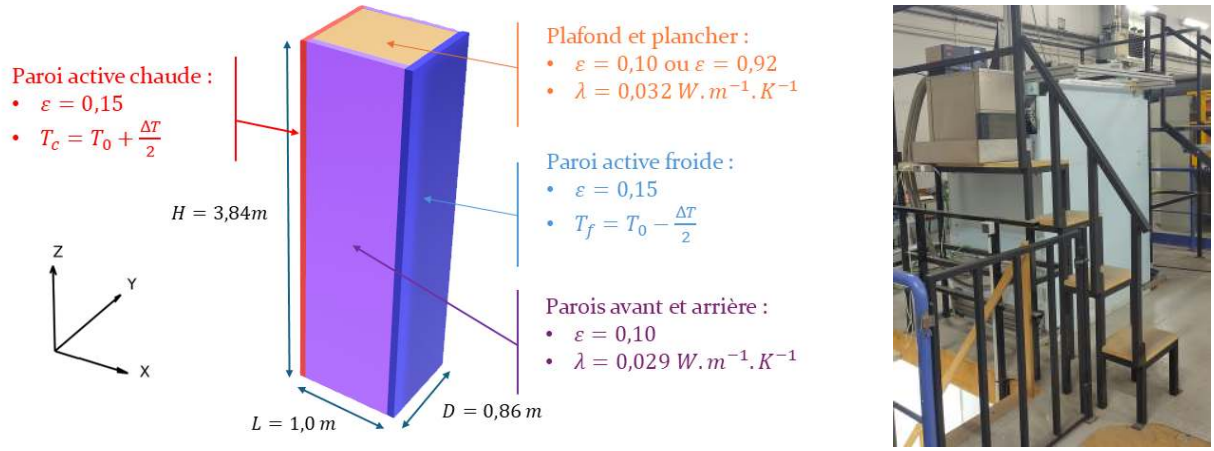
2. Dispositif expérimental et métrologie

2.1. Dispositif expérimental

La cavité utilisée dans cette étude a pour dimensions internes : $H = 3,84\,\mathrm{m}$ pour la hauteur, $L = 1,0\,\mathrm{m}$ pour la largeur et $D = 0,86\,\mathrm{m}$ pour la profondeur (voir Fig. 1). Les deux parois actives sont composées de deux échangeurs à eau de $1,02\,\mathrm{m} \times 2\,\mathrm{m}$ en duraluminium. La température des échangeurs est imposée par des cryothermostats. La vérification des températures des parois actives est effectuée à l'aide de six thermocouples de type K disposés à chaque paroi. Les températures imposées aux parois présentent un écart de $\Delta T = T_c - T_f = 20^\circ\,\mathrm{C}$ et la différence est centrée autour de la température T_0 du milieu environnant la cavité.
Étant donnée la hauteur de la cavité, le nombre de Rayleigh caractérisant l'écoulement vaut $Ra_H = (1,2 \pm 0,05) \times 10^{11}$.

Les parois verticales isolantes sont composées de Styrodur® ($\lambda = 0,032\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$). Le plafond et le plancher sont quant à eux constitués d'une plaque de contre-plaqué sur laquelle est collée une mousse de polyuréthane ($\lambda = 0,029\,\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$) d'épaisseur $80\,\mathrm{mm}$ pour le plafond et $100\,\mathrm{mm}$ pour le plancher. Une fente refermée par une vitre et disposée à mi-largeur du plafond est utilisée pour effectuer les mesures de vitesse dans le plan médian vertical de la cavité. Elle permet le passage d'un faisceau laser utilisé pour la méthode PIV (voir section 2.2.). Une seconde fente excentrée permet le passage d'une canne coudée munie d'un micro-thermocouple dans la cavité. L'excentrage limite les perturbations de l'écoulement causées par la canne dans le plan de mesure (ici le plan médian vertical de la cavité). Les parois avant et arrière sont recouvertes d'un film aluminisé (mylar©, épaisseur = $40\,\mu\mathrm{m}$) d'émissivité $\varepsilon = 0,10$ permettant de réduire la présence de rayonnement au sein de la cavité. Les parois actives constituées d'un échangeur à eau possèdent une émissivité $\varepsilon = 0,15$. Afin d'étudier l'influence du rayonnement sur l'écoulement, deux configurations comportant une émissivité différente au plafond

et au plancher sont étudiées. Elles sont obtenues en changeant le revêtement qui les recouvre. Dans un premier temps, du mylar© recouvre ces parois. Cela correspond à une configuration de référence qui a déjà été étudiée auparavant et qui est présente dans la littérature. Puis, le revêtement est enlevé et de la peinture noire est appliquée pour obtenir une émissivité $\varepsilon = 0{,}92$.



(a) (b)

Figure 1 : *Schéma (a) et photo (b) de la cavité différentiellement chauffée*

2.2. Métrologie

Le gradient vertical de température adimensionnée $S = \frac{\partial \theta}{\partial Z^*}\Big|_{X/L=0{,}50;Y/D=0{,}50}$, ou stratification thermique, est mesuré au centre du plan vertical médian à l'aide d'un micro-thermocouple de type K de diamètre $7{,}6\,\mu\mathrm{m}$. Ce dernier est positionné à l'aide d'une canne doublement coudée de $2\,\mathrm{m}$ de long. Cette dernière est fixée à un axe de translation vertical utilisé pour gérer ses déplacements. Elle est introduite dans la cavité en traversant la seconde fente du plafond évoquée au paragraphe précédent. Un montage en opposition avec une soudure froide plongée dans un bloc en aluminium de grande inertie est mis en place. La température de référence est acquise à l'aide d'une sonde PT100 (incertitude de mesure de $0{,}02°\,\mathrm{C}$). L'acquisition de la tension résultante est effectuée par une centrale Agilent 34972A. L'incertitude de mesure composée en température est évaluée à $0{,}10°\,\mathrm{C}$.

Les mesures de vitesses sont effectuées en utilisant la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Le laser utilisé est un laser pulsé à double tête ND :YAG Litron® émettant à $532\,\mathrm{nm}$ via un doubleur de fréquence. Les images de PIV sont acquises grâce à une caméra Imager MX (LaVision®) de 5120×5120 pixels². Enfin les particules utilisées pour l'ensemencement sont des particules d'huile de paraffine Ondina Shell 917. Elles ont une masse volumique de $851{,}7\,\mathrm{kg.m^{-3}}$ à $20°\,\mathrm{C}$, une viscosité dynamique de $35{,}7\,\mathrm{mPa.s}$ et un diamètre moyen de $1\,\mu\mathrm{m}$. Le nombre de Stokes associé ($St = \frac{1}{18}\frac{\rho_p d_p^2 V_{ref}}{\mu l}$ où $l = 10^{-1}\,\mathrm{m}$) est de l'ordre de 10^{-8}. Ces particules sont donc de bons traceurs de l'écoulement.

Pour chaque champ de vitesse, $15\,000$ images sont acquises à $36{,}67\,\mathrm{Hz}$. La taille du champ varie selon les zones étudiées. Il est au maximum de $320 \times 320\,\mathrm{mm^2}$. La durée entre deux images d'un même doublet varie selon les vitesses maximales rencontrées dans la zone de mesure. Elle passe de $1500\,\mu\mathrm{s}$ à $4000\,\mu\mathrm{s}$. Cinq zones ont été étudiées dans le cas faiblement émissif ($\epsilon = 0{,}10$) et neuf zones pour le cas avec forte émissivité ($\epsilon = 0,90$) au plafond et au plancher. Le traitement d'image est ensuite calculé par le logiciel Davis®. Deux passes sont effectuées pour les calculs. La taille des fenêtres d'interrogation est de 64×64 pixels² lors de la première passe puis de 32×32 pixels² lors de la seconde. Un overlapping de $50\,\%$ entre

les fenêtres d'interrogation est utilisé. Le critère de validation des vecteurs de vitesse calculés correspond à un rapport entre le pic principal et le pic secondaire de corrélation. Il doit être supérieur à 3 pour le calcul des grandeurs statistiques. Enfin, l'incertitude de mesure de la vitesse est estimée par application de la méthode GUM en PIV tel que développé par [10]. Elle correspond à un ordre de grandeur de quelques $\mathrm{mm.s^{-1}}$. On notera par la suite $Z^* = Z/H$ et $X^* = X/H$, les hauteurs et largeurs adimensionnées par la hauteur H de la cavité. Aussi, les composantes verticales $W^* = W/V_{ref}$ et horizontales $U^* = U/V_{ref}$ sont adimensionnées par la vitesse de référence de l'écoulement $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \times \sqrt{Ra_H} = 1{,}92\,\mathrm{m.s^{-1}}$.

3. Résultats

3.1. Stratification thermique

La stratification thermique (gradient vertical adimensionné de température $S = \frac{\partial \theta}{\partial Z^*}\big|_{X/L=0{,}50;Y/D=0{,}50}$) présente au coeur de la cavité a été mesurée dans deux configurations. Celle de référence ($\epsilon = 0{,}10$) et celle où le rayonnement est amplifié au plafond et au plancher de la cavité ($\epsilon = 0{,}92$). Les mesures ont été répétées trois fois afin de s'assurer de leur reproductibilité. La dispersion des valeurs de la stratification n'excède pas $0{,}01$. L'incertitude de mesure est quant à elle inférieure à 8% de la valeur mesurée. Les résultats sont présentés ci-dessous (voir tableau 2 et Fig. 1) :

ε	0,10	0,92
$S_{[0{,}4-0{,}6]}$	0,46	0,38

Tableau 1 : *Tableau récapitulatif des stratifications au coeur en fonction de la configuration de la cavité*

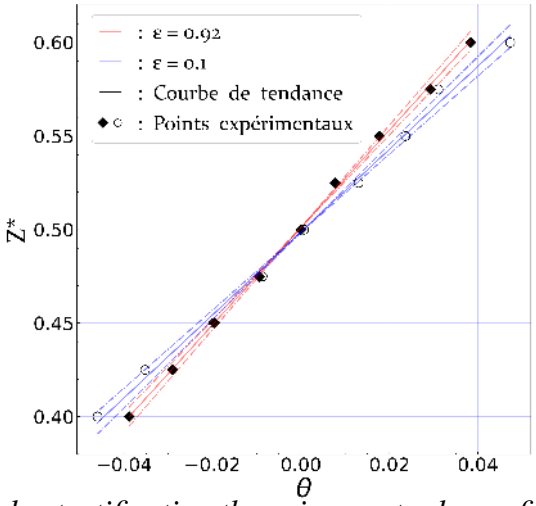


Figure 2 : *Comparaison de la stratification thermique entre la configuration faiblement émissive ($\varepsilon = 0{,}10$ ○) et fortement émissive ($\varepsilon = 0{,}92$ ♦)*

On constate que l'augmentation de l'émissivité au plafond et au plancher engendre une diminution non négligeable de la stratification, de l'ordre de 18%. Cette réduction peut s'expliquer par les effets conjoints du rayonnement volumique et pariétal. D'une part, d'après [9], le rayonnement pariétal engendre des écoulements secondaires plus importants en dehors des couches limites. Cela créé alors un plus grand mélange et une meilleure homogénéisation de la température du fluide au sein du coeur de la cavité. D'autre part, le rayonnement volumique a aussi pour effet d'homogénéiser la température de l'air dans la cavité. En particulier, il aura tendance à réduire la température présente au plafond et à augmenter celle du plancher. L'intensification du rayonnement au plafond et au plancher de la cavité a donc une influence significa-

tive sur le comportement de l'écoulement. L'étude des champs de vitesse va alors permettre de caractériser l'impact du rayonnement sur la dynamique de l'air confiné dans la CDC.

3.2. Champs de vitesse

Des mesures du champ de vitesse ont été effectuées dans le plan vertical médian ($Y^* = 0,13$) en différentes zones de la cavité afin de rendre compte de la dynamique dans les deux cas d'étude. Cinq champs ont tout d'abord été mesurés dans la première configuration afin de valider les mesures par rapport à celles entreprises par [9] et [5]. Neuf champs ont ensuite été acquis dans la configuration avec une émissivité importante au plafond et plancher. Les champs de la norme de la vitesse obtenus avec ces mesures ont été tracés en figure 3 aux côtés de ceux de [9].

On observe globalement que dans les deux configurations (faible et forte émissivité), l'écoulement est ascendant le long de la paroi chaude ($X^* = 0$) jusqu'à changer de trajectoire au niveau du plafond. Il est ensuite entraîné le long du plafond avant de redescendre lorsqu'il entre en contact avec la paroi froide ($X^* = 0,26$). Un écoulement secondaire se forme sous l'écoulement longeant le plafond et est dirigé dans le sens opposé (pour $Z^* = 0,94$ et $X^* \in [0,04; 0,22]$). Enfin au niveau de la paroi chaude, on observe dans les deux cas l'existence d'un écoulement descendant en bordure de la couche limite chaude (pour $X^* > 0,04$). On remarque par ailleurs une bonne correspondance entre l'écoulement issu des mesures de [9] (Fig. 3(a)) et celui obtenu pour les mesures de validation dans une configuration identique (Fig. 3(b)). Les résultats expérimentaux obtenus par [9] pourront donc être utilisés pour les comparaisons entre les configurations faiblement et fortement émissives.

Par ailleurs, bien que la morphologie de l'écoulement soit similaire globalement dans ces deux configurations ($\varepsilon = 0,10$ et $\varepsilon = 0,92$), on observe des différences significatives. Tout d'abord, le long de la paroi chaude, la couche limite s'affine plus rapidement dans le cas faiblement émissif (visible à partir des côtes $Z^* > 0,80$). Aussi, l'écoulement descendant observé en bordure de la couche limite chaude se maintient jusqu'à la côte $Z^* = 0,91$ pour la situation faiblement émissive. A contrario, il disparaît à partir de $Z^* = 0,84$ quand du rayonnement est ajouté. Au niveau du plafond, le jet pariétal est intensifié par l'augmentation de l'émissivité. On observe ainsi à mi-largeur ($X^* = 0,13$) un accroissement de la vitesse maximale de l'ordre de 75% ($W^*_{\epsilon=0,10} = 0,40$ à $W^*_{\epsilon=0,92} = 0,70$). De plus, avec l'intensification du jet pariétal, l'écoulement de sens opposé présent juste en-dessous du jet ($Z^* = 0,94$ et $X^* \in [0,04; 0,22]$, appelé écoulement de circulation secondaire) est fortement perturbé. Ainsi, le vortex - visualisable grace aux lignes de courant du champ moyen et présent dans le cas faiblement émissif entre le jet et la circulation secondaire ($Z^* = 0,94$ et $X^* = 0,13$) - se voit décalé vers la paroi froide ($Z^* = 0,94$ et $X^* = 0,19$). Ce décalage va avoir pour conséquence de perturber le développement de la couche limite "froide" naissante. En effet, dans la configuration faiblement émissive, une couche limite se développe et cette dernière n'est plus affectée par l'écoulement secondaire en deçà de la côte $Z^* = 0,88$. Le fluide présent en bordure de la couche limite est entraîné vers la paroi froide ($Z^* < 0,88$ et $X^* < 0,25$). La couche limite possède une épaisseur fine et s'épaissit en descendant. Lorsque le rayonnement est amplifié, on remarque que la zone d'influence de la circulation secondaire est bien plus importante. Ainsi, une partie du fluide présent en proche paroi froide continue d'être expulsé vers le coeur de la cavité au-delà de $Z^* = 0,83$. La couche limite froide s'affine de $Z^* = 0,83$ à $Z^* = 0,80$, lorsque la zone de recirculation ne l'affecte plus, puis elle s'épaissit à nouveau. Son épaisseur demeure alors plus marquée que pour la configuration où l'émissivité est maintenue basse au plancher et au plafond. Pour finir, la variation de morphologie observée au coeur de la cavité est quant à elle difficile à interpréter étant donné les très faibles vitesses en jeu.

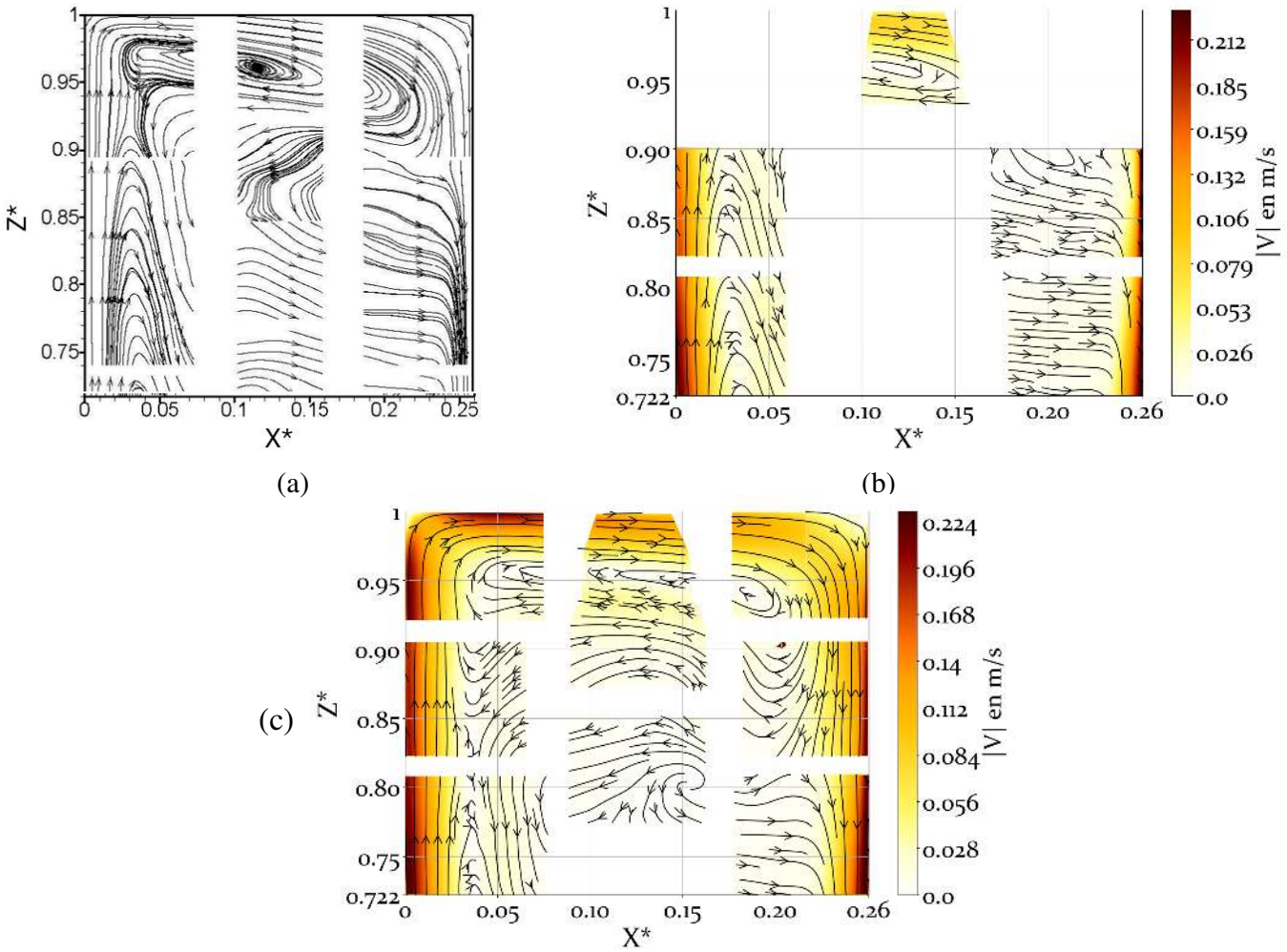


Figure 3 : *Cartographie des champs de la norme de la vitesse moyenne et lignes de courants associées : (a) :* $\varepsilon = 0{,}10$ *[5], (b) :* $\varepsilon = 0{,}10$*, (c) :* $\varepsilon = 0{,}92$

3.3. Profils de vitesse

Des profils de vitesse moyenne adimensionnée ($U^* = U/V_{ref}$ et $W^* = W/V_{ref}$) ont été tracés par [5] aux côtes $Z^* = 0{,}75$, $Z^* = 0{,}85$ des parois chaudes et froides ainsi qu'au plafond à $X^* = 0{,}13$. Ces profils ont à nouveau été déterminés dans les deux configurations présentées auparavant afin d'assurer la validation du dispositif expérimental puis d'analyser l'influence du rayonnement. Ils ont été prolongés par interpolation vers la paroi (courbes en pointillé). L'ensemble est présenté à la figure 4. Une seule composante de vitesse est présentée pour chaque côte, la composante complémentaire étant pour chaque profil négligeable (inferieure à $0{,}01$).

On retrouve là encore une bonne correspondance entre les mesures effectuées par [5] et celles menées dans cette étude pour une configuration identique ($\varepsilon = 0{,}1$ sur toutes les parois adiabatiques). Les résultats globaux établis auparavant en section 3.2. se retrouvent aussi ici. Par ailleurs au niveau de la paroi chaude, les profils sont superposés en $Z^* = 0{,}75ch$ tandis qu'en s'approchant du plafond, à $Z^* = 0{,}85ch$, on constate que la composante verticale de la vitesse diminue plus fortement dans le cas faiblement émissif. Cette baisse n'est cependant pas compensée par la composante horizontale de vitesse (non détaillée ici). Cet affaiblissement plus important en l'absence de rayonnement a aussi été observé numériquement par [8]. On remarque ensuite au plafond ($X^* = 0{,}13$) que l'intensification du rayonnement produit un élargissement de la zone où existe un écoulement secondaire de direction opposée au jet pariétal : la composante horizontale de vitesse devient négligeable en dessous de la côte $Z^* = 0{,}89$. A contrario elle s'annule vers $Z^* = 0{,}92$ dans la configuration de référence. Au niveau de la paroi froide, la

perturbation de la couche limite froide se manifeste par une augmentation significative des fluctuations de vitesse verticale (correspondant aux barres verticales sur les profils), en particulier à la côte $Z^* = 0{,}85fr$. Là où le profil de vitesse à $\varepsilon = 0{,}10$ correspond à un profil d'écoulement laminaire, cela n'est pas du tout le cas pour $\epsilon = 0{,}9$. Non seulement les fluctuations de vitesse sont importantes, mais elles le demeurent aussi pour $X^* < 0{,}20$. Cette perturbation se propage ensuite en aval de l'écoulement à la côte $Z^* = 0{,}75fr$. Les différences entre les profils à $Z^* = 0{,}75fr$ sont néanmoins moins marquées qu'à $Z^* = 0{,}85fr$.

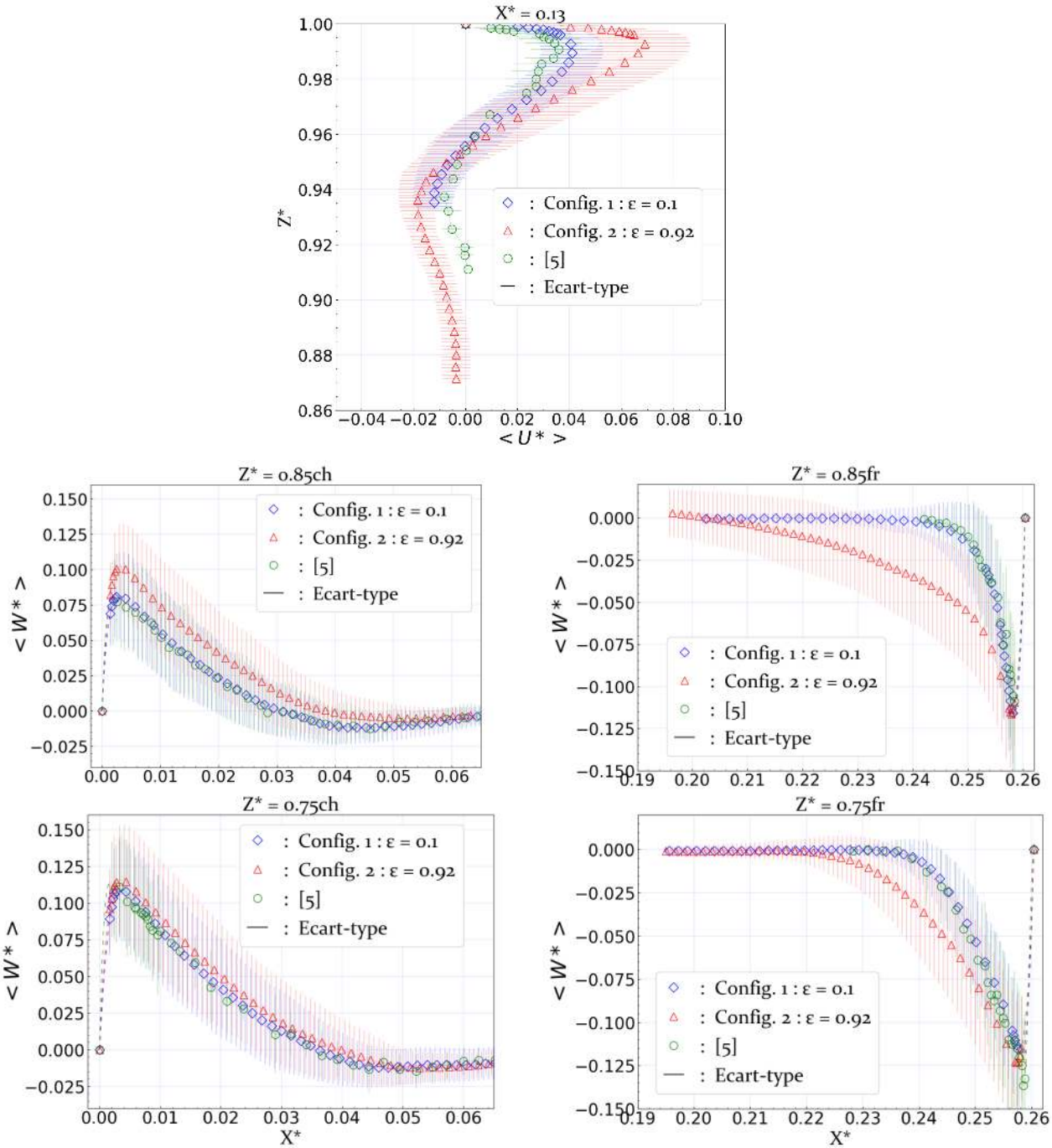


Figure 4 : *Profils de vitesse moyenne adimensionnée (Les barres verticales correspondent à* $\pm\sigma_V$ *de la composante de vitesse considérée* au point donné)

4. Conclusion

Cette étude expérimentale a permis de mettre en évidence et de caractériser en partie l'influence du rayonnement émis au plafond et au plancher sur un écoulement de convection natu-

relle turbulent se développant dans une cavité différentiellement chauffée. D'une part, une diminution de la stratification thermique a pu être constatée. D'autre part, des mesures de vitesse ont été menées dans la plan vertical médian de la cavité. Les analyses des champs de vitesse ont permis d'établir certains résultats de l'impact du rayonnement sur l'écoulement étudié. Ainsi, il a été observé dans la configuration à émissivité forte que le long de la paroi chaude, la couche limite se réduit moins rapidement. Aussi, la vitesse du fluide décroît moins à l'approche du plafond. Au plafond, le jet pariétal et l'écoulement secondaire sous-jacent sont plus intenses. L'intensification du jet pariétal entraîne un déplacement de la zone de recirculation vers la paroi froide ce qui vient perturber la couche limite "froide". Des fluctuations de vitesse plus importantes sont ainsi observées près de la paroi froide. Aussi, la couche limite naissante présente un épaississement plus important que dans le cas faiblement émissif. Ces perturbations sont en partie transportées en aval de l'écoulement, bien que l'écart avec la situation de faible émissivité semble se réduire à mesure que l'on s'éloigne du plafond. La caractérisation dynamique de l'écoulement ayant été menée, il sera intéressant d'étudier l'influence du rayonnement sur la température de l'air interne et sur les transferts thermiques pariétaux associés.

Références

[1] Xin, S. & Le Quéré, P. Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *J. Fluid Mech.* 87–118 (1995).

[2] Trias, F. X., Gorobets, A., Soria, M. & Oliva, A. Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with rayleigh numbers up to 10^{11} - part i : Numerical methods and time-averaged flow. *Int. J. Heat Mass Transfer* 665–673 (2010).

[3] Salat, J. *Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée*. Ph.D. thesis, ISAE-ENSMA (2004).

[4] Saury, D., Rouger, N., Djanna, F. & Penot, F. Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large rayleigh numbers. *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 679–687 (2011).

[5] Belleoud, P. *Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents*. Ph.D. thesis, ISAE-ENSMA (2016).

[6] Fusegi, T. & Farouk, B. Laminar and turbulent natural convection-radiation interactions in a square enclosure filled with a nongray gas. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications* 303–322 (1989).

[7] Soucasse, L., Rivière, P., Soufiani, A., Xin, S. & Le Quéré, P. Transitional regimes of natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation. *Phys. Fluids* 24–105 (2014).

[8] Cadet, L. *Etude du couplage convection-rayonnement en cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh en ambiances habitables*. Ph.D. thesis, ISAE-ENSMA (2015).

[9] Djanna, F., Rouger, N., Saury, D. & Penot, F. Stratification thermique de l'air dans une cavité en convection naturelle à grand nombre de rayleigh. *Congrès Français de Thermique, Toulouse* 169–174 (2008).

[10] Gomit, G., Beaulieu, C., Braud, P. & David, L. Démarche d'estimation des incertitudes en piv basée sur la méthode gum. *16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Dourdan* (2018).

Caractérisation des performances thermo-hydrauliques de fluides caloporteurs en régimes de convection forcée et mixte dans un écoulement interne.

Characterization of the thermal-hydraulic performance of heat-transfer fluids in forced and mixed convection regimes in an internal flow.

Saba CHAMOUN, Catalin POPA, Stéphane FOHANNO*

Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux (ITheMM),
Université de Reims Champagne-Ardenne, U.F.R. Sciences Exactes et Naturelles - Campus du Moulin de la Housse - Boîte Postale 1039 - 51687 REIMS Cedex 2
*(auteur correspondant : stephane.fohanno@univ-reims.fr)

Résumé - L'objectif de cette étude est la caractérisation expérimentale des performances thermohydrauliques des fluides caloporteurs. Celles-ci sont évaluées sur un banc d'essai d'échangeur de laboratoire s'appuyant sur une méthode de mesure du coefficient d'échange convectif par thermographie infrarouge développée en interne. Nous présentons les résultats de mesures réalisées pour l'eau dans une configuration d'écoulement interne, en régimes de convection forcée et mixte. L'impact de l'établissement thermique et du régime de convection sur la performance énergétique sera analysé.

Abstract - The aim of this study is to experimentally characterize the thermal-hydraulic performance of heat transfer fluids. This performance is evaluated on a laboratory heat exchanger test bench, using an in-house-developed method of measuring the convective heat transfer coefficient using infrared thermography. We present the results of measurements carried out for water in an internal flow configuration, in forced and mixed convection regimes. The impact of thermal development and convection regime on energy performance will be analyzed.

Nomenclature

Lettres

Cp	capacité thermique massique, J.kg^{-1}.K^{-1}
d	diamètre, m
g	accélération gravitationnelle, m.s^{-2}
h	coefficient d'échange convectif, W.m^{-2} .K^{-1}
I	intensité du courant, A
k	conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
L	longueur, m
q''	densité de flux de chaleur, W.m^{-2}
Q_m	débit massique, kg.s^{-1}
T	température, K
U	tension, V
V	vitesse, m.s^{-1}
x	coordonnée axiale, m

Symboles grecs

ΔP	pertes de charge, Pa
ε	rugosité absolue, m
λ	coefficient de perte de charge
ρ	masse volumique, kg.m^{-3}
μ	viscosité dynamique, Pa.s
ν	viscosité cinématique, m^2.s^{-1}
β :	coefficient de dilatation thermique (K^{-1})

Nombres sans dimension

Gz	nombre de Graetz
Re_D	nombre de Reynolds
Pr :	nombre de Prandtl
Ra^* :	nombre de Rayleigh modifié
Ri^* :	nombres de Richardson modifié
Gr^* :	nombre de Grashof modifié

Indices et exposants

a	*ambiant*
c	chauffée
e	extérieur
i	intérieur
p	paroi
x	valeur locale

1. Introduction

Les changements climatiques et la diminution des énergies fossiles poussent à repenser notre approche de la production et de la consommation d'énergie. Dans ce contexte, les échangeurs thermiques jouent un rôle essentiel dans divers domaines industriels et technologiques. Aussi, le développement de techniques de transfert de chaleur efficaces est devenu important en raison de la demande croissante de refroidissement et de la miniaturisation des composants. Le travail présenté dans cette communication vise à développer un banc d'essai de laboratoire aux conditions thermiques bien contrôlées pour la caractérisation expérimentale des performances thermohydrauliques des fluides caloporteurs en convection mixte ou forcée. Cette évaluation s'appuie sur une méthode de mesure du coefficient d'échange convectif par thermographie infrarouge développée au sein de l'équipe de recherche.

Le chauffage de la paroi du tube induit de la convection mixte, puisque la masse volumique du fluide varie en fonction de la température. Les effets de la convection mixte augmentent non seulement le transfert de chaleur, mais réduisent également la longueur d'établissement thermique et peut provoquer une transition plus rapide vers un écoulement turbulent [1].

La cartographie du régime d'écoulement est importante afin de déterminer si les effets de la convection naturelle sont négligeables, c'est-à-dire s'il s'agit d'une convection forcée, ou s'ils sont importants, c'est-à-dire s'il s'agit d'une convection mixte. Il faut prendre cela en considération lors du choix des équations appropriées, en particulier pour les cas de transfert de chaleur dans le régime laminaire. Metais et Eckert [2] ont développé deux cartes des régimes pour l'écoulement vertical et horizontal. Ces résultats montrent que la limite entre la convection forcée et la convection mixte a été définie lorsque la différence entre les coefficients de transfert de chaleur ne dépassait pas 10 %. Ghajar et Tam [3] ont été les premiers à développer une carte de convection pour des tubes horizontaux avec différentes géométries d'entrée, chauffés avec un flux de chaleur constant. La transition entre la convection forcée et la convection mixte était basé sur le rapport des coefficients de transfert de chaleur locaux au sommet (h_s) et à la base (h_b) du tube. Ces résultats montrent que la convection mixte domine lorsque le rapport $\frac{h_s}{h_b} \leq 0{,}8$. Tam et al. [4] ont amélioré la carte de Ghajar et Tam [3] en identifiant cinq régimes de convection : turbulente forcée, transition forcée, transition mixte, laminaire forcée et mixte. Bien que ces résultats soient exacts pour les fluides ayant un nombre de Prandtl élevé, ils deviennent inexacts dès que le nombre de Prandtl et le diamètre du tube diminuent. Everts et Meyer [5] ont étudié la transition entre la convection forcée et la convection mixte pour des fluides ayant différents nombres de Prandtl, notamment l'eau, s'écoulant dans des tuyaux ayant une large gamme de diamètres internes. Ils ont développé six cartographies, pour les régimes thermiquement établis et non établis, de la transition de convection en fonction du flux de chaleur représenté par le nombre de Grashof modifié. Deux de ces cartographies concernent les régimes thermiquement établis et non établis, et sont développées en fonction des nombres de Rayleigh (Ra^*) et de Richardson modifiés (Ri^*) ainsi que du nombre de Graetz (Gz) où :

$$Ra^* = Gr^* Pr \tag{1}$$

$$Ri^* = \frac{Gr^*}{Re^2} \tag{2}$$

$$Gz = \frac{RePrd_i}{x} \tag{3}$$

Avec Pr : nombre de Prandtl, Re : nombre de Reynolds et Gr^* : nombre de Grashof modifié définis par :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} \tag{4}$$

$$Re = \frac{\rho V d_i}{\mu} \tag{5}$$

$$Gr^* = \frac{g\beta q'' {d_i}^4}{v^2 k} \tag{6}$$

D'après les résultats de Everts et Meyer [5], le régime de l'écoulement est en convection forcée si $Ri^* \left(\frac{X}{d_i}\right) < 1{,}64$ et $\frac{Ra^*}{Gz} < 4038$.

Dans cet article, nous présenterons les résultats de mesures expérimentales réalisées sur notre banc d'essai dans une configuration d'écoulement interne dans un tube circulaire, en régimes de convection forcée et de convection mixte. Les régimes laminaire, transitionnel et turbulent seront étudiés. Les résultats seront confrontés aux données de la littérature. L'influence de l'établissement thermique et de la nature du régime de convection (mixte ou forcée) sur la performance de l'échange thermique sera analysée.

2. Modélisation des comportements dynamique et thermique

L'évaluation de la performance énergétique des fluides caloporteurs nécessite la détermination de deux paramètres principaux : le coefficient d'échange convectif *h* et la perte de charge ΔP. L'échange convectif est représenté par le nombre de Nusselt *Nu* :

$$Nu = \frac{h d_i}{k} \tag{7}$$

Les pertes de charge sont représentées par le coefficient de perte de charge λ :

$$\lambda = \frac{2\Delta P d_i}{\rho V^2 L_p} \tag{8}$$

En présence de convection forcée, ces deux nombres adimensionnels dépendent du nombre de Reynolds. En régime laminaire, lorsque l'écoulement est dynamiquement établi, le coefficient de perte de charge dans une conduite est défini par la loi de Poiseuille [6]:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \tag{9}$$

Même lorsque l'écoulement est dynamiquement établi, il est difficile d'obtenir un établissement thermique. Dans ce cas, le nombre de Nusselt varie avec la distance axiale x du début du chauffage et peut être déterminé en utilisant la corrélation théorique de Kays et Crawford [7]:

$$Nu_x = \left[\frac{11}{48} - \frac{1}{2}\sum_{m=1}^{\infty} \frac{exp\left(-2{\gamma_m}^2 Gz^{-1}\right)}{A_m {\gamma_m}^4}\right]^{-1} \tag{10}$$

0ù A_m et γ_m sont respectivement des constantes et des valeurs propres déterminées par Kays et Crawford.

En régime turbulent, il n'existe pas de relation théorique permettant de déterminer Nu et λ. En revanche, de nombreuses corrélations empiriques, présentées dans le Tableau 1, permettent d'estimer le coefficient de perte de charge ainsi que le nombre de Nusselt.

λ	Filonenko [8]	$\lambda = [1{,}82\log(\mathrm{Re_D}) - 1{,}64]^{-2}$	Conduite lisse
	Colebrook [9]	$\frac{1}{\lambda} = -2\log\left(\frac{2{,}51}{\mathrm{Re_D}\sqrt{\lambda}} + \frac{\in/\mathrm{d_i}}{3{,}7}\right)$	Conduite rugueuse
Nu	Gnielinski [10]	$\mathrm{Nu} = \frac{\frac{\lambda}{8}(\mathrm{Re_D}-1000)\mathrm{Pr}}{1+12{,}7\sqrt{\frac{\lambda}{8}}\left(\mathrm{Pr}^{\frac{2}{3}}-1\right)}$	
	Meyer et al. [11]	$\mathrm{Nu} = 0{,}018{\mathrm{Re_D}}^{-0{,}25}(\mathrm{Re_D}-500)^{1{,}07}\mathrm{Pr}^{0{,}42}\left(\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr_p}}\right)^{0{,}11}$	

Tableau 1 : *Corrélations donnant le coefficient de perte de charge et le nombre de Nusselt en régime turbulent*

3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental illustré à la figure 1 est un circuit thermo-hydraulique utilisé pour mesurer le coefficient d'échange convectif et les pertes de charge du fluide qui circule à l'intérieur, afin d'analyser la performance énergétique de ces fluides caloporteurs. Le développement du banc d'essai se base sur de précédents travaux réalisés en interne [12]. Le dispositif est composé d'un réservoir, placé dans un bain à ultrasons, où le fluide est stocké, de deux pompes Moineau (pour de faibles débits de 0,02 à 0,1 m^3.h^{-1} et de grands débits de 0,1 à 0,5 m^3 .h^{-1}), d'un serpentin immergé dans un bain thermostaté permettant de réguler la température d'entrée dans la zone de test à $T_i = 20\ °C$, correspondant à la température ambiante (T_a). Ce choix vise à limiter les échanges thermiques avec l'ambiance de la pièce. Le banc d'essai comprend aussi un débitmètre massique à effet Coriolis (0-700 kg.h^{-1} avec une précision de 0,05% de la valeur mesurée) qui permet de mesurer le débit massique, la masse volumique et la température du fluide à la sortie de la zone de test.

Le circuit est constitué de deux tubes identiques en acier inoxydable de diamètre interne $d_i = 10\ mm$ et de diamètre extérieur $d_e = 12\ mm$, d'une longueur (L) de 3 m chacun. Le tube supérieur est chauffé par effet Joule, via une alimentation électrique, sur une longueur L_c égale à 2m. Le chauffage commence à 1m du début de ce tube pour assurer que l'écoulement soit dynamiquement établi en entrée de la zone chauffée. Le régime ne peut être thermiquement établi en raison de la longueur réduite de la zone de chauffage et de la condition de flux imposé. Une pince ampèremétrique (0 - 400 A avec une précision de ±0,5A ±2,5%) est utilisée pour mesurer l'intensité tandis que la tension est mesurée directement (0 - 5 V avec une précision de 0,1% de l'étendue de mesure). Le tube non chauffé est placé en amont pour servir de référence de température. Les deux tubes sont recouverts d'une peinture noire mate d'une émissivité de 0,93, ce qui permet d'enregistrer la température de surface des parois extérieures à l'aide d'une caméra thermique (FLIR modèle A6751, résolution de 640×512 pixels, gamme spectrale de 3 à 5 µm, NETD ≤ 20 mK à 20 °C). La caméra est montée sur un rail pour mesurer le coefficient d'échange convectif local sur toute la longueur du tube. Un transmetteur de pression différentielle (0 - 350 mbar avec une précision de 0,04% de l'étendue de mesure) est utilisé pour mesurer la perte de charge entre l'entrée et la sortie du tube chauffé. Tous les instruments de mesures sont reliés à la centrale d'acquisition GRAPHTEC pour l'enregistrement des mesures.

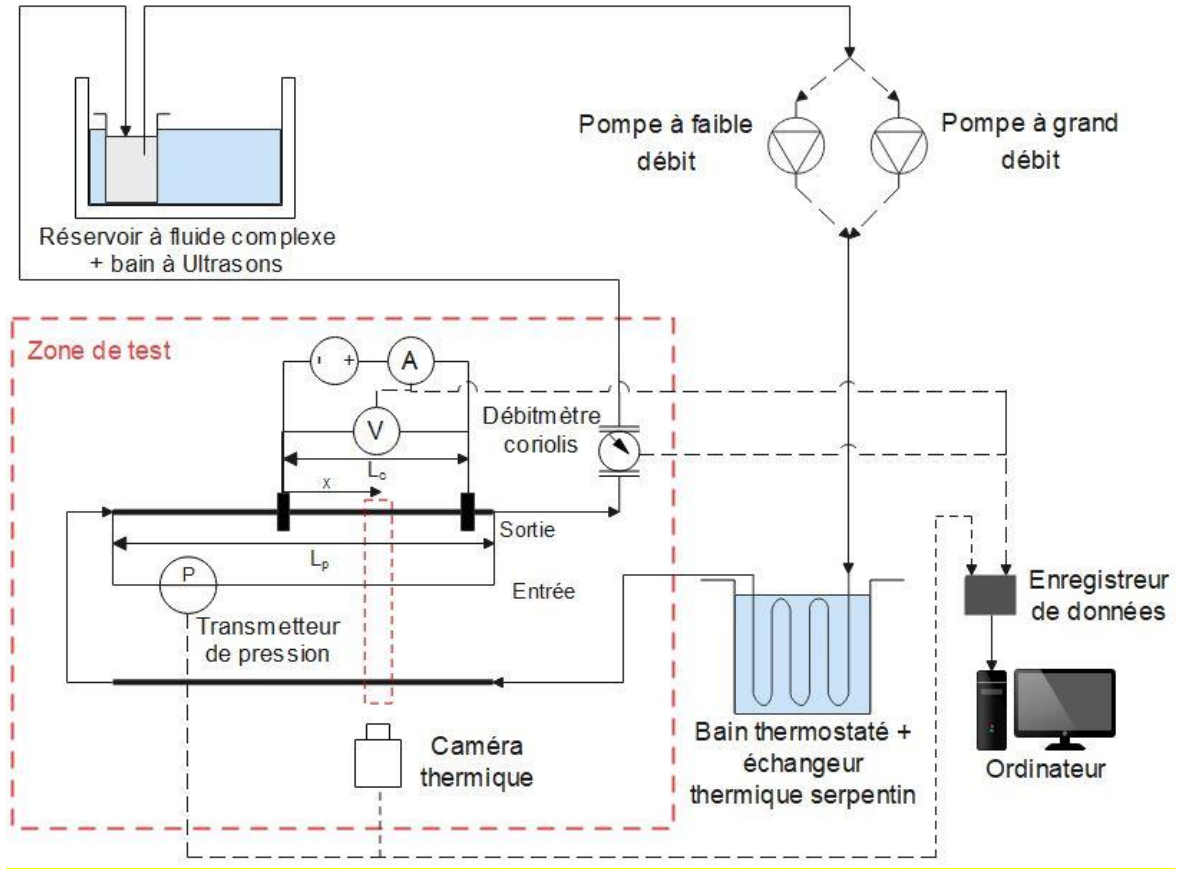


Figure 1 : *Dispositif expérimental*

Le coefficient d'échange convectif est déterminé à partir d'un bilan thermique sur le tube après une excitation électrique augmentant la température de la paroi externe d'une valeur ΔT. La température de la paroi du tube non chauffé correspond à la température du fluide entrant dans le tube chauffé T_i. Comme les tubes ne peuvent pas être thermiquement isolés, les pertes thermiques vers l'environnement sont estimées à partir de la corrélation de Churchill [13] pour les pertes convectives et à partir de l'équation de Stefan-Boltzmann pour les pertes radiatives. Lors de ces expériences, la valeur du coefficient d'échange global (h_e) est toujours d'environ 10 $Wm^{-2}K^{-1}$. Connaissant la température locale $T_e(x)$ de la paroi externe du tube chauffé, la température ambiante T_a et, en supposant que la densité de flux de chaleur q'' est constante sur toute la longueur de chauffage L_c, le coefficient d'échange convectif local est déterminé à l'aide de l'équation suivante :

$$h_i(x) = \frac{UI - h_e \pi d_e L_c (T_e(x) - T_a)}{\pi d_i L_c \left(T_e(x) - \frac{p}{4k} \left(\left(\frac{d_e}{2}\right)^2 - \left(\frac{d_i}{2}\right)^2 \right) - T_i - \frac{px}{L_c Q_m C_p} \right)} \quad (11)$$

4. Résultats et discussion

La figure 2 illustre l'évolution du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds pour l'eau à $x/d_i = 19$. Les résultats montrent que les mesures sont en bon accord avec la loi de Poiseuille [6] en régime laminaire et les corrélations de Filonenko [8] et Colebrook [9] en régime turbulent.

La figure 3 montre l'évolution de nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds à $x/d_i = 19$. En régime laminaire, les résultats montrent que le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds car l'écoulement n'est pas thermiquement établi. Les mesures sont en bon accord avec la corrélation théorique de Kays et Crawford [7]. En régime turbulent, les

mesures sont en bon accord avec les corrélations empiriques de Gnielinski [8] et de Meyer *et al*. [11].

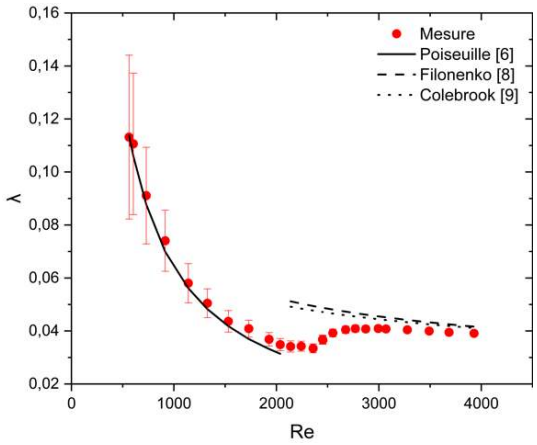


Figure 2 : *Coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds pour l'eau à x/d_i = 19*

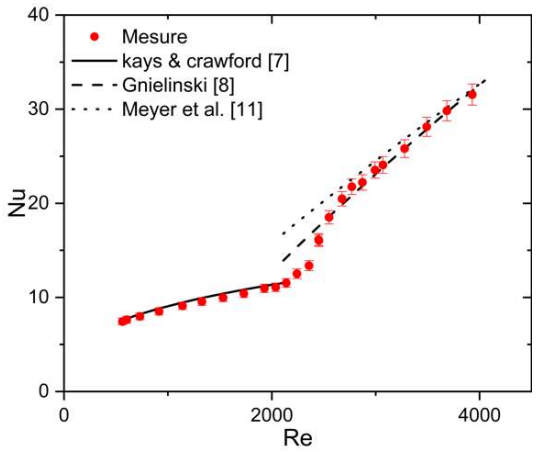


Figure 3 : *Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour l'eau à* x/d_i = 19

Les figures 4a et 4b montrent l'évolution du nombre de Nusselt local à différentes distances du début du chauffage (de x/d_i = 19 à 179), à différents nombres de Reynold (550, 900, 1300 et 1800) et deux densités de flux de chaleur pour chaque Re.

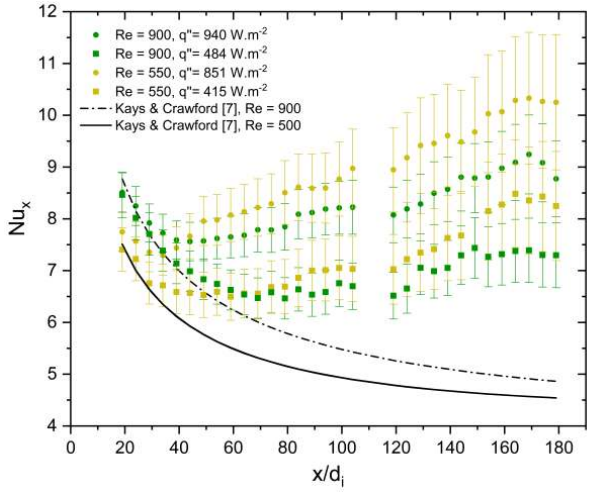


Figure 4a

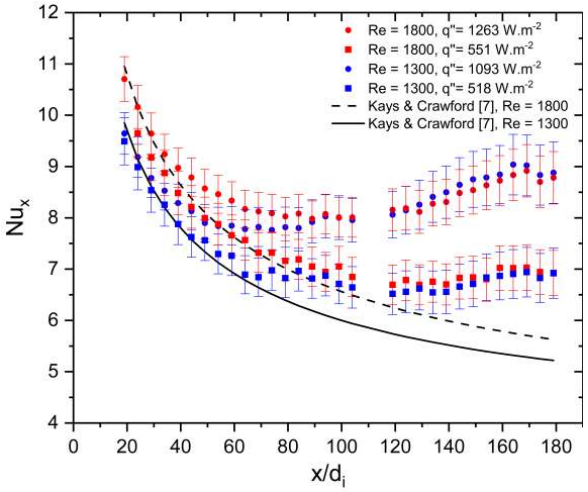


Figure 4b

Figure 4 : Évolution du nombre de Nusselt local en fonction de $\frac{x}{d_i}$ pour différents Re et différentes densités de flux de chaleur

Les résultats de la figure 4 montrent que le nombre de Nusselt local diminue respectivement avec l'augmentation du nombre de Reynolds et de la distance du début de chauffage. Quand la valeur de x/d_i augmente, la valeur de Nu_x diminue en accord avec la corrélation théorique de Kays et Crawford [7] tant que le régime de convection reste forcé. En revanche, après une certaine valeur de x/d_i, dépendante du nombre de Reynolds et q'', les mesures divergent de la théorie sous l'effet de la convection mixte. Ainsi, pour un *Re* donné, quand la densité de flux de chaleur augmente, le nombre de Nusselt local s'éloigne plus rapidement de la corrélation théorique de Kays et Crawford [7] et est plus élevé car les effets de la convection naturelle

deviennent de plus en plus importants. Le même phénomène est mis en évidence par les résultats de Meyer et Everts [14]. Le régime de convection mixte apparait d'autant plus en amont sur la zone chauffée que la densité de flux de chaleur est importante et que le nombre de Reynolds est faible. Pour Re = 550, la transition vers la convection mixte aura lieu à $\frac{x}{d_i} \approx 30$ pour $q'' = 415\ W.m^{-2}$ et à $\frac{x}{d_i} \approx 20$ pour $q'' = 851\ W.m^{-2}$. En revanche, Pour Re = 1800, la transition aura lieu à $\frac{x}{d_i} \approx 90$ pour $q'' = 551\ W.m^{-2}$ et à $\frac{x}{d_i} \approx 40$ pour $q'' = 1263\ W.m^{-2}$.

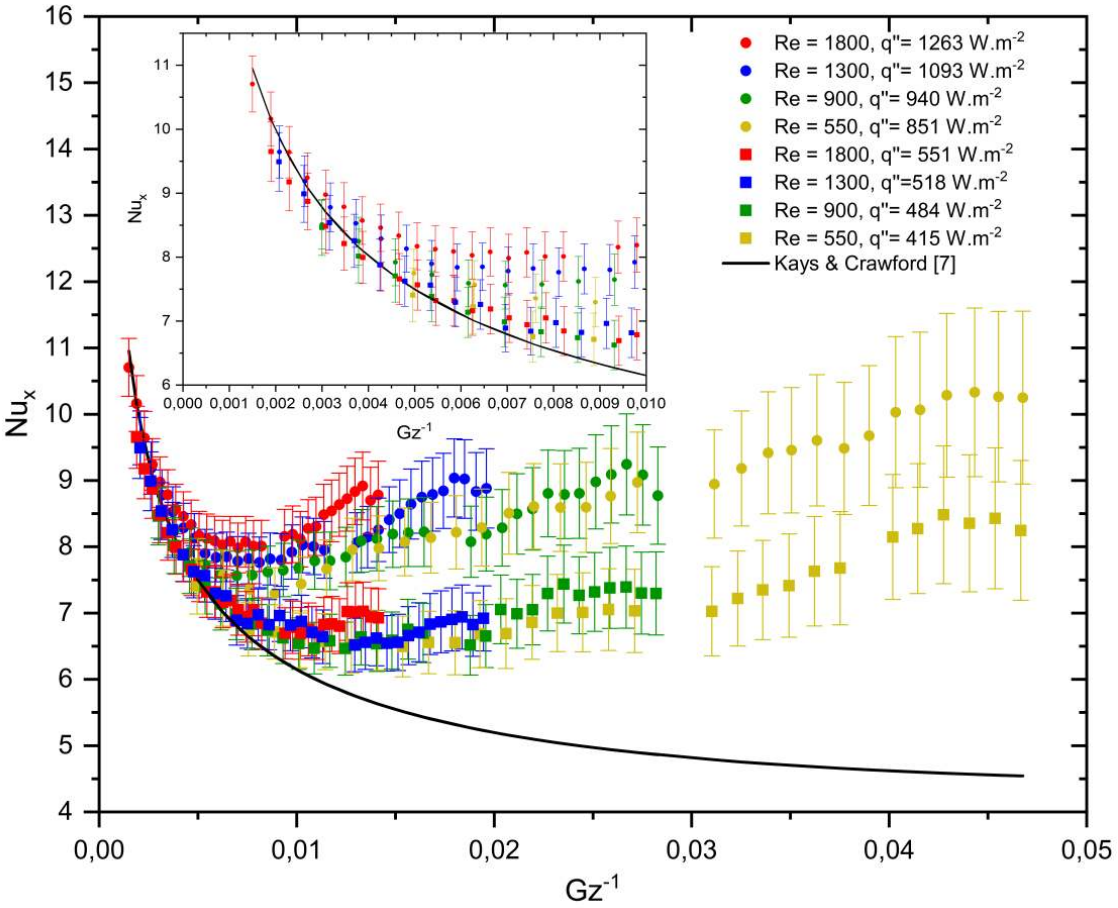


Figure 5 : *Evolution du nombre de Nusselt local en fonction de* Gz^{-1} *pour différents nombres de Reynolds en régime laminaire et pour différentes densités de flux de chaleur*

La figure 5 montre l'évolution de nombre de Nusselt local en fonction de l'inverse du nombre de Graetz ce qui permet de regrouper sur une courbe unique l'évolution du Nu_x en convection forcée en régime laminaire [7]. Nu_x diminue avec l'augmentation de l'inverse du nombre de Graetz sur le tout début de la zone chauffée correspondant au régime de convection forcée. Cependant, on note très rapidement un écart important avec le résultat théorique de Kays et Crawford [7] qui indique l'apparition de la convection naturelle. Le régime de convection mixte apparait d'autant plus tôt que la densité de flux de chaleur est importante et que le nombre de Reynolds est faible.

5. Conclusion

L'objectif de cette étude est la caractérisation expérimentale des performances thermohydrauliques des fluides caloporteurs. Celles-ci sont évaluées sur un banc d'essai d'échangeur de laboratoire s'appuyant sur une méthode de mesure du coefficient d'échange convectif par thermographie infrarouge développée en interne. Les résultats présentés pour

l'eau ont permis une validation du banc d'essai en termes de pertes de charge et d'échange convectif. Les résultats sur l'échange thermique montrent, en particulier, une transition rapide vers un régime de convection mixte qui devient majoritairement présent sur la zone chauffée jusqu'à doubler l'échange thermique par rapport à la convection forcée. Ce régime de convection mixte apparait d'autant plus tôt que la densité de flux de chaleur est importante et que le nombre de Reynolds est faible. Ces résultats pourront servir de base de comparaison lors d'essais sur d'autres fluides caloporteurs.

Références

[1] H.A. Mohammed, Y.K. Salman, The effects of different entrance sections lengths and heating on free and forced convective heat transfer inside a horizontal circular tube, Int. Com. in Heat and Mass Transfer, 34 (2007) 769–784. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2007.03.005.

[2] B. Metais, E.R.G. Eckert, Forced, Mixed, and Free Convection Regimes, Journal of Heat Transfer 86 (1964) 295–296. https://doi.org/10.1115/1.3687128.

[3] A.J. Ghajar, L.-M. Tam, Flow regime map for a horizontal pipe with uniform wall heat flux and three inlet configurations, Experimental Thermal and Fluid Science, 10 (1995) 287–297. https://doi.org/10.1016/0894-1777(94)00107-J.

[4] L. Tam, A. Ghajar, H.-K. Tam, S. Tam, Development of a Flow Regime Map for a Horizontal Pipe With the Multi-Classification Support Vector Machines, 2008 Proc. of the ASME Summer Heat Transfer Conference, HT2008-56094 (2008) 537-547. https://doi.org/10.1115/HT2008-56094.

[5] M. Everts, J.P. Meyer, Flow regime maps for smooth horizontal tubes at a constant heat flux, Int. J. Heat and Mass Transfer 117 (2018) 1274–1290. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.073.

[6] J.L. Poiseuille, Recherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très petits diamètres, Imprimerie Royale, Paris, 1844.

[7] W. M. Kays, M.E. Crawford, Convective heat and mass transfer, McGraw-Hill, 1993.

[8] G. Filonenko. Hydraulic resistance in pipes. Teploenergetika, 4 (1954) 40–44.

[9] C.F. Colebrook, Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws, J. of the Institution of Civil Engineers, 11(4) (1939) 133–156.

[10] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels, Int. Chem. Eng, 16(2) (1976) 359–368.

[11] J.P. Meyer, M. Everts, N. Coetzee, K. Grote, M. Steyn, Heat transfer coefficients of laminar, transitional, quasi-turbulent and turbulent flow in circular tubes, Int. Com. in Heat and Mass Transfer 105 (2019) 84–106. https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.03.016.

[12] A. Briclot, C. Popa, J. Henry, S. Fohanno, Experimental study of the performance of two water-based nanofluids in the thermal entrance region of a pipe, Heat and Mass Transfer 59 (2023) 329–345. https://doi.org/10.1007/s00231-022-03265-4.

[13] S.W. Churchill, Laminar free convection from a horizontal cylinder with a uniform heat flux density, Letters in Heat and Mass Transfer 1 (1974) 109–111. https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90146-5

[14] J.P. Meyer, M. Everts, Single-phase mixed convection of developing and fully developed flow in smooth horizontal circular tubes in the laminar and transitional flow regimes, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 117 (2018) 1251-1273. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.070.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour le financement de ce travail dans le cadre du projet FLUIDINE (ANR-22-CE05-0017-01).

Etude expérimental de l'ébullition se produisant dans un film d'eau tombant sur une plaque verticale plane rainurée à des pressions proches du proche du point triple.

Experimental study of falling film boiling occurring in a grooved flat vertical plate at pressures close to the triple point.

Florine GIRAUD[1*], Justine SENECHAL[1], Benoît STUTZ[1]

[1]LOCIE, Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac, France
[*](auteur correspondant : florine.giraud@univ-smb.fr)

Résumé - Un évaporateur à films tombants sur une plaques rainurées a été développé et étudié au laboratoire LOCIE. Cet évaporateur permet d'assurer un bon mouillage des parois tout en garantissant de faibles épaisseurs de films. Dans ce papier, les performances thermiques de cet échangeur ont été expérimentalement étudiées à des pressions absolues variant de 13 mbar à 23 mbar, des surchauffes pariétales comprises entre 1 et 15 K et des nombres de Reynolds allant de 80 à 460. Les différents comportements de bulles qui s'y développent sont étudiés. Il est montré que le développement de l'ébullition, sensiblement différent de celui observé à pression atmosphérique, apparait avoir un impact négligeable sur la performance de l'échangeur.

Abstract - A grooved vertical plate falling film evaporator has been developed and studied at the LOCIE laboratory. This evaporator ensures good wall wetting while guaranteeing low film thicknesses. In this paper, the thermal performance of this exchanger was been experimentally studied at absolute pressures ranging from 13 mbar to 23 mbar, wall superheats between 1 and 15 K and Reynolds numbers from 80 to 460. The boiling behaviour that develop are studied. It is shown that the development of boiling, significantly different from that observed at atmospheric pressure, appears to have a negligible impact on heat exchanger performance.

Nomenclature

L	longueur, m
h	enthalpie, $J.kg^{-1}$
S	surface d'échange, m^2
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$
T	température, K
w	largeur, m
Symboles grecs	
α	coefficient
Γ	Débit volumique par unité de largeur, $m^2.s^{-1}$
ΔT	différence de température, K
η_0	rendement d'ailette
φ	flux thermique surfacique, $W.m^{-2}$
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
Indices et exposants	
base	relatif à la base de l'ailette
car	caractéristique
ff	relatif au film tombant
fin	relatif à l'ailette
groove	relatif à la rainure
in	entrant
LM	logarithmique
out	sortant
plate	relatif à la plaque
sat	à saturation
sf	relatif au fluide secondaire

1. Introduction (Premier intertitre, 14 pts, gras)

Afin d'améliorer l'impact environnemental des systèmes énergétiques, notamment des pompes à chaleur et des systèmes de climatisation, en complément du durcissement continuel de la réglementation, l'ADEME propose dans son rapport de 2021 d'avoir recours à des technologies alternatives telles que des technologies permettant la substitution des fluides de travail conventionnels par des fluides à impact environnemental plus faible, le recours à de la compression thermique (par exemple : utilisation de systèmes à absorption) et à de l'autoconsommation d'énergies renouvelables.

L'utilisation de l'eau comme fluide de travail que ce soit dans les systèmes à compression mécanique ou les systèmes à compression thermique semble donc une alternative prometteuse en phase avec les recommandations de l'ADEME (ce fluide naturel est utilisé comme fluide réfrigérant dans les machines à absorption eau-bromure de lithium). Cependant, l'utilisation de l'eau dans ces systèmes implique de travailler à des pressions proches du point triple. A ces pressions, l'utilisation d'échangeurs à film tombant est souvent privilégiée puisque ces échangeurs permettent de garantir de relativement bonnes performances même à faibles surchauffes pariétales [1]. Ces échangeurs sont très souvent de technologie tubulaire. Leurs performances dépendent fortement des épaisseurs de films tombants. Pour assurer un bon mouillage des parois tout en garantissant de faibles épaisseurs de films et une technologie compacte, un évaporateur à plaques rainurées a été développé et étudié au laboratoire LOCIE [2]. Dans cet échangeur, l'apparition de phénomènes d'ébullition a été observée. La dynamique de croissance des bulles y semble plus importante qu'en ébullition en vase comme cela est décrit dans la littérature [4]. A basse pression, l'ébullition en film tombant pourrait conduire à des coefficients d'échange locaux qui pourraient surpasser les performances obtenues en ébullition en vase [3] compte tenu de l'absence de pression hydrostatique qui joue un rôle majeur sur les performances de l'ébullition en vase basse pression. Or, les performances obtenues en ébullition en film tombant semblent également diminuer lorsque la pression diminue [3].

L'objectif de cette étude est donc d'aller un peu plus loin dans la compréhension des phénomènes d'ébullition se produisant dans un film tombant. Différents comportements de bulles sont étudiés dans le cas particulier de film d'eau s'écoulant dans des rainures de 4 mm de large et 1 mm de profondeur. L'impact de l'ébullition sur les performances thermiques de l'échangeur est discuté. Ces performances sont expérimentalement étudiées à des pressions absolues de 12,5 mbar, 17 mbar et 23,4 mbar, des surchauffes pariétales comprises entre 1 et 15 K et des nombres de Reynolds allant de 80 à 460.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental étudié est schématisé sur la Fig. 1. Il est principalement constitué d'une enceinte sous-vide dans laquelle est inséré l'évaporateur à plaque rainurée et un condenseur hélicoïdal. Le condenseur, connecté à un bain thermostaté (noté B1 sur Fig. 1), permet le contrôle de la pression dans l'enceinte. L'évaporateur à plaque rainuré (Figure 2) est constitué d'une plaque avant (1) sur laquelle s'écoule de film ruisselant et d'une plaque arrière (2) permettant la circulation à contrecourant du fluide caloporteur (connecté au bain B2). La plaque avant en aluminium de 3 mm d'épaisseur dispose de 20 rainures de 4 mm de large et 1 mm de profondeur. Chaque rainure est séparée de 1 mm. La surface totale rainurée est de 0,3 m par 0,1 m. L'évaporateur est équipé d'un distributeur (3) partie haute et d'un collecteur (4) en partie basse pour gérer les écoulements d'eau.

Le fluide de travail, de l'eau distillée, est initialement stocké dans une bouteille placée en bas de plaque. Un échangeur dans lequel circule cette eau permet de fixer la température de l'eau contenu dans le réservoir à la température désirée (ici, la température de saturation). Cette eau est ensuite pompée dans un second réservoir situé environ 1 m au-dessus du distributeur de l'échangeur afin que l'écoulement entre ce réservoir et l'entrée de l'échangeur soit le plus proche possible d'un écoulement gravitaire et ne soit pas soumise à des excitations en pression par la pompe de circulation. Avant d'être uniformément distribuée dans les rainures, l'eau passe dans l'échangeur noté HX1 dans la Fig. 1 pour garantir une alimentation en fluide à la température désirée (soit ici T_{sat}). Le fluide s'écoule ensuite le long des rainures où une partie change de phase (liquide/vapeur). Le fluide non évaporé est collecté en bas de plaque. Le fluide évaporé se condense au niveau du condenseur avant de retourner dans le réservoir.

Les températures, débits et pression sont mesurés en différents endroits afin de permettre des bilans d'énergie au niveau de chaque composant.

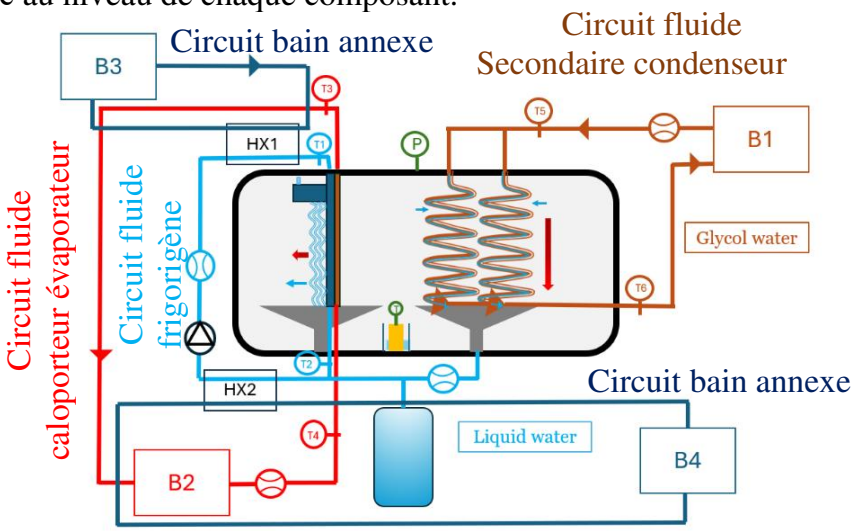


Figure 1: *Schéma du dispositif expérimental utilisé.*

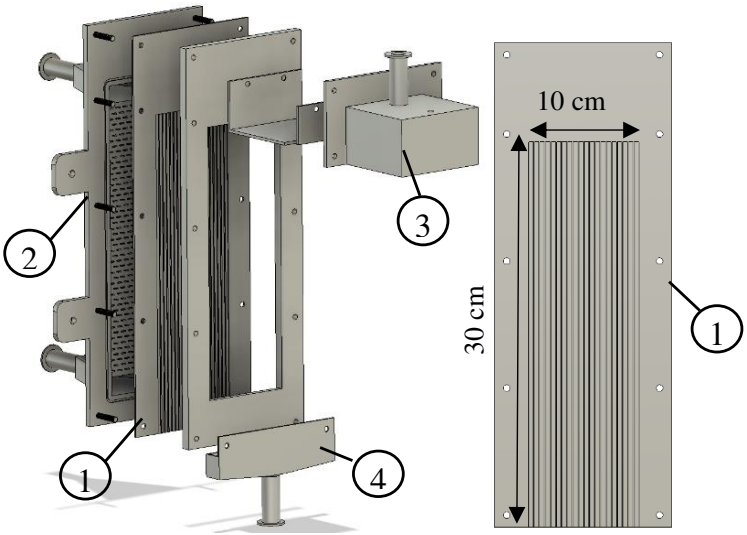


Figure 2: *a) Vue explosée de l'évaporateur, b) Vue de face de la plaque rainurée.*

La pression dans l'enceinte est fixée à 12,5 mbar, 17 mbar et 23,4 mbar. La différence de température entre l'entrée du fluide caloporteur et l'entrée du fluide de travail varie entre 1 et 15 K. Le nombre de Reynolds au niveau du film tombant (Eq. 1) varie entre 80 to 463.

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu} \qquad (1)$$

Une méthode de Monte-Carlo par tirages aléatoires est utilisée pour estimer l'erreur de mesure de chaque grandeur calculée (100000 tirs aléatoire, facteur d'élargissement de 2). L'incertitude de mesure est estimée à moins de 5 % sur l'estimation du flux, 1 % sur le coefficient d'échange global et 1 % sur le débit du film tombant.

3. Transfert thermique à l'échelle de l'évaporateur

Pour chaque test, un bilan d'énergie est réalisé à l'échelle de l'évaporateur et du condenseur. Ce bilan est réalisé une fois le régime permanent atteint. Il permet notamment via l'équation 2 d'estimer la puissance thermique échangée entre le fluide tombant et le fluide secondaire. Ce calcul, ainsi que le calcul du ΔT_{LM} est effectué sur les données récoltées toutes les secondes pendant au moins 10 min une fois le régime permanent atteint. Les valeurs présentées Fig. 3 sont les moyennes temporelles obtenues pour chaque point expérimental.

$$\varphi_{cool,sf} = \frac{\dot{m}_{sf}(h_{in,fs} - h_{out,fs})}{20 L_{plate}(w_{groove} + w_{fin})} \qquad (2)$$

$$\Delta T_{LM} = \frac{T_{in,fs} - T_{out,fs}}{\ln\left(\frac{T_{in,fs} - T_{sat}}{T_{out,fs} - T_{sat}}\right)} \qquad (3)$$

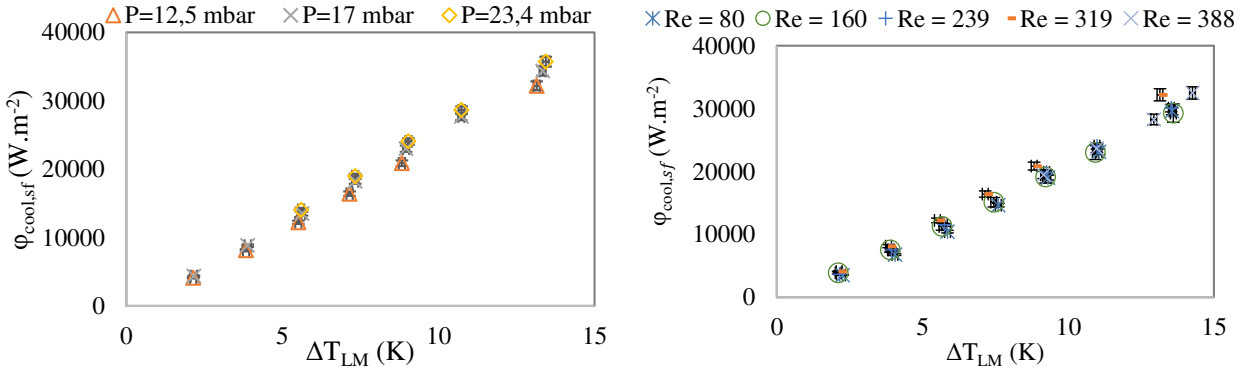


Figure 3: *Exemple de courbes obtenues a) à $\dot{m}_{ff} = 120\ kg/h$ et pression de vapeur saturante de 12,5 mbar, 17,5 mbar et 23,4 mbar, b) à P=12,5 mbar et différents débits de fluide frigorigène.*

La relation linéaire obtenue Fig. 3 permet de calculer le coefficient de transfert thermique global. L'évolution du coefficient de transfert thermique global ainsi calculé en fonction du Nombre de Reynolds du film tombant est donnée sur la Fig. 4 pour l'ensemble des essais réalisés (ce qui représente plus de point de fonctionnement que ceux présentés Fig. 3)

Le coefficient de transfert thermique K peut s'exprimer en fonction de 3 résistances thermiques en série liées aux transferts convectifs dans le film ruisselant, le transfert convectif à travers la plaque et le transfert convectif coté fluide caloporteur (4).

$$\frac{1}{K_n S_{ff}} = R_{ff} + R_{bas} + R_{fs} = \frac{1}{\eta_{0,ff} h_{ff} S_{ff}} + \frac{e_{base}}{\lambda_{base} S_{base}} + \frac{1}{\eta_{0,fs} h_{fs} S_{fs}} \qquad (4)$$

Avec $\eta_{0,ff}$ et $\eta_{0,fs}$ les efficacités d'ailettes coté rainure et fluide caloporteur, S_{ff} S_{base} et S_{fs} les surfaces de référence relatives au transfert convectif coté fluide de travail, conduction dans la plaque et convection coté fluide caloporteur.

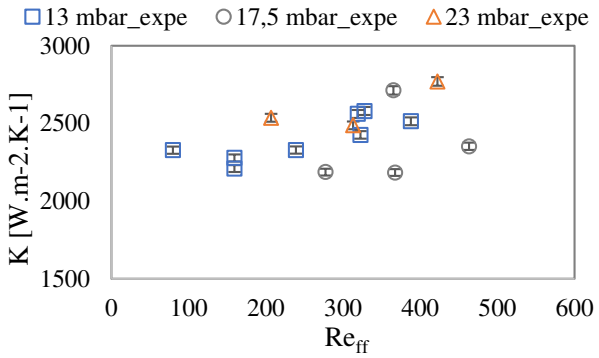


Figure 4 : *Coefficient d'échange global au niveau de l'évaporateur en fonction du Nombre de Reynolds du film tombant.*

Le coefficient de transfert thermique convectif en régime turbulent coté fluide caloporteur peut s'exprimer sous la forme d'une corrélation classique (5) dont le coefficient α peut être estimé expérimentalement en faisant varier le débit de fluide. Concrètement, en faisant varier le débit du fluide secondaire de 170 L/min à 1000 L/min (tout autre paramètre étant laissé constant), une relation linéaire est obtenue entre la grandeur $\frac{1}{K_n S_{ff}}$ et $\frac{1}{\eta_{0,fs} \alpha Re_n{}^{0.8} Pr_n{}^{1/3} S_{fs}}$ (Eq. 4). La détermination du coefficient directeur de la droite ainsi obtenue permet de déterminer expérimentale $\eta_{0,fs}\alpha$. Cette grandeur est considérée constante pour toutes les conditions testées. La différence entre R_{fs} ainsi prédite et R_{fs} déterminée à partir des données expérimentalement est estimée à moins de 5 %.

$$Nu = \frac{h_{fs}.L_{car}}{\lambda} = \alpha Re_n{}^{0.8} Pr_n{}^{1/3} \quad (5)$$

Les résistances résumées dans le Tableau 1 sont donc ainsi obtenues.

R_{fs} [K/W]	R_{base} [K/W]	R_{ff} [K/W]
3.24E-03 ± 4 E-06	1.87E-04 ± 9E-06	1.03E-02 ± 5E-04

Tableau 1 : *Résistances au transfert thermique côté fluide de travail (R_{ff}), par conduction dans les rainures et la plaque d'aluminium (R_{base}), côté fluide caloporteur (R_{fs}) (Re_{ff} = 322, P_{sat} = 13 mbar, m_{ff} = 270L/min)*

Les coefficients d'échange obtenus, compris entre 2000 et 2900 $W.m^{-2}.K^{-1}$ sont du même ordre de grandeurs que les coefficients d'échanges obtenus avec d'autres configurations d'échangeurs dans des conditions similaires et présentés dans la littérature scientifique [5] [6] [7]. La résistance au transfert thermique est bien prépondérante du côté du fluide de travail qui est donc bien le fluide limitant les transferts de chaleur.

4. Impact de l'ébullition

Bien que la forme des courbes obtenues Fig. 3 suggèrent un coefficient d'échange ne dépendant pas de la surchauffe imposée, les vidéos réalisées durant les différents essais montrent l'apparition de bulles à partir d'une certaine surchauffe pariétale. De manière générale, ces bulles peuvent :

- Être de taille inférieure à la largeur de la rainure et ne pas montrer de croissance significative (présente dès le haut de la plaque). Elles semblent s'écouler avec le film liquide. Une confusion est parfois possible avec l'onde gravitaire qui se développe le long des rainures pour des nombre de Reynolds élevés et qui peut être observée par la caméra rapide.
- Croître le long de la rainure jusqu'à atteindre une taille apparente de 4 mm (largeur de la rainure), continuer à croitre, toujours le long de la rainure, puis éclater (Fig. 5a).

- Croître le long de la rainure jusqu'à atteindre une taille apparente de 4 mm, s'allonger le long de la rainure puis sortir de la rainure pour retrouver une forme apparente relativement sphérique avant d'éclater (Fig. 5b). Ces bulles peuvent atteindre des diamètres apparents supérieurs à 5 cm.

Une séquence d'images présentant ces deux derniers comportements est représentée Fig. 5. Sur cette figure, t = 0 ms est arbitrairement choisie au moment où il est possible, à l'œil nu, de voir le premier embryon de vapeur. Le temps entre chaque image n'est pas identique, l'échelle entre les deux différentes séquences d'images non plus. Les photos ont été sélectionnées afin de faire apparaître les principaux phénomènes observés.

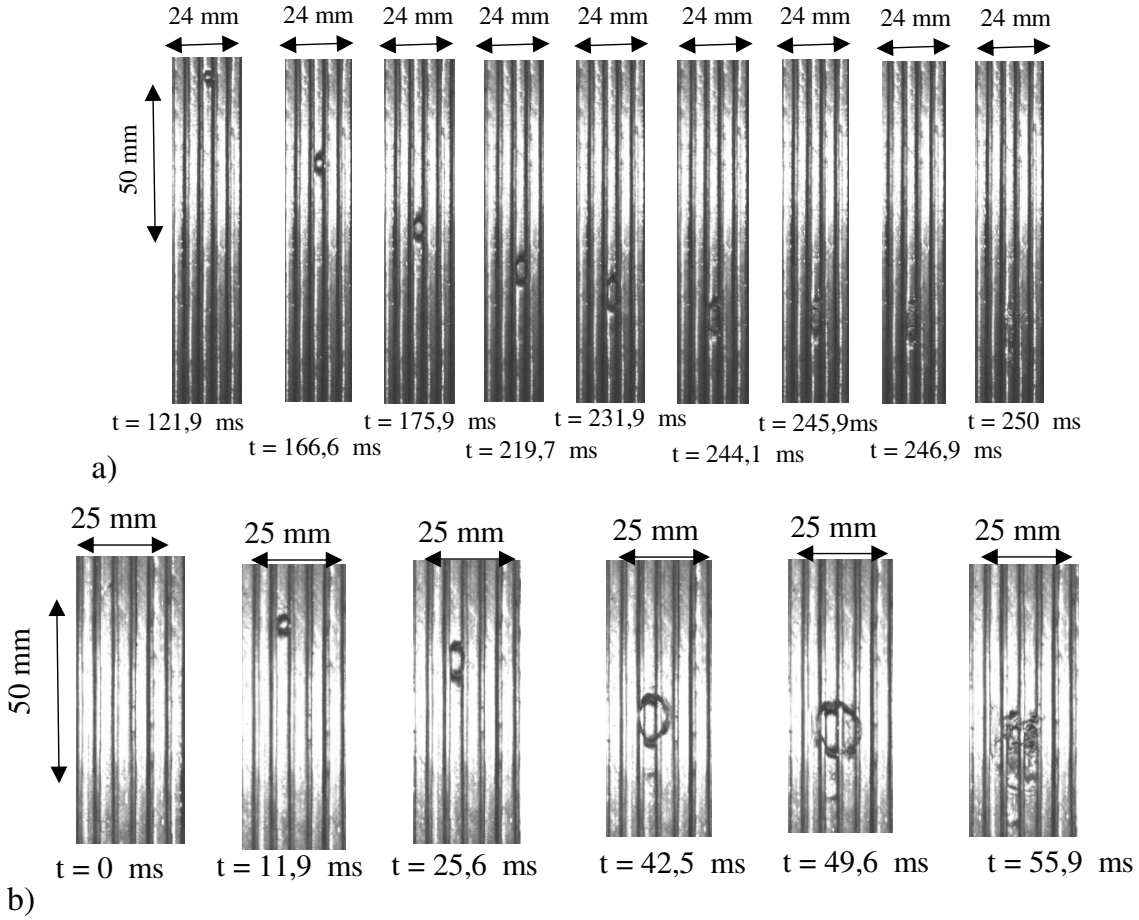


Figure 5: *séquences d'images a) d'une bulle allongée éclatant dans la rainure, b) d'une bulle sortant ensuite de la rainure pour retrouver une forme quasi sphérique (Re = 322, ΔT_{LM} = 14 K)* .

Ces différents comportements de bulles sont résumés sur la Fig. 6.

De manière générale, l'apparition de bulles est observée pour des ΔT_{LM} supérieur à 6 K. Par ailleurs, d'après la Fig. 6, l'apparition de bulles ayant une dynamique et une taille leur permettant de sortir du canal semble plus propice pour les nombres de Reynolds les plus élevés étudiés (sans doute lié à un effet de remplissage sur le canal), ce qui correspond également aux conditions pour lesquelles le débit de film est plus important et la pression de saturation est plus élevée.

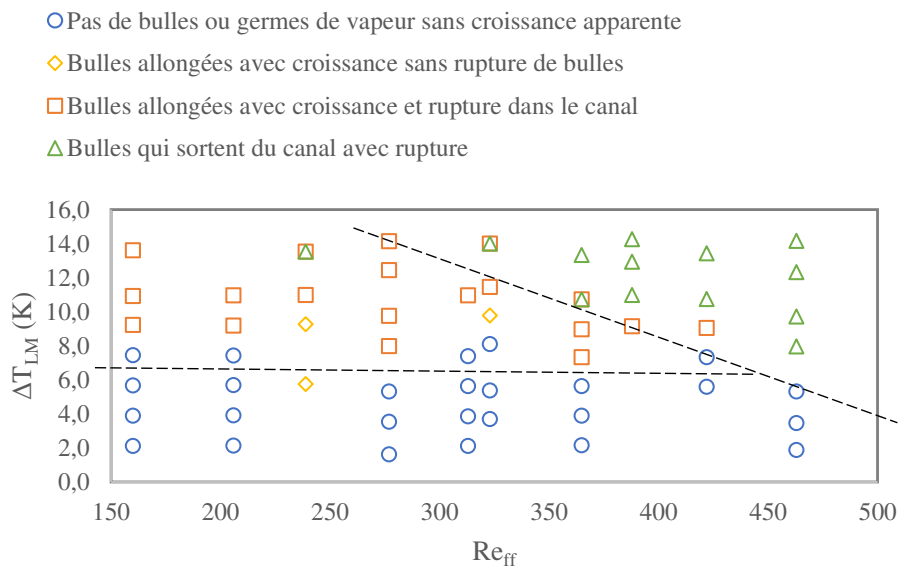


Figure 6: *Type de bulles observes en fonction du nombre de Reynolds du fluide tombant.*

Bien que les bulles observées puissent atteindre parfois plusieurs centimètres, comme suggéré par les courbes Fig. 3, l'intensification du transfert due à la croissance de la bulle elle-même (sans considérer l'impact des lignes triples crées par ces bulles ni la présence éventuelle de film très fin piégé entre la bulle et la paroi favorisant l'évaporation du fluide piégé) est négligeable et reste de l'ordre du mW. La Fig. 7 montre les puissances estimées dues à la croissance de bulles. Ces puissances sont calculées suivant la relation (6).

$$\varphi_{bulle} = \sum_{n=1}^{nb\ bubbles} \rho_{vap,n} \cdot \left(\frac{dV}{dt}\right)_n . \Delta h_{lv} \quad (6)$$

Les bulles, lorsqu'elles ont une forme allongée dans le canal sont considérées comme étant des ellipsoïdes dont la troisième dimension (celle dans la profondeur non accessible par la caméra) est égale à la largeur de la bulle (section de bulle sphérique). Elles sont sinon considérées comme étant hémisphérique.

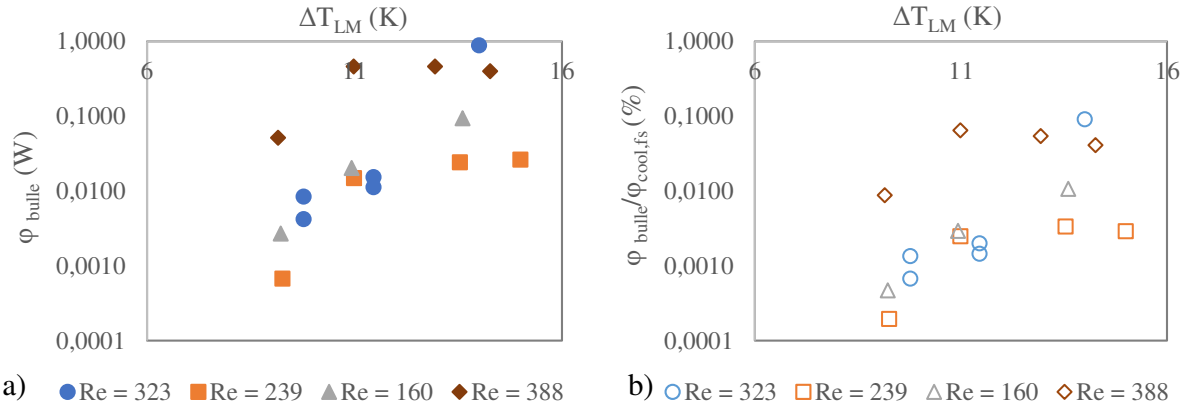


Figure 7: *Estimation de la puissance échangée due a) à la croissance des bulles et b) ratio (en %) entre cette puissance et la puissance totale échangée au niveau de l'échangeur.*

5. Conclusion

Les évaporateurs à film ruisselant mettant en œuvre des écoulements d'eau avec des température proches de la température du point triple, peuvent être le siège d'ébullition caractérisée par des bulles pouvant atteindre des tailles centimétriques. L'apparition de ce

régime ne se traduit pas par une intensification des échanges, comme le laisserait penser les études mentionnées dans la littérature. En considérant uniquement l'énergie transférée lors de la croissance de bulle, les puissances échangées sont estimées être de l'ordre du mW alors qu'au niveau de l'échangeur, les puissances échangées varient entre 600 W et 1 000 W pour les surchauffes permettant l'observation d'ébullition. Ces estimations sont en accord avec les courbes représentant le flux surfacique en fonction de la différence de température moyenne logarithmique qui suggère que le flux échangé est proportionnel à cette différence de température pour les surchauffes imposées testées. Néanmoins les données obtenues peuvent apporter des informations intéressantes quant à la dynamique de croissance de bulle proche du point triple, dans un film tombant contraint latéralement et nécessite d'être plus amplement traitées.

Références

[1] B. S. a. N. L. P. A. Altamirano, «Review of small-capacity single-stage continuous absorption systems operating on binary working fluids for cooling: Compact exchanger technologies.,» *International Journal of Refrigeration 114,* p. 118–147, 2020.

[2] R. &. S. B. Collignon, «Numerical simulation and modeling of the heat and mass transfer in a grooved flat falling film evaporator.,» *International Journal of Refrigeration,* n° %1146, pp. 148-157, 2023.

[3] B. D. M. J. P. &. T. J. R. Bock, «Falling film boiling and pool boiling on plain circular tubes: Influence of surface roughness, surface material and saturation temperature on heat transfer and dryout.,» *Experimental Thermal and Fluid Science,* vol. 109, p. 109870, 2019.

[4] M. &. S. V. Cerza, «A bubble growth model for nucleate boiling in thin, falling, superheated, laminar, water films.,» *International journal of heat and mass transfer,* vol. 28, pp. 1307-1316, 1985.

[5] S. W. L. D. C. C. K. F. &. L. C. Y. Chang, «Sub-atmospheric boiling heat transfer and thermal performance of two-phase loop thermosyphon.,» *Experimental Thermal and Fluid Science,* vol. 39, pp. 134-147, 2012.

[6] F. T. C. R. R. B. J. &. C. M. Giraud, «Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure.,» *Applied Thermal Engineering,* vol. 16, pp. 180-191, 2016.

[7] S. C. Lex T., «Wetting and heat and mass transfer at structured vertical heat exchanger plates for compact absoprtion heat pumps,» chez *ICR*, 2023.

Remerciements

Cette recherche a été financée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du projet NEWS ANR-23-CE05-0001. À des fins de libre accès, une licence CC-BY a été appliquée par les auteurs au présent document et le sera à toute version ultérieure jusqu'au manuscrit auteur accepté pour publication résultant de cette soumission.

Étude expérimentale du comportement des feux de nappe et du risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans une chambre à échelle réduite du château de Chambord

Ziyuan CHEN[1*], Brady MANESCAU[1], Khaled CHETEHOUNA[1], Ilyas SELLAMI[1], Ludovic LAMOOT[1]

[1]INSA Centre-Val de Loire, Université en orléans, PRISME UR 4229
88, boulevard Lahitolle, 18000 Bourges, France
[*](Auteur correspondant : ziyuan.chen@insa-cvl.fr)

Résumé - Le comportement des feux de nappe et le risque d'inflammation des gaz imbrûlés sont analysés dans un modèle réduit d'une chambre historique ventilée. Des essais ont été réalisés avec divers diamètres de nappe et taux de renouvellement d'air pour examiner le feu en milieu confiné. Les résultats montrent que le comportement du feu varie selon le régime de combustion. L'évaluation du risque, basée sur une approche globale, indique que le plus grand feu de nappe présente un risque d'inflammation élevé, tandis que le plus petit reste sous le seuil d'inflammation. Cette étude apporte des perspectives pour la sécurité incendie des bâtiments historiques.

Nomenclature

RR	taux de renouvellement de l'air	*Xi*	fraction molaire d'espèce, %
AIT	température d'auto-inflammation, °C	*T*	température, °C
CAO	conception assistée par ordinateur	$\dot{m}_f$	débit massique de combustible, g/s
MLR	taux de perte de masse, g/s	$\dot{m}_{air}$	débit massique d'air, g/s
LFL	limite inférieure d'inflammabilité, %	*st*	stœchiométrique
GER	rapport d'équivalence global		

1. Introduction

La préservation des bâtiments historiques à forte valeur culturelle reste gravement menacée par les incendies. Ces dernières décennies, plusieurs sinistres dévastateurs ont détruit des structures et des quartiers entiers à travers le monde. Parmi les incidents notables figurent l'incendie du Chiado à Lisbonne (1988), l'incendie du palais de Bretagne de Rennes (1994) l'incendie de la cathédrale de la Trinité à Saint-Pétersbourg (2006), l'incendie de Notre-Dame à Paris (2019) et celui de la Bourse XVIIème siècle de Copenhague (2024).

Dans ce contexte, les bâtiments historiques posent des défis uniques pour l'étude du comportement du feu en raison de leurs caractéristiques architecturales spécifiques, telles qu'une ventilation limitée, l'usage de matériaux de construction hautement inflammables comme le bois et des systèmes de ventilation interne distincts de ceux des structures modernes. Ces particularités engendrent des scénarios d'incendie complexes et souvent imprévisibles. Pourtant, bien que la recherche sur les incendies en milieux confinés ait considérablement progressé couvrant des domaines tels que les installations nucléaires, les scénarios multi-compartiments et les chambres en haute altitude [1–3], peu de publications ont été identifiées sur le comportement du feu sous l'effet de la ventilation dans les bâtiments patrimoniaux.

Cette étude analyse la dynamique du feu et les risques associés selon trois régimes de combustion. L'expérimentation repose sur un modèle réduit reproduisant une pièce typique du

château de Chambord. Une analyse paramétrique examine l'influence de la surface de feu et du débit de ventilation, tandis qu'une approche globale évalue le risque potentiel d'inflammation des gaz imbrûlés.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Étude de cas

Le château de Chambord, classé au patrimoine mondial de l'UNESCO depuis 1981, est un exemple emblématique de l'architecture de la Renaissance française dans la région Centre-Val de Loire. Récemment, Brunetaud et al. [4] ont mené une étude sur le château, se concentrant sur certaines zones pour évaluer la dégradation naturelle de l'intégrité mécanique des murs grâce à l'imagerie 3D et à la modélisation CAO. Cette étude fournit également des données géométriques pour la recherche actuelle, où la chambre de la Reine (12,0 m de longueur, 8,32 m de largeur et 6,4 m de hauteur) a été choisie comme cas d'étude afin d'examiner les caractéristiques du feu dans les pièces typiques des châteaux, comme illustré aux figures 1 et 2.

Figure 1 : *Vue intérieure de la chambre de la Reine au château de Chambord*

Figure 2 : *Scan 3D de la chambre de la Reine au château de Chambord*

2.2. Modèle réduit avec ventilation contrôlée

Au laboratoire GreenSprink de l'INSA Centre-Val de Loire, un compartiment modèle à l'échelle 1/8 a été conçu pour reproduire avec précision la géométrie et les dimensions de la chambre de la Reine. La construction de ce compartiment s'est appuyée sur les lois de mise à l'échelle de Froude, une technique largement utilisée et éprouvée pour les études à échelle réduite, proposée par Quintiere [5] et Heskestad [6]. Cette approche permet d'assurer une bonne corrélation entre les résultats des études à échelles réduite et réelle, garantissant ainsi la fiabilité des prévisions de l'étude.

La figure 3 détaille l'instrumentation du compartiment modèle. Une coupelle à combustible a été placée sur une balance au centre du compartiment afin de suivre l'évolution de la perte de masse au cours du temps. Trois arbres de thermocouples de type K sont disposés pour mesurer la température : TC1 au-dessus de la coupelle pour la flamme, TC2 et TC3 aux coins opposés pour les gaz près de l'entrée et de la sortie. Chaque arbre comprend 17 thermocouples pour capter la distribution verticale des températures. Des capteurs de flux thermique sont fixés aux parois arrière et latérale droite pour évaluer l'exposition thermique. Un analyseur de gaz est installé sous le plafond, près de la sortie. Enfin, les vitesses d'air avant l'allumage dans les conduits d'extraction et d'admission ont été mesurés avec un anémomètre à fil chaud.

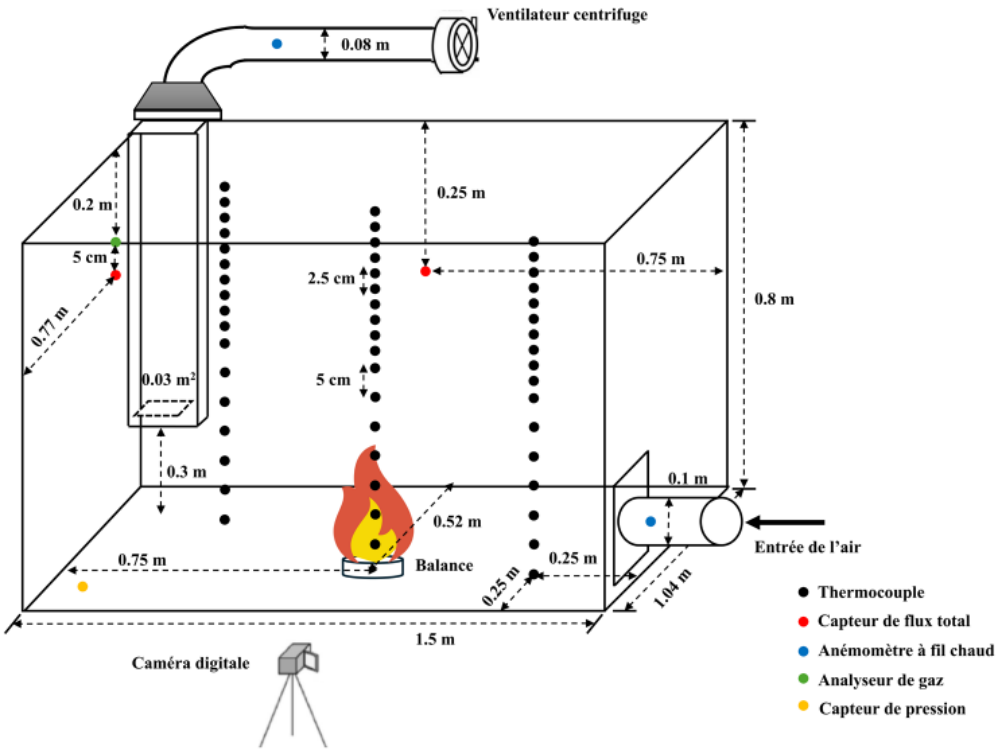


Figure 3 : *Schéma du dispositif expérimental*

2.3. Essais au feu

36 essais au feu ont été réalisés pour évaluer l'impact de la surface de feu et du taux de ventilation sur le comportement de feu dans le compartiment modèle. En variant le diamètre de la coupelle circulaire (13, 16, 20, et 24 cm), trois taux de renouvellement de l'air (RR) ont été appliqués : 10, 20 et 30, respectivement. Les essais à différents RR avec ventilation forcée simulent divers niveaux en ouverture des fenêtres et conditions environnementales externes, comme le vent. Le n-heptane a été choisi comme combustible pour cette étude, avec une masse initiale de 200 g pour les différents essais.

3. Résultats et discussion

Cette section présente les résultats expérimentaux obtenus. La sous-section 3.1 analyse les différents comportements du feu selon les régimes de combustion. La sous-section 3.2 évalue le risque potentiel d'inflammation des gaz imbrûlés accumulés sous le plafond pour deux configurations représentatives : 16 cm et 24 cm avec un taux de ventilation de 10 RR.

3.1. Comportement du feu selon les différents régimes de combustion

Dans le domaine du feu en milieu confiné, le concept de GER (rapport d'équivalence global) est utilisé pour caractériser le régime d'un feu de compartiment. Le GER est défini de la manière suivante : $\Phi = (\dot{m}_f / \dot{m}_{air}) / (\dot{m}_f / \dot{m}_{air})_{st}$, d'où $\dot{m}_f$ est le taux de perte de masse de combustible, $\dot{m}_{air}$ est le débit massique d'air entrée, et l'indice *st* correspond à la condition stœchiométrique [7]. Par l'analyse comparative des corrélations entre le rendement de la production en CO et le GER pour les diverses combustibles étudiés, trois régimes peuvent être identifiés : bien ventilé (GER < 0,7), sous-ventilé (0,7 < GER < 1,5), et fortement sous-ventilé (1,5 < GER).

Une étude paramétrique a été menée avec une coupelle de 13 cm, générant systématiquement des feux bien ventilés. Le taux de perte de masse (MLR), le GER, et la concentration en O_2 sous le plafond, pour différents débits de ventilation, sont présentés aux figures 4-6. Dans toutes les conditions, le MLR atteint un plateau après la phase de croissance et se maintient jusqu'à l'extinction, un comportement similaire à un feu en milieu ouvert. La concentration en O_2 reste supérieure à 10 %, garantissant une combustion bien ventilée. L'évolution du GER pour différentes configurations indique également un régime bien ventilé. Par ailleurs, il est notable qu'avant l'extinction (1050–1500 s) de la flamme, dans la condition à 10 RR, le feu présente une oscillation de basse fréquence, et que la valeur maximale du GER atteint 0,75, ce qui correspond à une transition entre les régimes bien ventilé et sous-ventilé. Ce phénomène pourrait s'illustrer par une boucle de rétroaction : une baisse du taux d'oxygène local durant la combustion le rend insuffisant pour maintenir la réaction, ce qui réduit localement le taux de combustion. Lorsque le MLR diminue, le gradient de concentration en oxygène se rééquilibre, ce qui favorise la reprise du MLR.

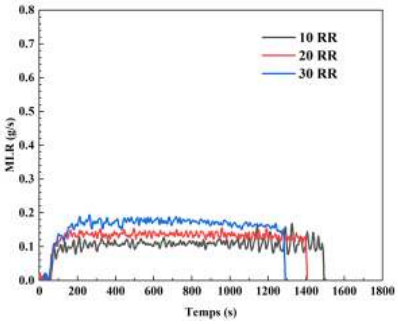


Figure 4 : *Évolution du MLR pour D = 13 cm*

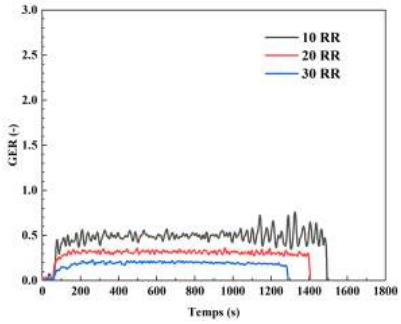


Figure 5 : *Évolution du GER pour D = 13 cm*

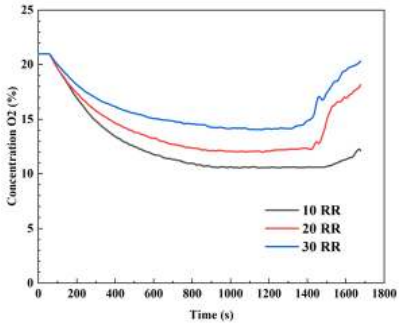


Figure 6 : *Évolution de la concentration en O_2 pour D = 13 cm*

Lorsque le diamètre de la coupelle augmente à 16 cm, les feux deviennent sous-ventilés. Les figures 7-9 illustrent l'évolution du MLR, du GER et de la concentration en O_2. Comme pour les feux bien ventilés (13 cm), le MLR atteint un pic après la phase de croissance. Cependant, elle diminue ensuite vers un plateau inférieur en raison de la disponibilité limitée en O_2, ce qui est insuffisant pour maintenir le taux de combustion à un niveau similaire au cas d'un feu bien ventilé. Enfin, à un débit de ventilation de 30 RR, un comportement oscillatoire est également observé entre 430 et 890 s, où le GER varie autour de 0,75.

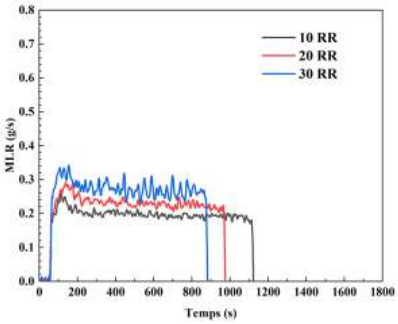


Figure 7 : *Évolution du MLR pour D = 16 cm*

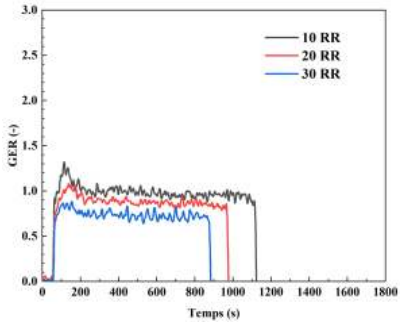


Figure 8 : *Évolution du GER pour D = 16 cm*

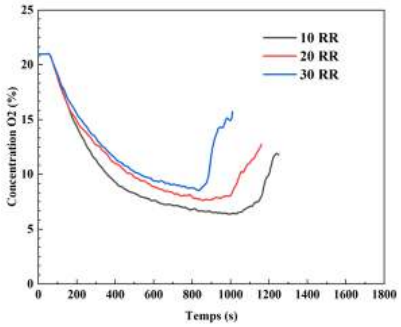


Figure 9 : *Évolution de la concentration en O2 pour D = 16 cm*

Avec les coupelles de 20 et 24 cm, le feu peut devenir davantage « sous-ventilé » (amplitude du GER plus élevée), entraînant la production d'une grande quantité de gaz imbrûlés. Comme le montrent les figures 10 et 13, le MLR atteint d'abord un pic, similaire à celui observé pour

les coupelles de 13 et 16 cm. Cependant, contrairement à ces derniers cas, le MLR continue de diminuer jusqu'à l'extinction au lieu de se stabiliser sur un plateau. Ce comportement s'explique par une concentration en O_2 extrêmement limitée, rapidement épuisée, empêchant le maintien d'un MLR stable, comme illustré aux figures 12 et 15. Selon le concept de GER, les feux évoluent dans un régime fortement sous-ventilé, à l'exception de la configuration de 20 cm à 10 RR. De plus, pour la coupelle de 20 cm à 20 RR, le feu présente des oscillations de basse fréquence entre 420 et 700 s, le GER oscillant autour de 1,4 (transition entre les régime sous-ventilé et fortement sous-ventilé).

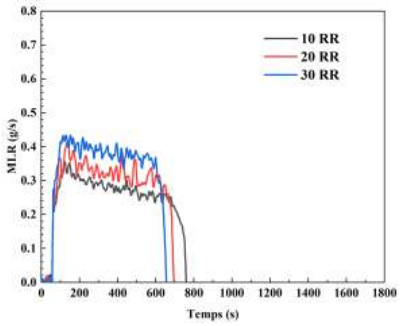


Figure 10 : *Évolution du MLR pour D = 20 cm*

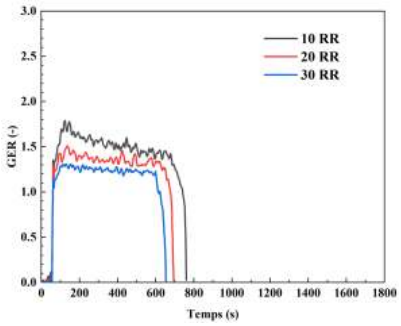


Figure 11 : *Évolution* du GER pour D = 20 cm

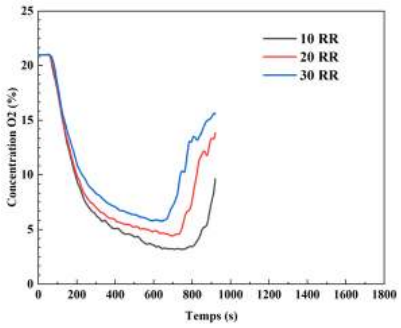


Figure 12 : *Évolution de la concentration en O_2 pour D = 20 cm*

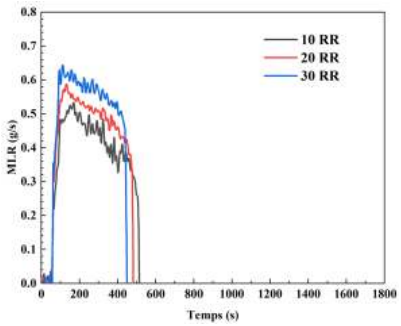


Figure 13 : *Évolution du MLR pour D = 24 cm*

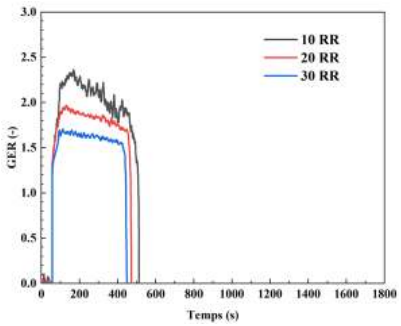


Figure 14 : *Évolution du GER pour D = 24 cm*

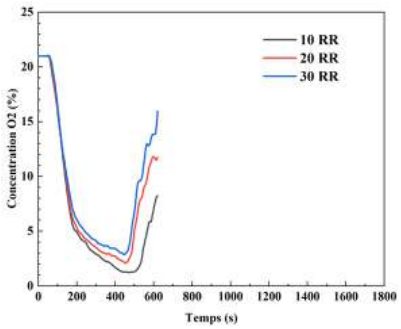


Figure 15 : *Évolution de la concentration en O_2 pour D = 24 cm*

Enfin, plusieurs observations importantes doivent être soulignées. Tout d'abord, à mesure que le GER augmente, l'amplitude du MLR s'élève tandis que la concentration en O_2 sous le plafond diminue fortement. Ensuite, dans nos conditions expérimentales (ventilation de type cheminée avec des ouvertures perpendiculaires en entrée et en sortie dans la partie inférieure du compartiment, représentative d'une structure de château), l'influence du débit de ventilation sur le comportement du feu est moins marquée par comparant avec l'effet du diamètre de la coupelle. Par ailleurs, des phénomènes d'oscillation de basse fréquence sont observés dans certains essais, notamment pour 13 cm à 10 RR, 16 cm à 30 RR et 20 cm à 20 RR. L'évolution du GER montre que ces oscillations apparaissent lors des transitions entre les régimes. L'analyse plus compréhensive des mécanismes et des conditions déclenchant ces oscillations constituera un axe principal des travaux futurs.

3.2. Gaz imbrûlés et leur risque d'inflammation

En milieu confiné, les incendies produisent d'importantes quantités de gaz imbrûlés en raison d'une combustion incomplète, surtout en conditions fortement sous-ventilées. Ces gaz inflammables (CO, H_2, CxHy) peuvent s'accumuler et s'enflammer au contact de l'O_2 à haute

température, générant des surpressions, des feux secondaires et des dommages structurels. Comprendre leurs mécanismes d'inflammation est donc crucial en ingénierie de la sécurité incendie pour améliorer l'évaluation des risques et les stratégies de ventilation.

Du fait des contraintes de pagination de cet article, seules l'évolution des gaz imbrûlés et l'analyse du risque d'inflammation représentatives de l'ensemble des résultats, sont présentées dans deux cas : 16 cm à 10 RR (sous-ventilé) et 24 cm à 10 RR (fortement sous-ventilé). Les figures 16 et 17 comparent l'évolution du CO, du H_2 et des CxHy entre ces deux configurations. Les résultats montrent que le plus grand feu de nappe (24 cm) génère des quantités de gaz imbrûlés significativement élevées, car l'augmentation du MLR entraîne une combustion plus incomplète à faible taux de ventilation (10 RR). Cependant, le cas d'un foyer de 16 cm présente des concentrations de gaz imbrûlés plus faibles, indiquant une combustion plus complète. L'analyse de la fraction de chaque gaz dans le mélange apporte un éclairage supplémentaire. Pour le cas de 16 cm, la fraction de CO est plus élevée, suggérant que dans une combustion peu enrichie en carburant, le CO devient le principal produit imbrûlé, augmentant la LFL et réduisant le risque d'inflammation. En revanche, pour le cas de 24 cm, un MLR plus élevé et une consommation rapide en o_2 favorisent la formation d'hydrocarbures partiellement oxydés, très réactifs et amplifiant le risque d'inflammation. Globalement, comme le CO, le H_2 et les CxHy sont tous combustibles en conditions viciées, le cas de 24 cm présente le risque d'inflammation le plus élevé, soulignant l'importance d'un contrôle strict de la ventilation et de stratégies adaptées aux feux de nappe de grande taille en milieu confiné.

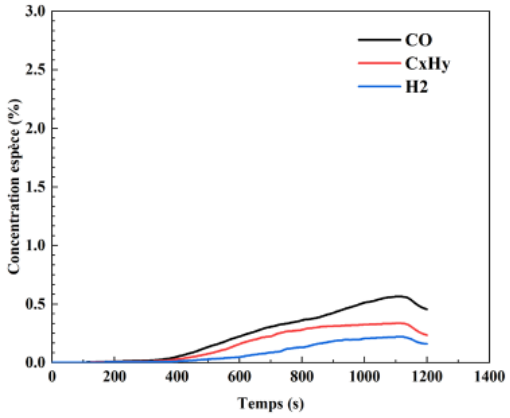


Figure 16 : *Évolution de la concentration en espèces combustibles pour D = 16 cm et RR = 10*

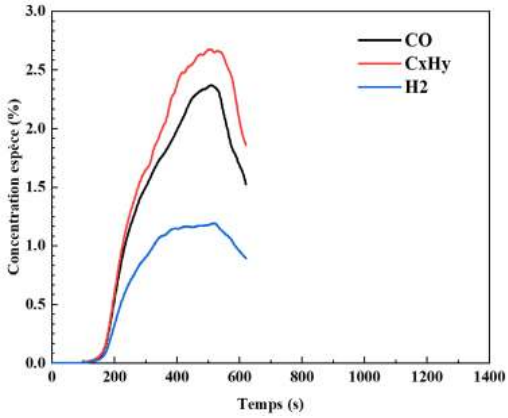


Figure 17 : *Évolution de la concentration en espèces combustibles pour D = 24 cm et RR =10*

En 2020, Manescau et al. [8] ont proposé une approche globale pour prédire le risque d'inflammation des gaz imbrûlés dans des enceintes confinées et ventilées mécaniquement. Un modèle simplifié suppose que l'auto-inflammation se produit lorsque la température des gaz atteint la température d'auto-inflammation (AIT) et que la concentration du mélange dépasse la limite inférieure d'inflammabilité (LFL). L'évaluation repose sur la détermination de la composition et de la température du mélange afin de vérifier si la proportion de gaz imbrûlés dépasse la LFL. Pour un gaz pur, la LFL dépend de sa température, tandis que pour un mélange, elle est calculée en fonction de la fraction molaire de chaque composant. La loi de Burgess-Wheeler décrit la LFL d'une espèce gazeuse unique, $LFL_i(T)$, en fonction de la température :

$$LFL_i(T) = LFL_i(T_0) \cdot \left[1 - \frac{T - T_0}{1300 - T_0} \right] \quad (1)$$

Les valeurs de l'AIT et de la LFL à $T_0 = 25$ °C pour les trois principales espèces combustibles sont résumées dans le tableau 1. Pour un mélange de combustibles, la LFL est déterminée à l'aide de la loi de Le Châtelier :

$$LFL(T) = \left[\sum_i \frac{X_i}{LFL_i(T)} \right]^{-1} \tag{2}$$

où X_i représente la fraction molaire de chaque composant gazeux dans le mélange à 1 atm .

	AIT, °C	*LFL* (T_0=25°C), %
CO	588	12,5
H_2	520	4
Heptane	233	1,05

Tableau 1 : *Propriétés thermiques des principaux combustibles [9]*

Pour des raisons de sécurité, lorsque certaines espèces à longue chaîne ne sont pas identifiées lors de l'échantillonnage des gaz, la LFL des CxHy est supposée être la plus basse des cas étudiés. Comme la LFL diminue avec la longueur de la chaîne carbonée, celle de l'heptane est adoptée comme estimation conservatrice pour les feux d'heptane. L'AIT, dépendant de cinétiques chimiques complexes, est difficile à déterminer. Comme la LFL, elle diminue avec la longueur de la chaîne carbonée avant de se stabiliser pour les hydrocarbures longs. En l'absence de loi universelle pour l'AIT d'un mélange, la plus basse valeur est considérée comme représentative du mélange

Les figures 18 et 19 présentent les résultats de l'évaluation du risque d'inflammation des gaz imbrûlés pour les deux cas étudiés. L'analyse est effectuée uniquement durant les périodes où la production de gaz imbrûlés devient significative. Selon les résultats, le feu de nappe de 24 cm présente un fort potentiel d'inflammation après 300 s, tandis que le cas de 16 cm reste sous le seuil, malgré que la température est légèrement supérieure à l'AIT. Cette observation souligne l'importance de l'optimisation de la ventilation et de la surveillance des gaz imbrûlés, en particulier dans les feux fortement sous-ventilés.

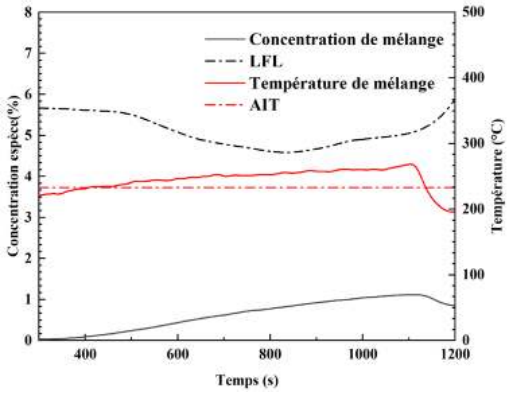


Figure 18 : *Évaluation du risque d'inflammation des gaz imbrûlés pour D = 16 cm et RR = 10*

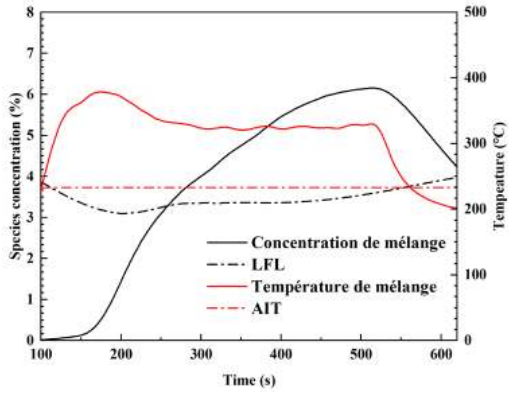


Figure 19 : *Évaluation du risque d'inflammation des gaz imbrûlés pour D = 24 cm et RR = 10*

4. Conclusion

Cette étude expérimentale met en évidence l'impact de la surface de feu de nappe et du taux de ventilation sur le comportement incendiaire et le risque d'inflammation des gaz imbrûlés en milieu confiné. Les résultats confirment que le comportement du feu varie selon le régime de

combustion et les conditions environnementales. Dans les feux bien ventilés, le MLR et le GER (entre 0,2 et 0,75) se stabilisent sur un plateau avec une concentration en O_2 supérieure à 10 %, assurant une combustion soutenue. Dans les feux sous-ventilés, le MLR et GER (entre 0,7 et 1,3) atteint un pic avant de chuter vers un plateau inférieur en raison de la faible quantité en O_2 . Dans les feux plus « sous-ventilés », l'apport en O_2 est insuffisant pour maintenir une combustion stable, entraînant une diminution continue du MLR et du GER (entre 1,3 et 2,35) et une accumulation de gaz imbrûlés. Des phénomènes d'oscillation sont aussi observés au cours des phases de transition entre le régimes.

Une approche globale d'évaluation du risque d'inflammation des gaz imbrûlés, basée sur l'AIT et la LFL, est appliquée à deux cas représentatifs : 16 cm à 10 RR (sous-ventilé) et 24 cm à 10 RR (fortement sous-ventilé). Les résultats montrent que le cas d'une nappe de 24 cm présente un potentiel d'inflammation élevé, tandis que le cas de 16 cm reste sous le seuil. Ces conclusions soulignent la nécessité de stratégies adaptées pour limiter les risques d'incendies dans les bâtiments historiques.

Certaines questions restent ouvertes. L'influence des turbulences locales et des fluctuations de pression sur l'accumulation et l'inflammation des gaz imbrûlés doit être approfondie. De plus, les mécanismes et les conditions déclenchant les oscillations de basse fréquence lors de feux de compartiments nécessitent une meilleure compréhension. Les travaux futurs s'orienteront vers des simulations numériques et des études expérimentales élargies, intégrant divers types et profondeurs de combustible, afin d'affiner l'évaluation du risque incendie dans les bâtiments historiques.

Références

[1] L. Audouin, L. Rigollet, H. Prétrel, W. Le Saux, M. Röwekamp, OECD PRISME project: Fires in confined and ventilated nuclear-type multi-compartments - Overview and main experimental results, *Fire. Saf. J.*, 69 (2013), 80–101.

[2] H. Pretrel, A. Koched, L. Audouin, Doorway Flows Induced by the Combined Effects of Natural and Forced Ventilation in Case of Multi-compartments Large-Scale Fire Experiments, *Fire Technol.*, 52 (2016) 489–514.

[3] W. Yao, X. Hu, J. Rong, J. Wang, H. Zhang, Experimental study of large-scale fire behavior under low pressure at high altitude, *J. Fire. Sci.*, 31 (2013) 481–494.

[4] X. Brunetaud, L. De Luc, S. Janvier-Badosa, K. Beck, M. Al-Mukhtar, Application of digital techniques in monument preservation, *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, 16 (2012) 543–556.

[5] J.G. Quintiere, Scaling applications in fire Research, *Fire Saf. J.*, 15 (1989) 3–29.

[6] G. Heskestad, Scaling the interaction of water sprays and flames, *Fire Saf. J.*, 37 (2002) 535–548.

[7] D.T. Gottuk, R.J. Roby, M.J. Peatross, C.L. Beyler, Carbon monoxide production in compartment fires, *Journal of Fire Protection Engineering*, 4 (1992) 133–150.

[8] B. Manescau, L. Courty, L. Acherar, B. Coudour, H.Y. Wang, J.P. Garo, Effects of ventilation conditions and procedures during a fire in a reduced-scale room, *Process Safety and Environmental Protection*, 144 (2020) 263–272.

[9] Babrauskas Vytenis, Ignition Handbook, Fire Science Publishers (2003).

Influence de la circulation à grande échelle sur le transfert de chaleur en convection turbulente rugueuse

Influence of wind on heat transfer in turbulent convection with roughness

Nathan CARBONNEAU[1,2], **Julien SALORT**[3], **Yann FRAIGNEAU**[1], **Anne SERGENT**[1,4*]

[1] Laboratoire Interdisciplinaire des Sciences du Numérique
Université Paris-Saclay, CNRS, Orsay (France)
[2] Sorbonne Université, Collège Doctoral, Paris (France)
[3] Laboratoire de Physique
Ecole Normale Supérieure de Lyon, CNRS, Lyon (France)
[4] Sorbonne Université, Faculté des Sciences et Ingénierie, Paris (France)
*(Corresponding author: anne.sergent@lisn.fr)

Résumé - Des simulations numériques directes 3D sont réalisées en configuration de Rayleigh-Bénard confinée et périodique pour un nombre de Rayleigh de 10^{10}. La plaque inférieure est soit lisse, soit rugueuse. Les domaines périodiques visent à reproduire les petites structures du cœur de la cavité, mais sans le cisaillement dû au vent de la circulation à grande échelle. Par comparaison des cas confinés et périodiques, l'effet du vent est mis en évidence. On montre que dans le cas lisse, le transfert de chaleur est indépendant de la présence du vent. Contrairement à ce qui est communément admis, l'augmentation du transfert de chaleur par la rugosité ne repose qu'en partie sur les interactions vent - rugosité, et uniquement lorsque la rugosité émerge au-dessus des couches limites thermique et visqueuse.

Abstract - Direct 3D numerical simulations are carried out in periodic and confined Rayleigh-Bénard cases for a Rayleigh number equal to 10^{10}. The lower plate is either smooth or rough. Periodic domains aim to reproduce the small structures of the cavity core without the wind-induced shear of the large-scale circulation. A comparison of confined and periodic cases highlights the effect of wind. It is shown that in the smooth case, heat transfer is independent of the wind presence. Contrary to the common hypothesis, the increase in heat transfer due to roughness is only partly based on wind-roughness interactions, and only when roughness emerges above the thermal and viscous boundary layers.

Nomenclature

H	domain height, m	Ra	Rayleigh number, $Ra = \alpha g \Delta T H^3/(\nu\kappa)$
g	gravity acceleration, m/s^2, $\mathbf{g} = -g\mathbf{e_z}$	Pr	Prandtl number, $Pr = \nu/\kappa$
h_p	dimensionless block height	Nu	Nusselt number
k_x	dimensionless wave number	Re	Reynolds number
t	dimensionless time unit		
Γ_i	aspect ratios ($i = x, y$)	$\mathbf{u} = (u, v, w)$	dimensionless velocity vector
α	thermal expansion coefficient, K^{-1}	$\mathbf{x} = (x, y, z)$	dimensionless coordinates
θ	dimensionless temperature	$< . >_t$	time average
κ	thermal diffusivity, m^2/s	$< . >_{x,y}$	average over horizontal plane
λ_p	dimensionless roughness length-scale	$(.)'$	time-fluctuations
ν	kinetic viscosity, m^2/s		
τ	turnover time, $\tau = \pi\,(Ra/Pr)^{1/2}/Re_{LSC}$		

1. Introduction

Natural convection is ubiquitous in both industrial and natural fluid flows. An ideal model is the Rayleigh-Bénard convection (RBC): a fluid layer heated from below and cooled from above. One or several convection cells can appear called Large Scale Circulation (LSC) and the wind is the mean horizontal component of the LSC along the upper and lower plates . The RBC inside a closed cavity or within large periodic domains has been extensively studied (see [1] for a review). Nevertheless, in nature, underlying surfaces are not ideal in terms of surface condition. In some studies, wall roughness has been added either on one or both plates. Its effect on heat transfer across the domain is far from negligible. Three heat transfer regimes have been identified based on the relative kinetic and thermal boundary layer thicknesses compared to roughness height [2, 3]. However, the mechanisms leading to such a change are still poorly understood [4]. In particular, interactions between wall roughness and the horizontal wind are thought to play a key role in the heat transfer modification [5, 6].

To improve the knowledge of the interactions between wind and roughness, we consider a particular configuration in which wind is negligible compared to the other flow components. In this study, we performed 3D DNS simulations of flows in cavities with a smooth or rough bottom plate while the top plate remains smooth. These simulations of confined cavities are considered as a reference to be compared with a windless configuration inside slender periodic layers , in which the LSC cannot settle. The wind effect on small structures and heat transfer is highlighted by comparing the reference flow in cavities (with LSC) with that obtained in periodic layers (without LSC).

The paper is organized as follows: Section 2 introduces the physical problem and the numerical setup. Section 3 presents the global flow structure in confined and periodic configurations. Finally, the wind effect on both the heat transfer in smooth and rough cases and on small structure sizes is described in Section 4.

2. Physical configuration and governing equations

2.1. Physical set-up

We study the natural convection flow inside smooth or rough Rayleigh-Bénard rectangular confined cavities or periodic layers. The cold top plate (respectively, the hot bottom plate that may include roughness) is isothermal at constant temperature T_c (respectively T_h). No-slip conditions are imposed on the walls. The geometric aspect ratios are defined as $\Gamma_x = L_x/H$ and $\Gamma_y = L_y/H$, where H is the height of the domain and L_x and L_y are the horizontal sizes.

Rough configurations are asymmetric, with roughness applied exclusively to the bottom plate. The roughness is modelled using a series of square blocks. The fluid space around blocks is referred to as a valley. The block distribution on the plate is uniform. The roughness pattern in each horizontal direction is fully described by the roughness length-scale λ_p and the block width w_p as $\lambda_p = w_p + w_v$, with w_v the valley width ($w_v = w_p$). Two roughness heights (h_p) are chosen. In both cases, the block width is set to maintain a constant aspect ratio w_p/h_p equal to 2.5. It is well known that three different regimes of heat transfer exist in a rough cavity as a function of the height of roughness relative to the thickness of the boundary layers (see [2, 3] for example). Regime I corresponds to a flow where the roughness is included in both thermal and kinetic boundary layers, resulting in a reduction of the heat transfer compared to

the smooth case. In regime II, the roughness is sandwiched between the two boundary layers associated with efficient heat transfer with a scaling law in $Ra^{1/2}$. Finally the blocks exceed the two boundary layers in the regime III and the heat transfer scales in $Ra^{1/3}$. Here, the test cases RS2 belong to regime II, while the RS3 configurations belong to regime III (see table 1).

In cavity cases, the vertical sidewalls are adiabatic. In contrast, in periodic fluid layers, periodic conditions are applied in two horizontal directions, both on temperature and velocity fields. In periodic configurations, Γ_x and Γ_y are smaller than in cavities but large enough to allow the existence of turbulent structures of sizes comparable to those observed in a cavity, the size of the LSC not being taken into account. To prevent favouring one of the two horizontal directions in periodic domains, only square-based periodic domains are considered. Nevertheless, we had to slightly modify the size of the domains used in the rough cases so that an integer number of rough patterns could be modelled (see table 1).

The physical parameters describing the problem are the Rayleigh number (Ra) and the Prandtl number (Pr). The Rayleigh number is set to 10^{10}. The working fluid is water at a mean temperature of 40° C, so the Prandtl number is set to 4.4.

The response of the system is twofold and corresponds i) to the heat transfer in the cavity, measured in terms of the Nusselt number (Nu, eq. 1), and ii) to the intensity of the LSC that is established in the cavity, measured in terms of the Reynolds numbers (Re): the Reynolds number based on the time-averaged horizontal velocity (Re_{LSC}) and the turbulent Reynolds number (Re_{RMS}) based on the fluctuations of the horizontal velocity. It can be noticed that definitions (eq. 2, 3) are based on the maximum values over the cavity height. The definitions below are consistent with the characteristic quantities employed to make the flow equations dimensionless, as defined in the section 2.2.

$$Nu(\mathbf{x},t) = \sqrt{RaPr}\, w(\mathbf{x},t)\theta(\mathbf{x},t) - \partial_z\theta(\mathbf{x},t), \tag{1}$$

$$Re_{LSC} = \sqrt{Ra/Pr}\ \max\left\{\sqrt{\left\langle \langle u\rangle_t^2 + \langle v\rangle_t^2 \right\rangle_{x,y}} : z\right\}, \tag{2}$$

$$Re_{RMS} = \sqrt{Ra/Pr}\ \max\left\{\sqrt{\left\langle u_{RMS}^2 + v_{RMS}^2 \right\rangle_{x,y}} : z\right\} \tag{3}$$

As we focus on the shear of plumes by the wind (far from the corner flows), the Reynolds number in the cavity is calculated using a spatial averaging on a restricted horizontal plane: $(x,y) \in [0.2;0.8] \times [0.15,0.35]$. It is worth noting that no such horizontal restriction exists in periodic configurations.

2.2. Governing equations and Numerical methods

The Navier-Stokes equations under the Boussinesq approximation are solved using a finite volume approach employing the in-house SUNFLUIDH solver. The reader is referred to the work of [3] for a complete description and validation of the solver in the turbulent Rayleigh-Bénard case, including rough configurations. The dimensionless form of the equations is written as follows, considering the domain height H, the temperature difference ΔT and the free-fall velocity $\kappa\sqrt{RaPr}/H$ as references:

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \tag{4}$$

$$\partial_t\mathbf{u} + \mathbf{u}\cdot\nabla\mathbf{u} = -\nabla P^* + \sqrt{Pr/Ra}\,\nabla^2\mathbf{u} + \theta\mathbf{e_z}, \tag{5}$$

$$\partial_t\theta + \mathbf{u}\cdot\nabla\theta = 1/\sqrt{PrRa}\,\nabla^2\theta \tag{6}$$

Case	$\Gamma_x \times \Gamma_y$	h_p	$N_x \times N_y \times N_z$	τ	Δt	N_τ
Cavity configurations						
C-SS	1×0.5	-	$1024 \times 768 \times 1280$	34.9	293	8.4
C-RS2	1×0.5	0.004	$1536 \times 768 \times 1152$	23.9	100	4.2
C-RS3	1×0.5	0.03	$1056 \times 512 \times 1056$	28.5	114	4.0
Periodic configurations						
P-SS	0.44×0.38	-	$448 \times 380 \times 1280$	-	154	-
P-RS2	0.44×0.38	0.004	$704 \times 576 \times 1152$	-	98	-
P-RS3	0.45×0.375	0.03	$384 \times 384 \times 1056$	-	159	-

Table 1: *DNS parameters for $Ra = 10^{10}$ and $Pr = 4.4$: the number N_i of cells in the direction $\vec{e}_i$ ($i = (x,y,z)$); the time period for statistics Δt ; the turnover time τ if any ; the number of LSC turnovers N_τ. τ is not defined in the periodic cases due to the loss of LSC (see section 3).*

Cases	C-SS	C-RS2	C-RS3	P-SS	P-RS2	P-RS3
Nu	129.3 ± 0.2	145.3 ± 0.3	168.6 ± 0.2	129.6 ± 0.9	145.1 ± 1.6	162.7 ± 1.7
Re_{LSC}	5330	6270	6020	554	838	617
Re_{RMS}	3190	2730	2770	2460	2800	2620

Table 2: *The mean Nusselt number Nu and its standard deviation; the Reynolds numbers (Re_{LSC} and Re_{RMS}) based on the mean LSC or its fluctuations (see eq. 2, 3).*

where P^* is the driving pressure. The temperature of the top cold plate is taken as a reference so that the dimensionless temperature θ ranges between $\theta_c = 0$ and $\theta_h = 1$.

The mesh size is chosen to be smaller than the Kolmogorov scale. A sufficient number of cells is set inside thermal and kinetic boundary layers to match the criteria by [7]. In periodic configurations, the same mesh as in the corresponding cavity configurations is applied (same Ra number and same bottom wall condition).

The spatial and temporal convergence of the simulations was assessed using time-averaged Nusselt numbers calculated using different methods (spatial averages on horizontal planes or by volume) as proposed by [7]. The Nusselt numbers calculated from the volume averages of dissipation rates are not considered with regard to the difficulty of getting accurate volume averages inside valleys. Convergence with a deviation of less than 1% is achieved over the simulated time interval. In the cavity configuration, the simulated time interval can be measured in terms of turnover time τ, that corresponds to the time required for the LSC to complete one revolution within the cavity. All the simulation details can be found in Table 1.

3. Large scale circulation and periodic domains

The specific nature of this study is that narrow periodic fluid layers are considered, which are less than half the size of the cavity. We focus here on the flow organization, and in particular, the large-scale circulation described by the two Reynolds numbers (eq. 2, 3).

Comparing values of Re_{LSC} for similar configurations in table 2, it appears that the *LSC* intensity is negligible in the periodic configurations, as Re_{LSC} is around one order of magnitude smaller in periodic cases than in the corresponding reference cavities. At the same time, Re_{RMS} remains broadly similar, whatever the geometry. This means that the large-scale flow has van-

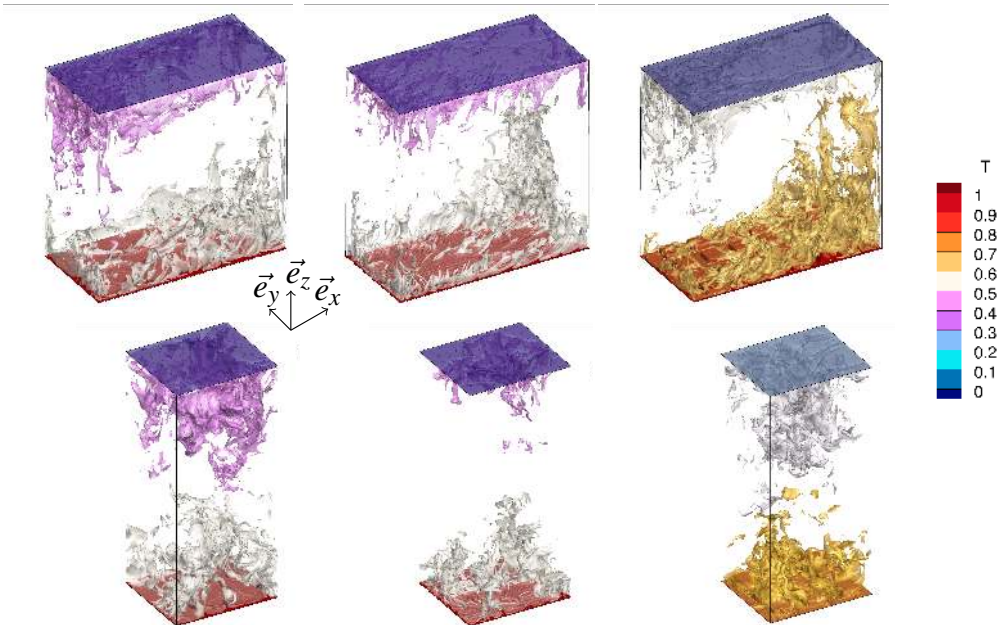


Figure 1: *Instantaneous temperature field for cavities (C- cases, top), and periodic configurations (P- cases, bottom). Left: C-SS and P-SS cases, middle: C-RS2 and P-RS2 cases, right: C-RS3 and P-RS3 cases.*

ished in the periodic fluid layer, although horizontal fluctuations remain present, probably due to disturbances caused by the plume sweeping. In particular, in all periodic configurations, horizontal fluctuations dominate the intensity of the LSC ($Re_{LSC} \ll Re_{RMS}$). This phenomenon is illustrated in Fig. 1. In periodic configurations, hot and cold plumes fill the whole domain and move upwards or downwards (respectively) across the bulk. In cavities, on the other hand, the plumes are tilted by the wind and pushed towards the walls, creating jets along the vertical walls. The periodic domains are too small for an LSC to be established.

To conclude, the direct comparison between flows in cavities (with LSC) and in narrow periodic layers (without LSC) can be viewed as a good candidate to investigate the flow organization when shear is missing and how the wind alters the small, turbulent structures and the nature of the heat transfer.

4. Wind effect on the turbulent convection

A general point of view is given by considering the average Nusselt number (Nu) to measure the overall heat transfer across the fluid volume. As expected, adding roughness on a plate significantly increases the global heat transfer (see table 2). Moreover, in the SS and RS2 cases, Nu remains nearly constant regardless of the confinement (cavity C- or periodic P- configurations). In contrast, in the RS3 cases, Nu decreases by 3.5% when the shear is missing. This suggests that the wind is involved in the heat transfer in regime III, but that another mechanism leads to the large heat transfer increase linked to roughness.

However, in all cases, heat is transported by small flow structures, such as plumes. To evaluate how the wind modifies the energy distribution across different scales, the power spectra of temperature fluctuations and turbulent heat flux are computed along the x direction for altitudes z comprised in the half-bottom domain and averaged in time (Fig. 2). This quantity is related to

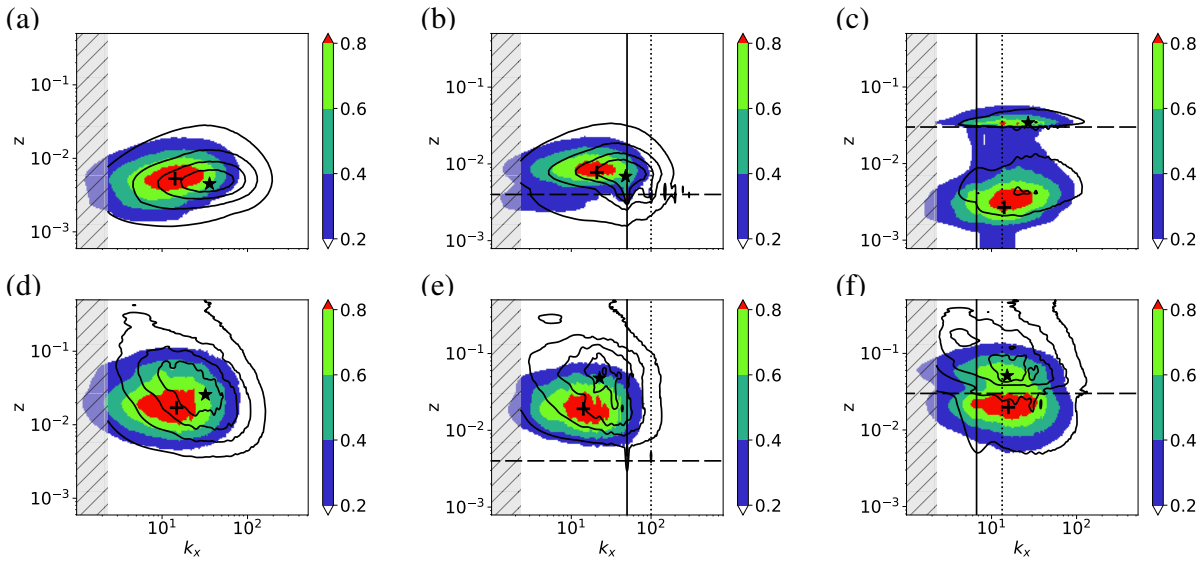


Figure 2: *The premultiplied temperature power spectrum $k_x E_{\theta'\theta'}$ (top) and the premultiplied heat flux co-spectrum $k_x E_{w'\theta'}$ (bottom) normalized by the maximum density value of each case, where k_x is the wavenumber in the horizontal direction e_x and computed in the bottom half of the domain at $y = \Gamma_y/2$. The three geometrical configurations are displayed: (left) SS cases; (middle) RS2 cases; (right) RS3 cases. Colours correspond to the cavity cases and lines to the periodic configurations. The grey shaded areas correspond to the unreachable k_x in the periodic configurations because of the reduced size of the domain. The solid (resp. dashed and dotted) line corresponds to $k_p = 1/\lambda_p$ (resp. h_p and $k_v = 1/w_v$). Marker + (resp. $\star$) points to the peak location of the spectral density in the cavity (resp. in periodic configurations).*

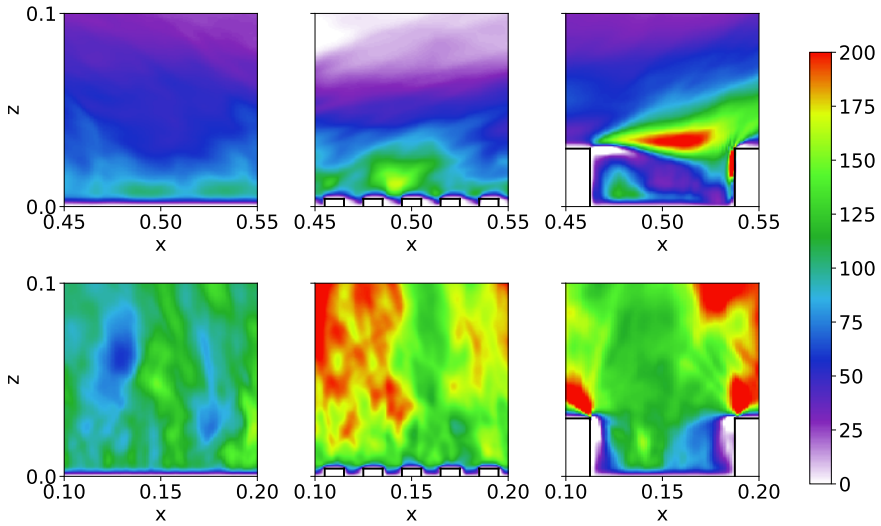


Figure 3: *Local time-averaged turbulent Nusselt number ($\sqrt{RaPr}\langle w'\theta'\rangle_t$) in the vertical mid-plane. Cavity cases (top); periodic configurations (bottom); SS cases (left); RS2 cases (middle) and RS3 cases (right).*

the RMS fluctuations of the considered field χ as $\chi^2_{rms} = \int_0^{+\infty} k_x E_{\chi'\chi'} d(\log k_x)$.

Figs. 2a, 2b, 2d and 2e display the temperature power spectrum and the heat flux co-spectrum in the cases SS and RS2. Both have similar responses to the wind. A clear peak is present in altitude $z \lessapprox 0.01$ in the range $k_x \approx 14(21)$ for C-SS (C-RS2, respectively) and $k_x \approx 36(47)$ for P-SS (P-RS2, resp.). It illustrates that the thermal structures (plumes) tend intrinsically to be smaller when the wind is missing. A weak imprint of the roughness pattern can be noticed on θ in the case RS2 (Fig. 2b). For C-SS and C-RS2 cases, an oblong shape with a horizontal axis is recovered for the $k_x E_{w'\theta'}$ co-spectrum in the same way as for temperature, but for slightly higher z. In contrast, the intrinsic shape associated with windless heat transfer is a tilted ellipsoid with a negative slope corresponding to the natural clustering of plumes: the most energetic structures become larger with the altitude z. In the case of cavities, the plumes remain mostly confined to the mixing layer (first 1/10th of the height), while in periodic cases, the plumes continue to grow up to the core of the cavity.

The case RS3 (Figs. 2c and 2f) is very different. Two peaks appear in cavities: one inside the valley and a second just above roughness (but to a lesser magnitude for heat flux co-spectrum). These peaks are located at a k_x larger than the valley wavenumber (k_v) and at the base of the valley for temperature or at the upper interface for heat flux, showing that temperature structures and the most intense heat transfer fluctuations are intrinsically linked to the flow inside valleys or above blocks. When the wind is removed (P-RS3), the $k_x E_{\theta'\theta'}$ spectrum is nearly unchanged, with a maximum density associated with smaller length scales than in cavity, and mainly above the roughness height, instead of below. $k_x E_{w'\theta'}$ co-spectrum (Fig. 2f) shows that the most intense fluctuations occur close to the upper interface of valleys in both cases (below with wind or above without) but at an unchanged wavenumber equal to the k_v. At higher altitudes, we find the tilted ellipsoid characterising the grouping of plumes. This indicates a wind-induced change in the flow dynamics in the valleys in rough regime III.

To make these differences of pattern and peak location in the $k_x E_{w'\theta'}$ co-spectra clearer, we consider the mean fields of turbulent heat transfer (Fig. 3). The shear of the plumes is distinctly observed for the SS and RS2 cases, while the near-wall area remains unchanged. In contrast, two different thermal transfer mechanisms can be observed in the RS3 cases with or without wind. In the windless case (P-RS3), plumes stick all around the solid blocks. In contrast, in the C-RS3, at the upper interface of the valley, a turbulent heat flux emerges from the upstream solid block and is deviated by the wind, creating a mixing layer developing in the wind direction and impacting the opposite solid block, where intense heat flow occurs. This mixing mechanism is particularly efficient in transferring heat and consequently increases Nu when shear is present.

5. Conclusion

DNS results of turbulent RBC are presented for water-filled cavities and periodic layers in smooth and asymmetric rough configurations. The horizontal size of the periodic layers was determined in such a way as to allow the small structures typical of those found inside the cores of RB cavities to become established. Firstly, an examination of the Reynolds numbers shows that the retained horizontal size of the periodic layers is too small for wind to be present. In all periodic cases, the Re_{LSC} based on the LSC has become negligible compared to the Re_{RMS} based on the wind fluctuations, although wind fluctuations keep the same order of magnitude as in the cavity. As a result, the resulting windless periodic configurations provide a comparison case for assessing the effect of wind inside cavities.

In the smooth case (SS) and in the rough regime II (RS2), the wind tends to increase the

size of small structures (thermal or related to heat transfer). But it also breaks down the natural aggregation of plumes by confining the most energetic structures to the outer zone of the thermal boundary layer. Surprisingly, *Nu* is unchanged when the periodic and the cavity cases are compared. This agrees with previous studies suggesting that *Nu* is insensitive to the wind intensity [9, 10] in the classic smooth RBC. However, we can even state that *Nu* is insensitive to the existence of the wind itself. Moreover, the commonly admitted hypothesis that the wind-roughness interaction is responsible for the Nusselt number increase in rough configurations [5, 6] needs to be mitigated. As explained above, in the rough regime II, *Nu* is insensitive to the wind. But in the rough regime III, the wind-roughness interaction is responsible for a small part of the Nusselt number increase (around 15%). This increase in heat transfer is the result of a noticeable change in the fluid flow above the rough valleys: the wind causes a mixing layer to appear above the valley, which impacts the windward face of the next block, while in the wind absence, plumes envelop solid blocks. This phenomenon explains why, whatever the confinement, scales associated with the heat transfer remain of the order of the valley size. Consequently, the wind-roughness interaction hypothesis having been disproved by this study, the mechanism responsible for all (regime II) or most (regime III) of the increase in heat transfer due to roughness has yet to be fully elucidated.

However, these conclusions must be taken cautiously, as only one Rayleigh number is studied with a single shape and arrangement of rough elements. Further investigations are needed to confirm these results over a wider range of parameters (*Ra*, *Pr*, roughness parameters).

Acknowledgements

This work benefits from the French National Research Agency funding (ANR-22-CE30-0018-02). The DNS database has been built using granted access to the HPC resources of TGCC under allocation 2a0326 made by GENCI.

References

[1] F. Chillà et al., New Perspectives in Turbulent Rayleigh-Bénard Convection, *Eur. Phys. J. E*, 35-7 (2012) 58.

[2] Y.-C. Xie et al., Turbulent thermal convection over rough plates with varying roughness geometries, *J. Fluid Mech.*, 825 (2017) 573-599.

[3] M. Belkadi et al., On the role of roughness valleys in turbulent Rayleigh–Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, 923 (2020) A6.

[4] O. Liot et al., Velocity fluctuations and boundary layer structure in a rough Rayleigh-Bénard cell filled with water, *Phys. Rev. Fluids*, 2-4 (2018) 044605.

[5] Y.-B. Du et al., Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries, *J. Fluid Mech.*, 407 (2000) 57-84.

[6] H. Jiang et al., Controlling Heat Transport and Flow Structures in Thermal Turbulence Using Ratchet Surfaces, *Phys. Rev. Lett.*, 120-4 (2018) 044501.

[7] O. Shishkina et al., Boundary layer structure in turbulent thermal convection and its consequences for the required numerical resolution, *New J. Phys.*, 12-7 (2010) 075022.

[8] A. Parodi et al., Clustering of Plumes in Turbulent Convection, *Phys. Rev. Lett.*, 92-19 (2004) 194503.

[9] P.-E. Roche et al., On the triggering of the Ultimate Regime of convection, *New J. Phys.*, 12-8 (2010) 085014.

[10] G. Ahlers et al., Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection, *Rev. Mod. Phys.*, 81-2 (2009) 503-537.

Modélisation du couplage conducto-convecto-radiatif à l'échelle continue en vue de l'optimisation topologique d'absorbeurs solaires volumiques

Modeling conductive-convective-radiative coupling at the continuous scale for topological optimization of volumetric solar absorbers

A. de la Vauvre[1,2], **Y. Favennec**[1], **L. Cangemi**[2], **B. Rousseau**[1]

[1] Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, Nantes Université, CNRS UMR 6607, La Chantrerie, rue Chrisitian Pauc, CS 50609 - 44306 Nantes CEDEX 3
[2] IFP Energies nouvelles
1-4 Av. du Bois Préau, 92852 Rueil-Malmaison

Résumé - Les absorbeurs solaires volumiques à haute température sont soumis à d'importants gradients thermiques, entraînant des fissures et une baisse de rendement en raison des pertes radiatives. Cet acte de congrès présente un outil d'optimisation topologique intégrant les phénomènes de conduction, convection et rayonnement en milieu poreux. Il permet alors de déterminer des champs de porosité optimaux permettant de limiter les gradients thermiques.

Abstract - High-temperature volumetric solar absorbers face challenges related to crack formation and efficiency degradation caused by significant temperature gradients and radiative losses. This study presents a topology optimization framework incorporating conducto-convecto-radiative phenomena within porous media. The proposed approach enables the design of optimal porosity distributions to mitigate these issues, enhancing structural integrity and thermal performance.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

p	pression Pa	β	coefficient d'extinction , s^{-1}
$\boldsymbol{u}$	vitesse, $\mathrm{m\ s}^{-1}$	K_1	perméabilité visqueuse, m^2
T_f	Température du fluide, K	K_2	perméabilité inertielle, m
T_s	Température du solide, K	σ_a	constante de Stefan-Boltzmann, $\mathrm{W\ m}^{-2}\ \mathrm{K}^{-4}$
G	Flux radiatif infrarouge, $\mathrm{W\ m}^{-2}$	θ	Fraction volumique de solide
I_s	Flux solaire incident, $\mathrm{W\ m}^{-2}$		
h_ν	coefficient d'échange convectif, $\mathrm{W\ m}^{-2}\ \mathrm{K}^{-1}$		

1. Introduction

Dans le contexte du Programme de Recherche Collaboratif ORCHESTRA piloté par le LTeN, l'objectif visé est de proposer une géométrie d'absorbeur solaire volumique ouvert capable de fournir un air chauffé à $1300\ K$ ou plus, avec une efficacité visée de $90\ \%$ sous une exposition à un flux solaire concentré de 1-5 MWm^{-2}.

Pour atteindre de telles conditions de fonctionnement, le récepteur volumique poreux composé d'une céramique architecturées formant un réseau inter-connecté de brins ou ligaments

doit être capable créer un transfert de chaleur efficace du solide vers l'air, limiter les pertes radiatives de l'absorbeur et supporter les contraintes très importantes.

Plusieurs travaux récents proposent des modélisations d'absorbeurs solaires volumiques à l'échelle discrète et à l'échelle homogénéisée [3]. La méthode de simulation discrète ou détaillée présente des difficultés telles que la génération du maillage volumiques pour des géométries complexes si des méthodes de résolution de champs sont utilisées. Dans ce cas, les ressources numériques nécessaires pour résoudre les équations gouvernant les physiques en question sont très importantes. Cette approche offre une méthode précise au prix de coûts de calcul très élevés. Ces calculs ne peuvent être appliqués que sur quelques pores et non sur l'absorbeur entier mais permettent de valider les lois utilisés par les calculs homogénéisés. La méthode équivalente homogène, ou méthode de moyenne volumique, considère le volume du récepteur avec des propriétés homogénéisées, déterminées soit expérimentalement, soit dérivées d'une simulation numérique détaillée. Les propriétés homogénéisées incluent l'ajout de termes semi-empiriques aux équations du modèle pour prendre en compte les effets du milieu poreux sur l'écoulement des fluides et les processus de transfert de chaleur. La principale difficulté de cette méthode rapide réside dans le choix des termes semi-empiriques appropriés, car leur sélection correcte est cruciale pour obtenir un modèle précis et fiable.

La plupart des travaux existants proposent des simulations soit en 1D [10, 16], soit avec une porosité uniforme dans l'absorbeur [4, 6, 8]. Cependant, l'idée de jouer sur une porosité variable dans l'espace commence à être regardée. Les travaux de Du et al. [7] démontrent que la mise en place d'un gradient radial de porosité prenant en compte l'aspect non uniforme du flux radiatif incident permet une augmentation de l'efficacité de 4.1% comparé au meilleur absorbeur à porosité uniforme. Les travaux de Chen et al. et de Brunser et al. [5, 11] proposent une porosité variant dans la profondeur de l'absorbeur afin d'augmenter la température du fluide en sortie.

L'objectif ici est de proposer un outil de simulation et d'optimisation numérique capable de donner le champ de porosité d'absorbeur solaire ouvert à géométrie optimisée pour un problème donné, tout en prenant en compte les contraintes de faisabilité industrielles lors de la conception.

2. Principe et modélisation de l'absorbeur solaire volumique

Les absorbeurs solaire volumiques à concentration consistent en un matériaux poreux à travers lequel passe un flux d'air et un flux radiatif. Contrairement aux absorbeurs solaires surfaciques, l'aspect poreux du matériaux permet d'augmenter significativement la surface d'échange entre le solide et le fluide, conduisant à une baisse significative de la température du solide à la surface d'entrée du flux radiatif et donc de diminuer les pertes dues à la ré-émission radiative du solide.

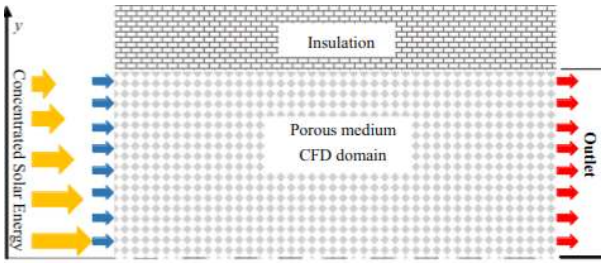


Figure 1 : *Schéma représentatif de l'absorbeur solaire, issu de [8]*

2.1. Modèle de transfert au sein de l'absorbeur

Le modèle direct complet est composé de quatre physiques couplées : le transfert radiatif, l'écoulement du fluide et les transferts d'énergie au sein du fluide et du solide.

L'écoulement du fluide est régi par l'équation de Darcy-Forcheimer, prenant en compte les composantes de perméabilité visqueuse et inertielle volumiques dues aux interactions avec le milieu poreux.

$$-\nabla p = \underbrace{\frac{\mu}{K_1}\boldsymbol{u}}_{Darcy} + \underbrace{\frac{\rho}{K_2}\|\boldsymbol{u}\|\boldsymbol{u}}_{Forcheimer} \tag{1}$$

où p est la pression, $\boldsymbol{u}$ la vitesse de l'écoulement, ν et ρ la viscosité et densité du fluide.

L'équation du transfert radiatif (ETR) décrit le champ d'intensité radiative à l'intérieur d'une enceinte en fonction des variables de position et de direction. L'équation ETR dans un problème couplé de transfert de chaleur peut nécessiter des simplifications afin de réduire le temps de calcul requis. La littérature traite ainsi le flux radiatif en deux partie : la propagation du flux solaire entrant d'une part et la propagation du flux infrarouge émis d'autre part.

Le transport du flux entrant collimaté peut être définit par :

$$S \cdot \nabla I_s + \beta(\theta) I_s = 0 \tag{2}$$

où S est la direction de propagation et β le coefficient d'extinction dépendant de la porosité.

Pour le flux ré-émis, l'émission de rayonnement par le solide est considéré comme isotrope, le modèle utilisé est le modèle $P1$, un modèle au moment d'ordre 1 issu de la ETR couramment utilisé dans les simulations d'absorbeurs solaires volumiques [3].

$$-\nabla \cdot (\frac{1}{3\beta(\theta)}\nabla G) + \beta(\theta)(G - 4\sigma_a T_s^4) = 0 \tag{3}$$

où G est la radiation incidente totale tel que $G = \int_{4\pi} I \, \mathrm{d}\Omega$, σ_a la constante de Stefan-Boltzmann et T_s la température du solide. C'est un simple équation de diffusion.

Les équations de l'énergie sont traitées par l'approche DTL (Déséquilibre Thermique Local), où chaque point est défini par une température fluide et une solide, couplées par un terme d'échange thermique. L'équation de transfert d'énergie au sein du fluide est une équation conducto-convective, l'air étant considéré transparent et non émissif, seul le terme d'échange volumique avec le solide apparait :

$$-\nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + h_\nu(\theta)(T_f - T_s) + \rho C_p \boldsymbol{u} \cdot \nabla T_f = 0 \tag{4}$$

où k_f est le coefficient de conduction du fluide, h_ν le coefficient d'échange convectif dépendant de la porosité, ρ la densité du fluide, C_p sa capacité calorifique et $\boldsymbol{u}$ la vitesse de l'écoulement.

Enfin, l'équation thermique du solide est une équation de conduction à laquelle s'ajoute le terme d'échange avec le fluide, les termes d'absorption des flux solaires et infra-rouges ainsi que le terme de la loi de Planck :

$$-\nabla \cdot (k_{se}(\theta)\nabla T_s) + \beta(\theta)(4\sigma_a T_s^4 - G - I_s) + h_\nu(\theta)(T_s - T_f) = 0 \tag{5}$$

où k_{se} est le coefficient de conduction effectif du solide dépendant de la porosité.

Ces équations forment le modèle numérique complet gouvernant l'ensemble des transfert au sein de l'absorbeur à l'échelle continue, notons formellement $F(\theta, (I_s, G, \boldsymbol{u}, p, T_f, T_s))$ ce modèle pour lequel il faut encore définir les paramètre en fonction de la porosité.

2.2. Définition des paramètres en fonction de la porosité

Les modélisations à l'échelle homogénéisée utilisent des propriétés physiques moyennés sur un volume élémentaire. L'objectif étant de définir un champ de porosité optimisé, chaque paramètre doit être défini sur un intervalle de définition donné de porosité assez large. Dans la littérature des échangeurs solaires, les propriétés matériaux utilisées sont la plupart du temps issues de corrélations empiriques ou numériques, mais proviennent rarement d'un processus d'homogénéisation rigoureux. De plus ces corrélations sont en général faites sur une plage de forte porosité. Nous avons choisi de nous référer dans un premier temps à ce type de corrélations, bien que l'utilisation de propriétés homogénéisées soient préférable du point de vue de l'optimisation topologique. Dans le cadre d'un absorbeur solaire, les paramètres de la physique dépendant de la porosité sont le coefficient d'extinction β, la conductivité du solide k_{se}, la coefficient d'échange volumique h_ν et les perméabilités K_1 et K_2.

La loi pour le coefficient d'extinction est définie par la corrélation de Hendricks et Howell [9], définie dans un milieu poreux type SiC, la corrélation est largement utilisée dans le milieu des absorbeurs solaires :

$$\beta = \frac{4.8\,\theta}{d_p} \tag{6}$$

où d_p est le diamètre des pores et θ la fraction volumique de solide.

Les valeurs des coefficients de perméabilité visqueux K_1 et inertiel K_2 utilisées dans l'équation de Darcy–Forcheimer sont issues des mesures expérimentales et numériques de Wu et Caliot [14] :

$$K_1 = \frac{d_p^2}{1039 - 1002(1-\theta)}\ ; K_2 = \frac{d_p}{0.5138(1-\theta)^{-5.739}} \tag{7}$$

Le coefficient de conduction effectif du solide est définie par la formulation empirique de Schuetz–Glicksman [12] :

$$k_{se} = \frac{1}{3}\theta k_s \tag{8}$$

Le coefficient d'échange convectif entre le fluide est le solide h_ν est issu des mesures réalisées par Fu et Viskanta [13] :

$$h_\nu = \frac{k_f}{d_p^2} 0.187 R_e^{1.1} \tag{9}$$

où R_e est le nombre de Reynold définie par : $R_e = \rho \boldsymbol{u} d_p/\mu$.

3. Définition du problème d'optimisation topologique

Formellement, l'objectif est de minimiser une fonction de coût dépendante de l'état d'un système,

$$\min_{\alpha} \mathcal{J}(\theta, \phi(\theta))\ sujet\ a\ F(\theta, \phi) = 0 \tag{10}$$

avec $\mathcal{J}$ la fonction de coût du problème d'optimisation, θ la variable de contrôle, ϕ les variables d'états associées à un problème physique (ici $\phi = \{I_s, G, \boldsymbol{u}, p, T_f, T_s\}$) et $F(\theta, \phi)$ les équations du problème physique (sous forme de contraintes d'égalité). Ici, la variable de contrôle est la fraction volumique de solide θ (le matériau est pour le moment considéré isotrope à diamètre de pores constant).

La recherche de ce minimum peut se faire par une méthode de descente de gradient calculée à partir de l'état adjoint, c'est-à-dire un système d'équations auxiliaire au modèle direct utilisé pour calculer les sensibilités de la fonction de coût par rapport aux paramètres du système [2, 1]. Le calcul du problème direct et des états adjoints doit être fait à chaque itération, nécessitant donc de choisir des modèles avec un temps de résolution assez court si le nombre d'itérations est important.

À l'échelle homogénéisée, la solution obtenue étant un champ de porosité, un travail de dé-homogénéisation supplémentaire doit donc être effectué afin d'obtenir une géométrie 3D avec un réseau solide inter-connecté et une phase fluide environnante bien séparée par une interface air/fluide.

4. Applications numériques

4.1. Validation de la modélisation dans un absorbeur à porosité uniforme

Les premiers résultats présentés sont des modélisations bidimensionnelles non optimisées d'absorbeur, c'est-à-dire à porosité uniforme, afin de valider le modèle direct présentant les équations de transport couplées, décrites en section 2.1. Le flux radiatif et la vitesse de l'air sont considérés uniforme en entrée ce qui revient à une simulation en 1D. La forme faible des équations de transport (2) et (4) sont écrites avec la formulation SUPG (Streamline upwind Petrov-–Galerkin) pour stabiliser la résolution des schémas. Le terme non linéaire de l'émission radiative dans l'équation thermique du solide $(4\sigma_a T_s^4)$ est linéarisé avec la méthode de Newton-Raphson.

L'algorithme présenté est développé dans le logiciel open-source Freefem++ pour la résolution du problème faiblement couplé.

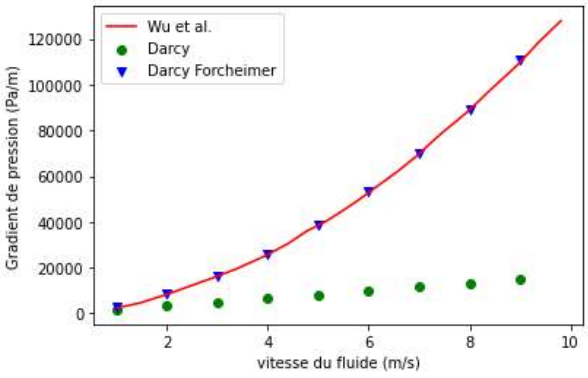


Figure 2 : *Comparaison aux résultats de Wu et al. [14] du gradient de pression pour différente vitesse de fluide*

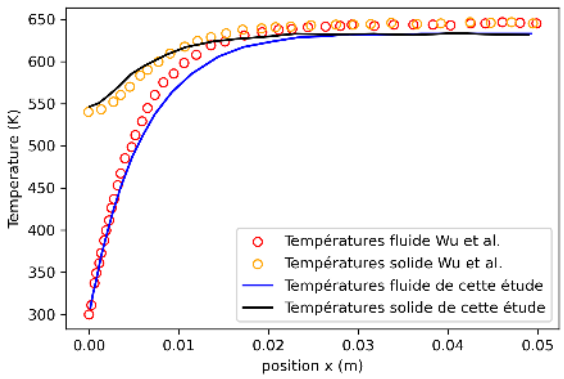


Figure 3 : *Comparaison aux résultats de Wu et al. [15] des température en fonction de la profondeur*

Les résultats issus de notre modélisation ont été comparé à ceux de Wu et Caliot [15, 16, 14]. Pour la simulation de l'écoulement du fluide, les résultats obtenues sont similaires aux données

de Wu [14]. De plus, les résultats mettent en évidence l'importance du terme de Forcheimer, c'est-à-dire des effets inertiels de l'écoulement du fluide dans le milieu poreux.

La simulation avec le couplage complet conducto-convecto-radiatif est comparé aux champs de température obtenue par Wu et al. [15]. Les courbes de température obtenues ont des évolutions comparables. L'écart de température en sortie d'absorbeur de l'ordre de $3.5\ \%$ s'explique par des choix de paramètres physiques légèrement différents afin de simplifier l'implémentation de l'outil d'optimisation. Il faut noter que l'équilibre thermique est atteint à la moitié de l'absorbeur. Cet espace "non utilisé", c'est-à-dire la partie en profondeur où la température de l'air n'évolue plus, laisse supposer qu'une marge de progression est possible, notamment pour réduire le gradient de température du fluide subie proche de l'entrée de l'absorbeur.

4.2. Optimisation d'un absorbeur solaire à flux radiatif non uniforme

La géométrie est un rectangle de longueur $5\ cm$ et de hauteur $3\ cm$. Une vitesse uniforme de $1\ m.s^{-1}$ est imposé pour le fluide en entrée sur le côté gauche est une pression constante est imposé en sortie sur le côté droit. Le flux radiatif solaire entrant à gauche est considéré collimaté avec une distribution gaussienne tel que :

$$I_0(r) = 1.2 \times 10^6 \exp(-2560 r^2) W\ m^{-2} \tag{11}$$

Pour un solide en carbure de silicium, SiC, la valeur de la conduction vaut $80\ W\ m^{-1}\ K^{-1}$, Le fluide est de l'air considéré comme un gaz parfait, la viscosité et la capacité calorifique sont prises constantes en première approximation ($C_p = 1000\ J\ kg^{-1}\ K^{-1}$ et $\mu = 1.6\ 10^{-5}\ kg\ m^{-1}\ s^{-1}$). Les bords haut et bas sont considérés comme des murs imperméables, adiabatiques et réfléchissants. L'objectif est de minimiser les gradients de température du solide à l'intérieur de l'absorbeur pour assurer la tenue mécanique de la pièce. On prend comme fonction de coût :

$$\mathcal{J} = \int_\Omega \nabla T_s \cdot \nabla T_s \, dx \tag{12}$$

La porosité est initialisée à $90\ \%$ dans l'absorbeur ($\theta = 0.1$). Avec ce champ de porosité, la température du solide (voir figure 2) se situe entre 980 et 1200 K avec de forts gradients, particulièrement en entrée de l'absorbeur, allant jusqu'à $200\ K\ cm^{-1}$ (voir figure 4).

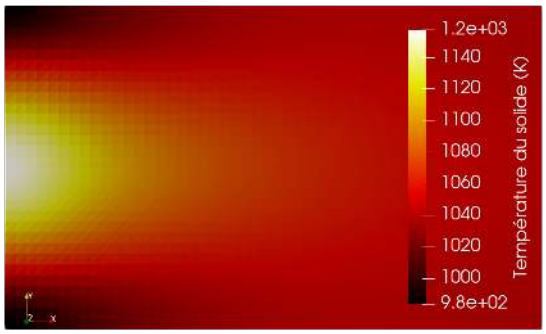


Figure 4 : *Champ de température du solide avec* $\theta = 0.1$

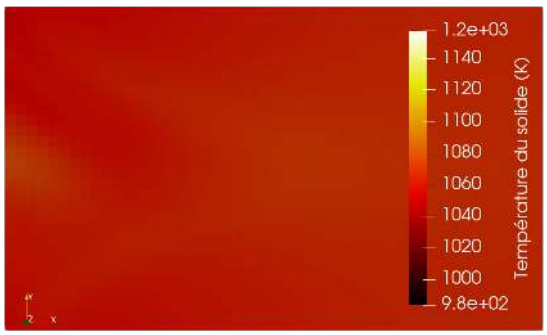


Figure 5 : *Champ de température du solide avec la porosité optimale donnée dans la figure 7*

Après optimisation, la température du solide varie entre $1048\ K$ et $1077\ K$, avec un gradient thermique maximal inférieur à $40\ K\ cm^{-1}$ (voir figure 5), l'évolution de la fonction coût avec les itérations d'optimisation est présenté en figure 6. Le champ de porosité obtenu (voir figure 7) montre une diminution de la fraction de solide à l'entrée du flux radiatif, à la fois pour concentrer le fluide et pour réduire l'absorption du flux solaire, permettant ainsi une meilleure répartition en profondeur dans l'absorbeur. Bien que le rendement ne soit pas la fonction de coût, la température moyenne du fluide en sortie passe de $1051\ K$ à $1068\ K$ grâce à la baisse de la température du solide à proximité de l'entrée, ce qui entraîne une diminution des pertes radiatives. Cela correspond à une amélioration du rendement, passant de $89,8\ \%$ à $92,1\ \%$.

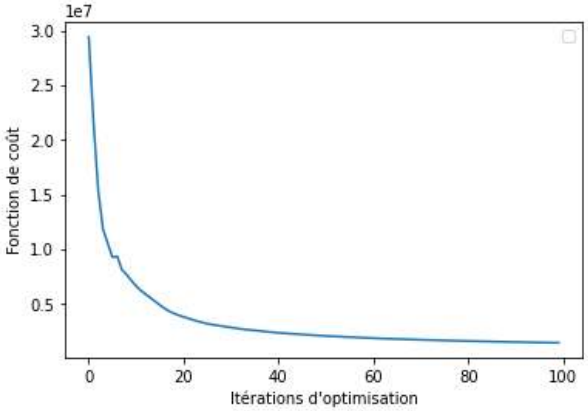


Figure 6 : *Evolution de la fonction de coût*

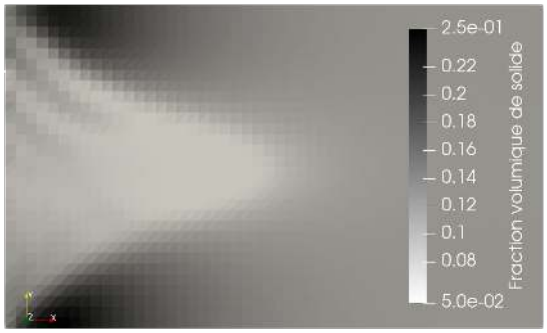


Figure 7 : *Champ optimal de fraction volumique de solide*

5. Conclusion

La technologie des absorbeurs volumiques ouverts produisant de l'air à haute température suscite beaucoup d'intérêt, car elle offre des avantages environnementaux et techniques importants. Cependant, certains défis majeurs, comme les contraintes thermo-mécaniques subies par le matériau, persistent. L'outil d'optimisation du champ de porosité permet, sous condition de simplifications de certaines physiques et d'un paramétrage adéquat des grandeurs physiques liées au champ de porosité, de proposer des géométries répondant aux enjeux d'intégrité définis dans la fonction de coût. L'optimisation montrée ici permet de diviser par 5 le gradient de température maximal pour un temps de calcul de quelques minutes. D'autres types de contraintes peuvent être implémentés, comme une maximisation du rendement ou une température cible en sortie pour le fluide, si celle-ci est demandée.

Remerciements

Cette thèse est réalisé dans le cadre de l'ANR ORCHESTRA, établie entre le laboratoire LTeN de Nantes, l'IFPEN (site de Rueil-Malmaison), l'IRCER de Limoges et le GeM de Nantes.

Références

[1] P. G. O. Agyekum. *Homogenization method for topology optimization of a coupled thermal fluid-structures built with composite materials*. PhD thesis.

[2] G. Allaire, E. Bonnetier, G. Francfort, and F. Jouve. Shape optimization by the homogenization method. *Numer. Math.*

[3] A. Avila-Marin, J. Fernandez-Reche, and A. Martinez-Tarifa. Modelling strategies for porous structures as solar receivers in central receiver systems : A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 111 :15–33, Sept. 2019.

[4] X. Chen, X.-L. Xia, H. Liu, Y. Li, and B. Liu. Heat transfer analysis of a volumetric solar receiver by coupling the solar radiation transport and internal heat transfer. *Energy Conversion and Management*, 114 :20–27, Apr. 2016.

[5] X. Chen, X.-L. Xia, X.-L. Meng, and X.-H. Dong. Thermal performance analysis on a volumetric solar receiver with double-layer ceramic foam. *Energy Conversion and Management*, 97 :282–289, June 2015.

[6] S. Du, Y.-L. He, W.-W. Yang, and Z.-B. Liu. Optimization method for the porous volumetric solar receiver coupling genetic algorithm and heat transfer analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 122 :383–390, July 2018.

[7] S. Du, T. Xia, Y.-L. He, Z.-Y. Li, D. Li, and X.-Q. Xie. Experiment and optimization study on the radial graded porous volumetric solar receiver matching non-uniform solar flux distribution. *Applied Energy*, 275 :115343, Oct. 2020.

[8] W. Fuqiang, T. Jianyu, M. Lanxin, S. Yong, T. Heping, and L. Yu. Thermal performance analysis of porous medium solar receiver with quartz window to minimize heat flux gradient. *Solar Energy*, 108 :348–359, Oct. 2014.

[9] T. J. Hendricks and J. R. Howell. Absorption/Scattering Coefficients and Scattering Phase Functions in Reticulated Porous Ceramics. *Journal of Heat Transfer*, 118(1) :79–87, Feb. 1996.

[10] S. Mey. *Absorbeur solaire volumique haute température à propriétés optiques contrôlées*. PhD thesis, 2016.

[11] S. Sas Brunser and A. Steinfeld. Design and Optimization of Hierarchically Ordered Porous Structures for Solar Thermochemical Fuel Production Using a Voxel-Based Monte Carlo Ray-Tracing Algorithm. *ACS Engineering Au*, 3(5) :326–334, Oct. 2023.

[12] M. Schuetz and L. Glicksman. A Basic Study of Heat Transfer Through Foam Insulation. *Journal of Cellular Plastics*, 20(2) :114–121, Mar. 1984.

[13] X. Viskanta, R. and J. Gore. Measurement and correlation of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 17(4) :285–293, Aug. 1998.

[14] Z. Wu, C. Caliot, F. Bai, G. Flamant, Z. Wang, J. Zhang, and C. Tian. Experimental and numerical studies of the pressure drop in ceramic foams for volumetric solar receiver applications. *Applied Energy*, 87(2) :504–513, Feb. 2010.

[15] Z. Wu, C. Caliot, G. Flamant, and Z. Wang. Coupled radiation and flow modeling in ceramic foam volumetric solar air receivers. *Solar Energy*, 85(9) :2374–2385, Sept. 2011.

[16] Z. Wu, C. Caliot, G. Flamant, and Z. Wang. Numerical simulation of convective heat transfer between air flow and ceramic foams to optimise volumetric solar air receiver performances. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(7) :1527–1537, Mar. 2011.

Simulation par la méthode de Monte Carlo en espace de chemins du couplage conducto-radiatif : Application à la Gyroïde

Alexandra FORTUNAT[1,2*], Stéphane BLANCO[3], Simon EIBNER[1], Mouna EL HAFI[1,3], Richard FOURNIER[3], Kokou N'WUITCHA[2], Léa PENAZZI[4], Frédéric TOPIN[3,4].

[1]RAPSODEE, UMR CNRS 5302, IMT Mines Albi, Campus Jarlard, 81013 Albi, France
[2]Laboratoire sur l'Énergie Solaire, Université de Lomé, B.P.1515 Lomé, Togo
[3]LAPLACE, UMR CNRS 5213, Université Paul Sabatier, Toulouse, France
[4]Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France
[*](Adjovi Alexandra FORTUNAT : adjovi.fortunat@mines-albi.fr)

Résumé - La croissance démographique mondiale entraîne une augmentation de la demande énergétique, incitant à l'utilisation d'énergies renouvelables telles que la biomasse, essentielle pour la cuisson. Cependant, sa raréfaction, son utilisation inefficace et ses impacts sur la santé rendent nécessaire l'optimisation du rendement thermique des fours et foyers. Ce travail propose une étude numérique des propriétés thermiques d'un milieu poreux de type gyroïde, généré numériquement et représentatif de l'argile, un matériau poreux apériodique. L'analyse repose sur la méthode de Monte Carlo pour étudier le transfert de chaleur couplé (conduction et rayonnement). L'étude examine la conductivité thermique effective en conduction pure et en couplage conduction-rayonnement, tout en évaluant l'influence de l'anisotropie, de la taille de la géométrie et de la température sur les propriétés thermiques.
Mots clés : Méthode de Monte Carlo, Transfert de chaleur, Conduction thermique, Rayonnement thermique, Couplage, Conductivité thermique effective, Milieu poreux.

Abstract - Global population growth is driving an increase in energy demand, encouraging the use of renewable energy sources such as biomass, which is essential for cooking. However, its scarcity, inefficient use, and health impacts necessitate optimizing the thermal performance of ovens and stoves. This work presents a numerical study of the thermal properties of a gyroid-type porous medium, generated numerically and representative of clay, an aperiodic porous material. The analysis is based on the Monte Carlo method to study coupled heat transfer (conduction and radiation). The study examines the effective thermal conductivity in both pure conduction and conduction-radiation coupling, while evaluating the influence of anisotropy, geometry size, and temperature on thermal properties.
Keywords : Monte Carlo Method, Heat Transfer, Thermal Conduction, Thermal Radiation, Coupling, Effective Thermal Conductivity, Porous Medium

Nomenclature

T	température, K	δ	pas numérique de déplacement en conduction
T_r	température de radiance, K	$\vec{n}$	vecteur normal
k	conductivité thermique, $\mathrm{W/(m.K)}$	$\vec{w}$	direction de propagation du rayonnement
p	densité de probabilité d'échantillonnage	$\vec{\phi}$	vecteur densité de flux de chaleur, $\mathrm{W/m^2}$
h_r	coefficient d'échange radiatif, $\mathrm{W/(m.K)}$		
$\kappa_{\mathbf{eff}}$	tenseur de conductivité thermique effective		

1. Introduction

La biomasse constitue une source d'énergie incontournable à l'échelle mondiale, notamment pour la cuisson domestique, en raison de sa disponibilité, de son faible coût et de son caractère renouvelable. Environ 35% de la population mondiale en dépend pour la préparation des repas,

avec des proportions atteignant 71% en Afrique, 43% en Asie, 11% en Amérique latine et 4% au Moyen-Orient [1]. Cependant, la demande croissante en biomasse exerce une pression considérable sur cette ressource, entraînant sa raréfaction ainsi que des conséquences sanitaires néfastes liées à des pratiques de combustion inefficaces [2, 3]. Dès lors, il devient essentiel d'optimiser le rendement thermique des dispositifs de cuisson afin de limiter leur consommation en combustible [4]. Les efforts d'amélioration des foyers de cuisson se concentrent principalement sur l'optimisation de leurs composants et de leur conception architecturale, en s'appuyant sur des méthodes d'évaluation telles que le Water Boiling Test (WBT) [5, 6]. Toutefois, l'amélioration des performances thermiques peut également être abordée en optimisant les matériaux constitutifs des foyers, en étudiant leurs propriétés thermiques et leur comportement au sein du système de cuisson.

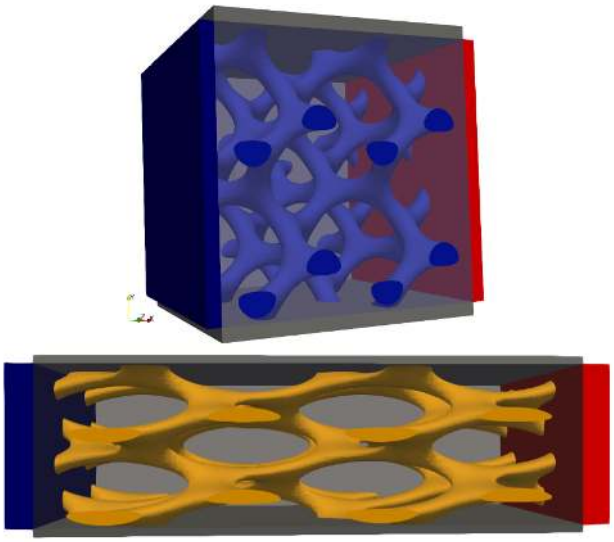


Figure 1 : *Haut : CUP cubique, isotrope.*
Bas : CUP "Etirée" : rapports d'aspect (2x, $\frac{y}{2}$, z).
La semelle (paroi) avant n'est pas représentée.

L'argile de Bangeli est une mousse d'argile à structure complexe, nécessitant une analyse fine de sa morphologie (par exemple, sur la base de µCT X) pour déterminer sa typologie précise. Pour évaluer ses propriétés de transfert sur la base d'images 3D, un modèle thermique précis intégrant la conduction et le rayonnement est indispensable. Au-delà des modèles classiques [7], les méthodes stochastiques, en particulier la méthode de Monte Carlo, se sont révélées efficaces pour la résolution de ce type de problèmes [8, 9].
Cette approche permet de distinguer les contributions respectives de la conduction et du rayonnement dans le calcul des propriétés thermiques effectives. Par ailleurs, grâce aux avancées en synthèse d'image, elle ne nécessite pas de maillage volumique du domaine, facilitant ainsi l'analyse de structures complexes [10, 11, 12, 13, 14, 15]. Cette étude numérique s'appuie sur ces développements pour analyser, dans un premier temps, la conductivité thermique effective d'une structure poreuse de type gyroïde –, appartenant à la famille des Triply Periodic Minimal Surfaces (TPMS). Cette géométrie, générée numériquement, est facilement paramétrable, ce qui en fait un excellent candidat pour la simulation thermique en amont de l'étude d'un matériau plus complexe et anisotrope, tel que l'argile de Bangeli. Les nombreux résultats existants sur les matériaux périodiques, tels que les TPMS et les cellules de Kelvin, offrent des points de validation et des perspectives prometteuses pour approfondir la compréhension des propriétés thermiques des poreux périodiques [7, 9, 15, 16] ou de topologies complexes [19].
Cette etude du couplage conduction-rayonnement a été méné dans l'optique de fournir une base donnée liant les propriétés thermiques et géométriques. Tout d'abord, la conductivité thermique effective est obtenue en conduction pure dans les deux milieux. Ensuite, le couplage conduction-rayonnement est intégré, permettant une analyse approfondie des transferts dans la structure. Enfin, nous évaluons l'impact de la taille, de l'anisotropie et de la température sur les propriétés thermiques effectives des gyroïdes étudiées.

2. Méthodologie

Le modèle physique, une Cellule Unitaire Périodique (CUP), est constitué d'une gyroïde -Surface solide minimale tripériodique- (phase 1) et de son complémentaire (phase 2), le tout entouré de six semelles qui ne sont pas en contact réciproque. Une température est imposée sur la semelle bleue, tandis qu'un flux est appliqué sur la semelle rouge suivant une direction donnée ; les quatre autres semelles sont adiabatiques (cf. Fig.1). La CUP allongée est obtenue en étirant le modèle selon les facteurs $(2, \frac{1}{2}, 1)$, ce qui permet de conserver le volume total (cf. Fig.1). Nous avons également analysé l'influence de la taille de la CUP en réalisant des homothéties de rapports $\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{100}$. Ces réductions n'affectent pas les propriétés de conduction pure, mais modifient les échanges radiatifs. Par ailleurs, l'impact de la température sur les performances thermiques de la CUP a été étudié en considérant le couplage conduction-rayonnement.

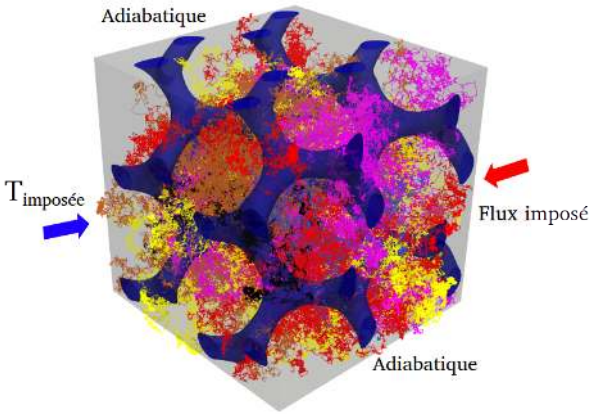


Figure 2 : *Exemples de chemins conductifs dans la CUP, avec un rapport de conductivités entre le milieu 1 et le milieu 2 ($k_2/k_1 \approx 10$). Les semelles ne sont pas représentées. Les pores sphériques sont de taille uniforme.*

2.1. Modèle thermique à l'échelle du pore

La conductivité thermique effective macroscopique est déterminée en résolvant numériquement, à l'échelle du pore, l'équation de la chaleur à l'aide de la méthode de Monte Carlo implémentée dans le logiciel libre Stardis [17]. Ce dernier figure parmi les méthodes comparatives utilisées pour la résolution du couplage conduction-rayonnement, afin de comparer les profils de température [18]. L'analyse en conduction pure - Modèle 1 -, décrit deux phases, immobiles. La diffusion thermique y est régie par l'équation de la chaleur stationnaire et sans source (1), avec des conditions de continuité des flux aux interfaces, équation (2).

— Modèle 1 : Conduction-conduction - Equation de Laplace (1) et continuité des flux aux interfaces.

$$\Delta T = 0 \text{ ; pour les phases 1 et 2} \tag{1}$$

$$-\kappa_1 \vec{\nabla} T_1 \cdot \vec{n}_1 = -\kappa_2 \vec{\nabla} T_2 \cdot \vec{n}_2 \tag{2}$$

Pour l'étude du couplage conduction-rayonnement -Modèle 2-, nous prenons une phase 1 solide, conductrice et opaque, et une phase 2 vide (transparente et sans conduction). Il y a alors un transfert radiatif dans la phase 2 entre les surfaces solides en vis-à-vis. Dans ce cas, le système devient l'équation de Laplace (3) dans la phase 1, associé à la continuité aux interfaces des flux conductifs avec les échanges radiatifs linéarisés entre les surfaces à travers la phase 2 (4).

— Modèle 2 : Conduction-rayonnement - Equation de Laplace (3) et continuité des flux aux interfaces.

$$\Delta T = 0 \text{ ; pour le milieu 1} \tag{3}$$

$$-\kappa_1 \vec{\nabla} T_1 \cdot \vec{n_1} = h_{r_2} \left[\int_{2\pi} p\left(\vec{w}\right) \, d\vec{w} \, \left[T_1 - T_{r_2}\left(\vec{w}\right) \right] \right] \tag{4}$$

— Formulation probabiliste du modèle 1 - Equation (5) - et du modèle 2 - Equation (6) - : Continuité des flux aux interfaces [10].

$$T = \frac{\frac{\lambda_1}{\delta_1}}{\frac{\kappa_1}{\delta_1} + \frac{\kappa_2}{\delta_2}} \cdot T_{\delta_1} \; + \; \frac{\frac{\kappa_2}{\delta_2}}{\frac{\kappa_1}{\delta_1} + \frac{\kappa_2}{\delta_2}} \cdot T_{\delta_2} \tag{5}$$

$$T = \frac{\frac{\kappa_1}{\delta_1}}{\frac{\kappa_1}{\delta_1} + h_{r_2}} \cdot T_{\delta_1} + \frac{h_{r_2}}{\frac{\kappa_1}{\delta_1} + h_{r_2}} \cdot \int_{2\pi} \frac{\vec{w} \cdot \vec{n_1}}{\pi} d\vec{w} \cdot T_{r_2}\left(\vec{w}\right) \tag{6}$$

Dans notre étude, la méthode de Monte Carlo permet une résolution de ces équations couplées à l'aide de chemins échantillonnés à partir de la semelle où le flux est imposé. Ces chemins sont de type brownien dans les parties solides et de type radiatif entre les surfaces des solides. Les conditions de raccord (équations (5) et (6)) se traduisent par des probabilités de poursuite du chemin, dans un domaine ou dans l'autre, et/ou de façon conductive ou radiative (voir Figure 2). Les chemins s'interrompent lorsqu'ils atteignent la paroi où la température est connue. Dans la figure 2, un exemple de cinq chemins est présenté parmi 10 000 lancés typiquement dans la CUP. Chaque couleur correspond à un chemin distinct, illustrant ainsi l'alternance des modes propagatifs (conductifs et radiatifs) phénomène physique étudié. On constate que les chemins restent confinés dans le milieu 2 traduisant la forte conductivité dans cette zone. En effet pour cette simulation la conductivité thermique du milieu 2 est 10 fois plus grande que celle du milieu 1. Au niveau des conditions de raccord, ce confinement des chemins se traduit par une forte probabilité du passage du chemin dans le milieu 2 que dans le milieu 1. Les conditions aux limites sont visibles sur la Figure 2.

2.2. Détermination de la conductivité

Décrite par Bear [20] et par Renard *et al.* [21] pour la perméabilité, l'approche utilisée peut être généralisée afin de déterminer d'autres propriétés (cf. Jobic [19]). Le tenseur de conductivité effective κ_{eff} est obtenu à partir de la loi de Fourier macroscopique et s'écrit (7) :

$$\kappa_{\mathbf{eff}} = (\vec{\nabla} T)^{-1} \mathbf{\Phi} \text{ ; avec } \kappa_{\mathbf{eff}} = \begin{bmatrix} \kappa_{xx} & \kappa_{xy} & \kappa_{xz} \\ \kappa_{xy} & \kappa_{yy} & \kappa_{yz} \\ \kappa_{xz} & \kappa_{yz} & \kappa_{zz} \end{bmatrix} \tag{7}$$

Le vecteur Φ correspond à l'assemblage des vecteurs de flux dans le milieu pour les trois expériences réalisées suivant les directions x, y et z. Lors de l'expérience suivant l'axe x (respectivement y et z), un flux est imposé sur la semelle x^+ (semelle perpendiculaire à l'axe x et située à la position la plus grande sur cet axe), respectivement y^+ et z^+, tandis qu'une température est imposée sur la semelle x^- (semelle perpendiculaire à l'axe x et située à la position la plus petite sur cet axe), respectivement y^- et z^-. Les températures moyennes des six semelles sont mesurées dans chaque cas, ainsi que les flux associés. Ces données permettent de déterminer les gradients de température pour chaque expérience i : $(\nabla T_x^i, \nabla T_y^i, \nabla T_z^i)$ où i prend successivement les valeurs 1, 2 et 3 pour les expériences réalisées respectivement suivant x, y et z.

$$\begin{bmatrix} \kappa_{xx} \\ \kappa_{xy} \\ \kappa_{xz} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{yz} \\ \kappa_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nabla T_x^1 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^1 & 0 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^1 & 0 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 \\ \nabla T_x^2 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^2 & 0 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^1 & 0 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 \\ \nabla T_x^3 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^3 & 0 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^3 & 0 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \phi_x^1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \phi_y^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \phi_z^3 \end{bmatrix} \tag{8}$$

La matrice des gradients de température est ensuite obtenue par l'assemblage des gradients calculés dans les trois directions de l'espace pour les trois expériences successives. Afin de réduire le nombre d'inconnues, la symétrie du tenseur est exploitée. Des équations supplémentaires $(\kappa_{xy} = \kappa_{yx},\ \kappa_{xz} = \kappa_{zx},\ \kappa_{yz} = \kappa_{zy})$ sont ajoutées au système, ce qui en fait un système surdéterminé comprenant neuf équations pour six inconnues (équation (8)). Ce système est résolu à l'aide de la méthode des moindres carrés (matrice de température inversible au sens de la méthode des moindres carrés). Dans tous les cas, les valeurs diagonales obtenues sont identiques, ce qui confirme la symétrie du tenseur. Cette symétrie peut également être obtenue en utilisant la demi-somme de κ_{eff} et de sa transposée, avec des résultats identiques.
Enfin, les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur sont extraits pour une analyse approfondie, permettant d'évaluer l'impact des paramètres géométriques ou thermophysiques sur les propriétés de la CUP. Les composantes de la diagonale du tenseur dans le repère $(Oxzy)$ sont décrites et analysées dans les sections suivantes.

3. Résultats du Modèle 1, transfert conductif dans les deux phases

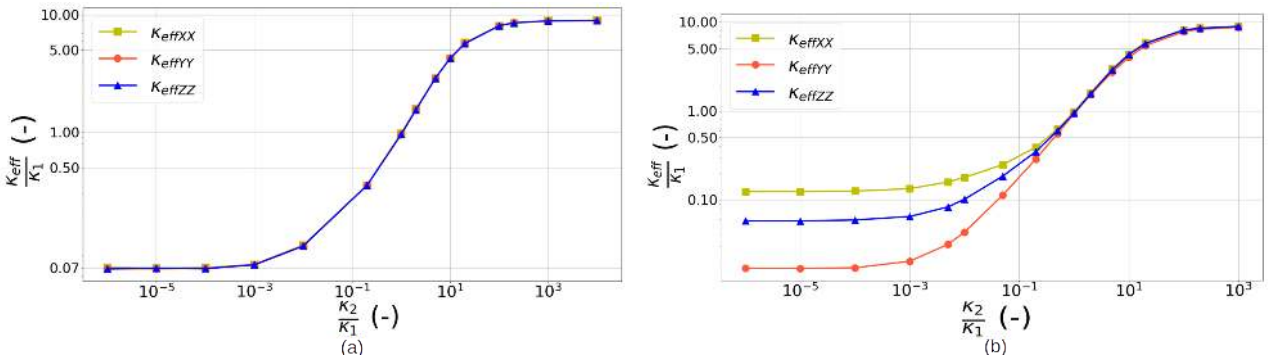


Figure 3 : *Termes diagonaux du tenseur de conductivité pour le cas conductif pur. (a) CUP cubique, où les trois directions sont indiscernables ; (b) CUP étirée, illustrant l'influence de l'anisotropie géométrique sur la conduction, particulièrement sensible lorsque* $k_2 \ll k_1$.

La figure 3 (a) démontre que la conductivité effective de la CUP est isotrope, puisque les écarts entre les directions restent inférieurs à un pourcent. Les températures moyennes surfaciques qui ont permi le calcul de ces conductivités effectives, ont été validées avec celles obtenue par StarCCM+. Lorsque le rapport de conductivité entre les phases est très faible $(\kappa_2/\kappa_1 \ll 1)$, la conductivité effective demeure quasiment constante, dominée par celle de la phase 1. Dans la région intermédiaire $(\kappa_2/\kappa_1 \sim 1)$, la contribution de la phase 2 se fait progressivement sentir, entraînant une augmentation progressive de la conductivité effective. Pour des valeurs élevées du ratio $(\kappa_2/\kappa_1 > 1)$, la conductivité effective atteint une limite asymptotique, où le comportement conductif de la phase 2 prédomine complètement. Dans la figure 3 (b), correspondant à la CUP étirée, les termes diagonaux du tenseur se distinguent nettement, indiquant une anisotropie marquée du matériau, contrairement à la configuration isotrope observée à gauche. Lorsque $\kappa_2/\kappa_1 \ll 1$, l'écart entre les directions est très net et les transferts par conduction se réalisent essentiellement dans la phase 1. À l'inverse, lorsque la phase 2 domine, l'anisotropie disparaît presque entièrement. Ce phénomène s'explique par les topologies distinctes des deux phases : la tortuosité de la phase 1 varie fortement selon la direction (cf. fig. 1 b), tout comme les distances entre les nœuds du réseau de brins qui la composent, tandis que la phase 2 peut être considérée comme un milieu continu traversé par ce réseau, qui n'altère que peu la topologie. Les résultats montrent que la CUP initiale présente une conductivité iso-

trope, tandis que l'étirement induit une anisotropie marquée. À faible conductivité de la phase 2, la conduction est principalement gouvernée par la phase 1. En revanche, lorsque la phase 2 domine, l'anisotropie disparaît presque totalement. Ces observations soulignent l'impact de la morphologie et du rapport de conductivité sur les propriétés thermiques du matériau.

4. Résultats du Modèle 2, transferts conducto-radiatifs

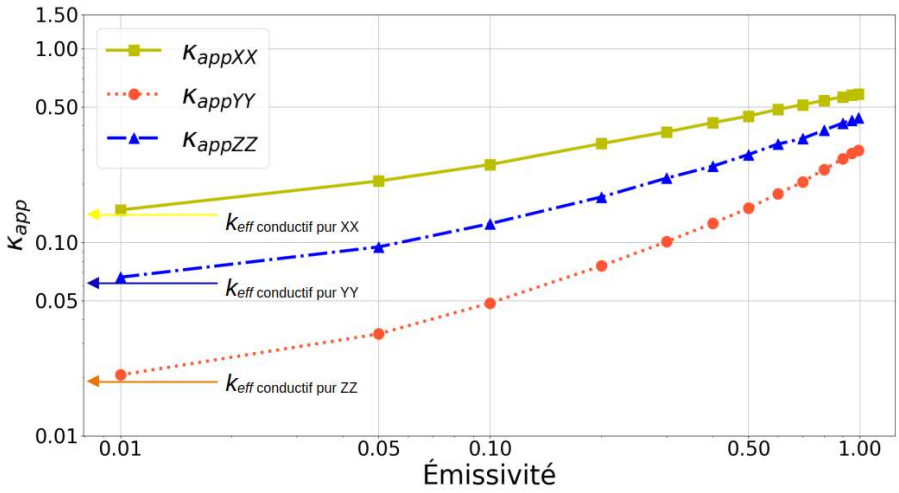


Figure 4 : *CUP étirée : Termes diagonaux du tenseur de conductivité apparente,* $k_1 = 1$ *W/m/K, flux* $= 200$ *W/m*^{2}*,* $T_{imp} = 300$ *K.*

Contrairement au cas purement conductif, la conductivité liée au couplage conducto-radiatif -conductivité apparente- dépend du niveau de température (et donc du flux) et constitue une conductivité apparente, valable pour une plage de température autour du cas étudié. Les calculs du couplage conduction-rayonnement ont été effectués avec les paramètres suivants : $\kappa_1 = 1$ W/m/K, flux imposé $Q = 200$ W/m^2 et température imposée sur la face froide $T_f = 300$ K. Les transferts radiatifs étant linéarisés, la température de référence pour le coefficient d'échange radiatif a été fixée à 300 K.

La figure 4 montre l'évolution des termes diagonaux du tenseur de conductivité thermique apparente ($\kappa_{\text{app},xx}$, $\kappa_{\text{app},yy}$, $\kappa_{\text{app},zz}$) en fonction de l'émissivité pour une CUP étirée. À faible émissivité, la conductivité apparente reste proche des valeurs purement conductives, indiquant une prédominance de la conduction. Lorsque l'émissivité augmente, κ_{app} croît fortement, traduisant l'effet du rayonnement, plus marqué dans la direction x, correspondant à l'étirement de la CUP. L'anisotropie est évidente : $\kappa_{\text{app},xx}$ est le plus élevé, suivi de $\kappa_{\text{app},yy}$, tandis que $\kappa_{\text{app},zz}$ est le plus faible, ce qui reflète l'influence de la géométrie sur le transfert thermique. Cette tendance montre que l'orientation et la structure de la CUP influencent fortement l'efficacité des échanges thermiques.

La figure 5 (a) illustre l'impact important du rayonnement sur la conductivité apparente, et ce pour des températures moyennes de la CUP variant entre 65 et 165 °C. La conductivité thermique apparente augmente fortement avec l'émissivité, ce qui reflète l'impact croissant du rayonnement. (La contribution de la conduction n'a pas changé lors de l'expérience). Les courbes, proches les unes des autres, montrent que la conductivité thermique est presque identique dans toutes les directions (isotropie). La même figure met en évidence l'influence de la taille de la CUP sur la conductivité thermique apparente. Trois tailles différentes sont comparées : la CUP normale, une CUP réduite à un dixième de sa taille et une CUP encore plus petite, correspondant à un centième de la taille initiale. On observe que, pour une même émissi-

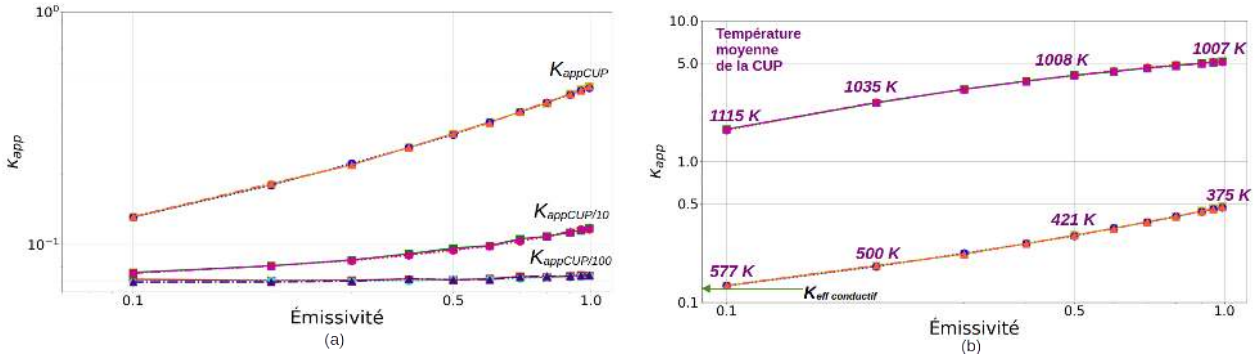


Figure 5 : *Termes diagonaux du tenseur de conductivité pour le couplage conduction-rayonnement pour k_1 = 1 W/m/K, Q= 200 W/m^2. (a) : influence de la taille (CUP, 1/10 * CUP, 1/100 * CUP) pour T_f= 300 K. (b) : influence de la température T_f=(300 K et 1000 K) pour la CUP.*

vité, plus la CUP est petite, plus la conductivité thermique apparente est petite. Cette tendance s'explique par la diminution des interactions radiatives entre les surfaces à mesure qu'elles se rapprochent. Lorsque la taille est réduite, la surface disponible pour les échanges thermiques (surface spécifique) devient proportionnellement plus grande par rapport au volume total du système, reduisant ainsi le transfert radiatif. La CUP/100 est quasi-isotherme. La contribution de la conduction reste inchangée au cours de l'expérience. Les courbes dans les trois directions restent proches les unes des autres, indiquant que l'isotropie est maintenue et ne dépend pas de l'échelle au premier ordre.

La figure 5 (b) illustre l'influence de la température sur la conductivité thermique apparente κ_{app}, qui augmente avec la température. Cette augmentation s'explique par le fait que le coefficient d'échange radiatif est nettement plus élevé à 1000 K qu'à 300 K. L'écart de température moyenne entre les semelles de la CUP est nettement plus important à 300 K qu'à 1000 K et s'accroît avec l'émissivité, traduisant une intensification des échanges radiatifs internes à haute température. Par ailleurs, les trois courbes associées à chaque température restent proches, indiquant que l'isotropie de la CUP est indépendante de la température. En résumé, la figure 5 met en évidence que κ_{app} dépend fortement de la température et de la taille de la CUP. À haute température, le rayonnement devient prépondérant et accentue l'augmentation de κ_{app}, le coefficient radiatif étant fonction de 1000 K en régime haute température et de 300 K en régime basse température. De plus, les échanges radiatifs diminuent avec la taille des structures par le rapprochement des surfaces. L'émissivité joue un rôle clé dans ces phénomènes, renforçant la contribution du rayonnement et influençant ainsi les performances des matériaux poreux.

5. Conclusion et Perspectives

Cette étude a permis de démontrer, à travers la simulation par la méthode de Monte Carlo en espace de chemins, l'importance du couplage conduction-rayonnement dans l'optimisation des propriétés thermiques de la gyroïde. Pour la conduction pure, la CUP présente une conductivité isotrope, tandis que l'étirement induit une anisotropie marquée. Lorsque la conductivité de la phase 2 est faible, la conduction est essentiellement contrôlée par la phase 1 ; à l'inverse, une dominance de la phase 2 tend à faire disparaître cette anisotropie, soulignant ainsi l'impact critique de la morphologie et du rapport de conductivité sur les propriétés thermiques du matériau. Par ailleurs, l'analyse du couplage conduction-rayonnement révèle que l'émissivité joue un rôle déterminant dans l'amplification de la conductivité thermique apparente, en particulier dans la direction de l'étirement. En effet, à haute température, le rayonnement domine et conduit à une augmentation significative de κ_{app}, tandis que dans des structures de taille réduite,

le rapprochement des surfaces atténue les échanges de rayonnement. Les observations montrent également que l'émissivité, en augmentant la contribution du rayonnement, impacte significativement les performances des matériaux poreux. En conclusion, notre étude illustre l'efficacité de la méthode de Monte Carlo en espace de chemins pour modéliser le couplage conduction-rayonnement dans des structures poreuses complexes. Ces résultats obtenus permettent d'optimiser les propriétés thermiques des matériaux en ajustant l'anisotropie, l'émissivité et les effets de dimensionnement. Par ailleurs, ces travaux ouvrent des perspectives prometteuses pour la conception de solutions adaptées à diverses applications, notamment en gestion thermique, comme l'étude des propriétés thermiques de l'argile de Bangeli.

Références

[1] B. Mérenne-Schoumaker et al, *La biomasse, entre tradition et usages nouveaux*, Atlas, 46-47 (2021).

[2] E. N. Chidumayo et al. *The Environmental Impacts of Charcoal Production in Tropical Ecosystems of the World : A Synthesis*, Energy for Sustainable Development, 86-94 (2013)

[3] B. Kafando et al. *Pollution intérieure par les PM2,5 issues des combustibles utilisés pour la cuisson des repas et risques sanitaires dans la ville de Ouagadougou*, Env., Risques & Santé, 245-253 (2019)

[4] M. Anjorin et al. *Étude Économique Des Foyers Domestiques Par La Technique d'ébullition de l'eau : Cas Du Bénin*, Afrique Science : Revue Internationale des Sciences et Technologie, (2014),

[5] T. Abasiryu et al. *Performance evaluation of some locally fabricated cookstoves in Mubi, Adamawa State, Nigeria*, Nigerian Journal of Technology, 48-53 (2016), 10.4314/njt.351.1047

[6] J. Jetter et al. *Solid-Fuel Household Cook Stoves : Characterization of Performance and Emissions*, Biomass & Bioenergy, 33, 294-305, (2009), 10.1016/j.biombioe.2008.05.014

[7] P. Kumar, F. Topin. The geometric and thermohydraulic characterization of ceramic foams : An analytical approach. Acta Materialia, 75, 273-286,2 014 10.1016/j.actamat.2014.04.061

[8] L. Ibarrart, et al. *Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the monte carlo method*, Begel House Inc. (2018) doi10.1615/IHTC16.pma.023662

[9] J-M.Tregan et al, *Coupling radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm*, PLOS ONE, (2023) 10.1371/journal.pone.0283681

[10] M. Bati et al., *Coupling Conduction, Convection and Radiative Transfer in a Single Path-Space : Application to Infrared Rendering*, ACM Trans. Graph., 42, 1-79, (2023) 10.1145/3592121

[11] N. Villefranque et al., *The "Teapot in a City" : A Paradigm Shift in Urban Climate Modeling*, Science Advances, 8, 2, (2022) 10.1126/sciadv.abp8934

[12] G. L.Vignoles et al. *Computation of the Conducto-Radiative Effective Heat Conductivity of Porous Media Defined by TPMS*, I.J.T.S., (2021) 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106598

[13] C. Heisel et al. *Digital Design and 3D Printing of Innovative SiC, Architectures for High Temp. Volumetric Solar Receivers*, Solar Energy Mat. and Sol. Cells, (2021) 10.1016/j.solmat.2021.111336

[14] C. Heisel, *Conception et réalisation, par fabrication additive, de matériaux cellulaires architecturés*, These de doctorat (2019),Université de Limoges.

[15] M. Sans et al. *Méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la caractérisation des propriétés thermophysiques : cas de la méthode flash*, Société Française de Thermique, (2021) 10.25855/SFT2021-076

[16] M. Sans et al. *Exp. Charac. of the Coupled Conductive and Radiative Heat Transfer in Ceramic Foams with a Flash Method at High Temp.*, IJHMT, (2020) 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119077

[17] Stardis https ://www.meso-star.com/projects/stardis/stardis.html

[18] L. Penazzi et al. Analyse comparative de méthodes de résolution du couplage conduction-rayonnement dans des matériaux hétérogènes semi-transparents, SFT, (2025)

[19] Y. Jobic et al. *Determining Permeability Tensors of Porous Media : A Novel 'Vector Kinetic' Numerical Approach*, Int. J. Multiphase Flow, (2019) 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.09.007

[20] J. Bear, *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Israel Institute of Technology (1972).

[21] P. Renard, A. Genty et F. Stauffer, *Laboratory Determination of the Full Permeability Tensor*, Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 116, (2021) 10.1029/2001jb000243

Remerciements

Ce travail a été soutenu par l'AFD via l'ANR : (PeA) / Projet IMPACT PeA.1 / 21-PEA2-0007-01

Étude expérimentale du refroidissement par impact de jet d'huile : influence de la courbure de surface

Antoine MARTIRÉ[1], **Matthieu FÉNOT**[1], **Manuel GIRAULT**[1], **Stéphane GUILAIN**[2]

[1] Institut Pprime, CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, 1 Avenue Clément Ader, BP 40109, 86961, Futuroscope, Chasseneuil Cedex, France.

[2] Renault S.A.S, Technocentre, 1 Avenue du Golf, 78280 Guyancourt, France.

Résumé - Cette étude vise à évaluer l'influence de la courbure de surface (convexe et concave) sur la distribution locale du coefficient d'échange convectif d'un jet émergé circulaire d'huile impactant verticalement une surface statique, et s'inscrit dans le cadre de l'étude du refroidissement des moteurs électriques. Les paramètres d'influence étudiés sont les nombres de Reynolds et de Prandtl, le type de courbure (convexe ou concave) et le rayon associé. La convexité n'a montré aucun impact notable sur les transferts thermiques. En revanche, pour une surface concave, une diminution est observée dans la zone de stagnation pour de fortes courbures. Au-delà de la zone d'impact, les effets gravitaires réduisent légèrement les échanges dans la direction circonférentielle, tandis qu'à faible débit, un cisaillement entre les écoulements axial et circonférentiel diminue les transferts axiaux.

Nomenclature

Symboles latins

$\mathcal{B}$	Base de polynômes de Bernstein
d	Diamètre d'injection, m
h	Coefficient d'échange convectif, $\mathrm{W/(m^2.K)}$
l	Longueur de la partie finale de l'injecteur, m
N	Nombre d'inconnues du problème inverse
Nu	$= hd/\lambda$, Nombre de Nusselt
$\mathrm{Nu_0}$	Nombre de Nusselt de référence
p	Nombre de coefficients de la décomposition sur une base de polynômes de Bernstein
Pr	$= \nu/\alpha$ Nombre de Prandtl
r	Distance depuis le point d'impact, m
R_c	Rayon de courbure de la surface, m
Re	$= Ud/\nu$ Nombre de Reynolds à l'injection
T	Température, K
U	Vitesse moyenne du jet, $\mathrm{m/s}$
Z	Distance injecteur/surface d'impact, m

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique de l'huile, $\mathrm{m^2/s}$
γ	Coefficient de la décomposition sur une base de polynômes de Bernstein
ε	Émissivité de la face arrière de la paroi d'impact
λ	Conductivité thermique de l'huile, $\mathrm{W/(m.K)}$
ν	Viscosité cinématique de l'huile, $\mathrm{m^2/s}$
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, $\mathrm{W/(m^2.K^4)}$
φ	Densité de flux, $\mathrm{W/m^2}$

Indices et exposants

ad	Relatif à la paroi adiabatique
amb	Relatif à l'ambiante
axi	Relatif à la direction axiale
$\mathrm{chauffe}$	Relatif au chauffage de la paroi
cir	Relatif à la direction circonférentielle
cond	Relatif aux échanges conductifs
conv	Relatif aux échanges convectifs
jet	Relatif au jet
moy	Relatif aux échanges moyens
$\mathrm{p,ar}$	Relatif à la paroi arrière (face de mesure IR)
$\mathrm{p,av}$	Relatif à la paroi avant (impactée par le jet)
rad	Relatif aux échanges radiatifs
ref	Relatif à une grandeur de référence
stg	Relatif au point de stagnation du jet

1. Introduction

L'essor des véhicules électriques et hybrides a conduit au développement de moteurs plus performants et compacts, augmentant la densité de puissance et les contraintes thermiques localisées. Pour répondre à cette problématique, le refroidissement par jets d'huile se révèle plus performant que les systèmes à air. Grâce à ses propriétés diélectriques, l'huile permet d'envoyer un jet liquide directement sur les composants critiques tels que le stator et les têtes de

bobine [1, 2]. Les études expérimentales portant sur les écoulements de liquides à fort nombre de Prandtl dans des géométries complexes demeurent encore peu nombreuses. Bien que les impacts de jets liquides aient fait l'objet de nombreuses recherches, la majorité des travaux se concentre sur des surfaces planes, et principalement en utilisant des jets d'eau. Quelques études se sont intéressées à l'interaction entre des jets d'eau et des surfaces convexes, en mettant en évidence des phénomènes tels que la dynamique de l'écoulement et les effets de la courbure sur le ressaut hydraulique [3, 4]. Par ailleurs, certains travaux ont étudié les transferts thermiques associés, montrant une légère amélioration des échanges de chaleur autour du point d'impact [5, 6, 7]. Cependant, les études présentes dans la littérature n'abordent ni les surfaces concaves ni des situations de refroidissement de surfaces courbes avec des jets d'huile.

Cette étude vise donc à comparer les transferts de chaleur locaux induits par un jet d'huile à haut nombre de Prandtl sur des parois planes, convexes et concaves. Plusieurs nombres de Reynolds, de Prandtl et rayons de courbure sont considérés pour analyser les échanges convectifs entre le jet et la paroi.

2. Dispositif expérimental

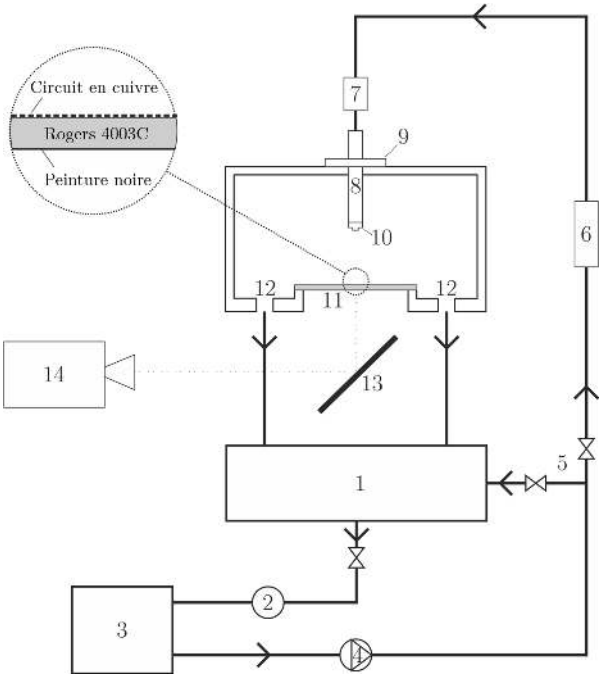


Figure 1 : *Représentation schématique du banc d'essais pour une surface d'étude plane.*

Une représentation schématique du montage est donnée sur les figures 1 et 2. L'huile circule en circuit fermé, débutant dans un réservoir (1) sous la zone d'étude. Il s'agit d'une huile de transmission automatique spécialement conçue pour le refroidissement des moteurs électriques, dont l'évolution des propriétés thermophysiques en fonction de la température est bien caractérisée. Elle traverse un filtre à crépine (2), puis un cryostat (3) (Huber Unistat ® 410) pour la régulation thermique de l'huile. Une pompe (4) assure la circulation de l'huile. Un système de vannes (5) permet de réduire le temps de stabilisation thermique en redirigeant une partie de l'huile directement vers le réservoir. En amont de l'injecteur, un débitmètre (6), un capteur de pression, et une sonde de température (7) mesurent les paramètres d'écoulement. L'injection est réalisée par un tube métallique (8) (diamètre interne de 3 mm) traversant l'enceinte (fixé par

un collier d'ajustement (9)) et termine par un injecteur amovible (10) de longueur $l = 3$ mm et de diamètre $d = 2$ mm, avec une section terminale rétrécie (figure 2). Le jet impacte la surface d'étude (11). Après impact, l'huile s'écoule vers le réservoir via des gouttières (12). Un miroir en or (13) orienté à 45° est disposé sous l'enceinte pour observer la face arrière de la surface avec une caméra infrarouge FLIR X6580sc (14). Cette face est recouverte d'une peinture noire haute émissivité ($\varepsilon = 0,95 \pm 0,02$).

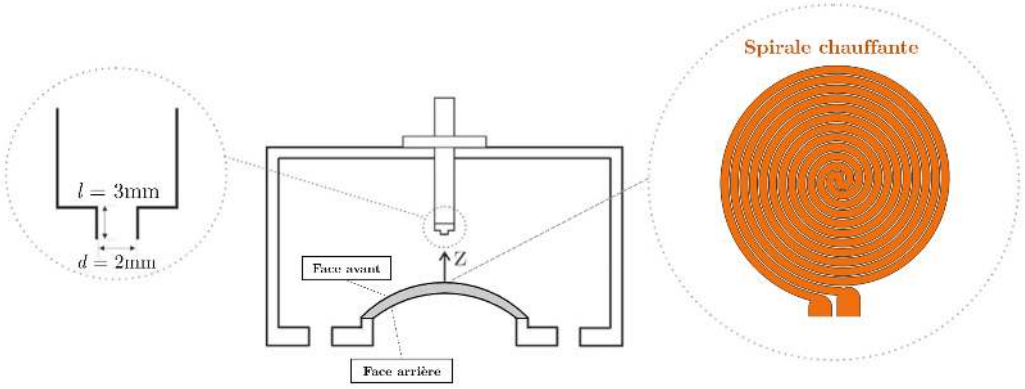


Figure 2 : *Représentation schématique de la veine d'essais pour une surface d'étude convexe.*

Le jet libre parcourt une distance Z, fixée ici à $Z/d = 10$. La paroi d'impact, en Rogers 4003C (épaisseur 0,406 mm, conductivité thermique 0,71 W/(m.K)), est recouverte d'un circuit spiralé en cuivre (épaisseur 35 µm), centré sur l'injecteur (voir figure 2). Les pistes de 1,05 mm de large sont espacées les unes des autres de 0,2 mm. Le circuit dissipe de la chaleur par effet Joule. En connaissant l'intensité du courant et la résistance des pistes, il est possible de déterminer précisément la densité de flux thermique dissipée. Celle-ci est ajustée en modifiant le courant, avec un maximum de 30 A délivré par le générateur en continu. La configuration spiralée assure une chauffe quasi-uniforme. La température ambiante est mesurée via un thermocouple K proche du banc d'essais. L'amovibilité du support de la paroi permet d'étudier le refroidissement sur surfaces planes ou courbes. Les formes courbes (convexes ou concaves) sont obtenues en adaptant la surface plane au support courbe. Cinq supports en aluminium ont été conçus : un pour la surface plane ($R_c = \infty$), deux pour la courbure convexe ($R_c = 75$ mm, 20 mm) et deux pour la courbure concave ($R_c = 40$ mm, 20 mm).

3. Méthode d'estimation expérimentale du coefficient d'échange

Le coefficient d'échange convectif est défini par $h = \varphi_{\mathrm{conv,av}}/(T_{\mathrm{p,av}} - T_{\mathrm{ref}})$, où $\varphi_{\mathrm{conv,av}}$ est la densité de flux convectif entre l'huile et la surface, $T_{\mathrm{p,av}}$ la température de paroi de la face impactée et T_{ref} la température de référence du liquide. Cette dernière, parfois prise égale à la température du jet T_{jet}, est généralement fixée à la température adiabatique de paroi T_{ad} pour prendre en compte les échauffements visqueux se produisant au sein de la couche limite thermique (particulièrement fine dans le cas d'un film d'huile après impact du jet). Elle est déterminée par mesure de la température en face arrière de la paroi $T_{\mathrm{p,ar}}$ lorsque le jet est activé en l'absence de flux de chauffe. Les mesures ont montré que cette température est très proche de la température d'injection T_{jet} (différence maximale de l'ordre de 2°C), mais admet une répartition non uniforme [8]. Dans notre étude, la température de référence est la moyenne de la température adiabatique de paroi sur la zone de chauffe.

Les mesures IR permettent d'accéder à des champs surfaciques complets, et fournissent une

meilleure résolution spatiale que des thermocouples. Cependant, l'huile opaque aux infrarouges rend impossible toute mesure directe de la température de la surface impactée. Les mesures sont donc réalisées en face arrière. Pour chaque mesure, le jet est activé et une densité de flux est imposée. Après avoir atteint l'équilibre thermique, 600 images sont enregistrées sur une durée de 12 s, puis moyennées pour chaque pixel pour obtenir une image moyenne résultante. La courbure de la surface n'impacte pratiquement pas la mesure thermographique sur la zone d'étude. En effet, l'émissivité locale est peu affectée par l'angle entre la surface et la caméra (maximum 30°). Pour la courbure la plus forte ($R_c = 20$ mm), une différence relative inférieure à 1% par rapport à la paroi plane est observée. L'estimation du coefficient d'échange h à partir des mesures de température $T_{\mathrm{p,ar}}$ nécessite le développement d'une méthode inverse. Au lieu de résoudre un problème inverse non-linéaire avec h comme inconnue, nécessitant une méthode itérative, nous choisissons de résoudre un problème inverse linéaire, sans itérations, visant à estimer la distribution surfacique de densité de flux de chaleur locale conduite à travers la paroi φ_{cond} à partir des mesures de $T_{\mathrm{p,ar}}$ (relation linéaire entre les données $T_{\mathrm{p,ar}}$ et les inconnues φ_{cond}). Cette densité de flux s'exprime :

$$\varphi_{\mathrm{cond}} = \varphi_{\mathrm{chauffe}} - \varphi_{\mathrm{conv,av}} = \varphi_{\mathrm{chauffe}} - h\,(T_{\mathrm{p,av}} - T_{\mathrm{ref}}) \tag{1}$$

où $\varphi_{\mathrm{chauffe}}$ est connue et correspond à la densité de flux de chaleur locale créée par effet Joule au sein de la spirale. La résolution du problème inverse nécessite en premier lieu un modèle physique. Pour cela, un modèle 3D stationnaire des transferts de chaleur par conduction à travers la plaque a été réalisé avec le logiciel COMSOL Multiphysics® (modèle 3D éléments finis). Le modèle prend en compte le caractère plan, convexe ou concave de la plaque ainsi que sa courbure le cas échéant. Du fait de sa relativement forte conductance thermique, la couche de cuivre n'est pas incluse dans la modélisation. Les transferts de chaleur par convection naturelle et rayonnement sur la face arrière sont pris en compte. Les échanges radiatifs sont linéarisés afin de conserver la linéarité du problème inverse. Un coefficient d'échange radiatif est donc estimé à partir du champ de température $T_{\mathrm{p,ar}}$ et de la température ambiante T_{amb}, pour chaque pixel ($h_{\mathrm{rad,ar}} = \sigma\,\varepsilon\,(T_{\mathrm{p,ar}}^2 + T_{\mathrm{amb}}^2)\,(T_{\mathrm{p,ar}} + T_{\mathrm{amb}})$). Par ailleurs, les parois latérales sont considérées isolées en raison de la faible épaisseur et de la faible conductivité thermique du matériau. Dans ce modèle pour le problème inverse, la condition limite inconnue en face avant est φ_{cond}. L'estimation de φ_{cond} est obtenue par moindres carrés ordinaires à partir de la distribution surfacique de température $T_{\mathrm{p,ar}}$ et de la densité de flux de pertes par échanges avec l'ambiante en face arrière, ainsi que des matrices du modèle en représentation d'état exportées depuis le logiciel COMSOL Multiphysics®. Cependant, lorsque les inconnues sont les valeurs correspondant à la discrétisation spatiale de φ_{cond} sur la face avant, on obtient une matrice de sensibilité très mal conditionnée : un très faible bruit sur les mesures de $T_{\mathrm{p,ar}}$ suffit à déstabiliser l'estimation de φ_{cond}. Une régularisation du problème inverse s'impose donc. Parmi les techniques de régularisation possibles (Tikhonov, SVD…), nous avons mis en place une décomposition de φ_{cond} sur une base de fonctions spatiales $\mathcal{B} = \{f_i(x,y), i \in \{1,\ldots,p\}\}$, telle que :

$$\varphi_{\mathrm{cond}}(x,y) = \sum_{i=1}^{p} \gamma_i\, f_i(x,y) \tag{2}$$

Les inconnues $\varphi_{\mathrm{cond},j}$ où $j \in \{1,\ldots,N\}$, avec N le nombre de points dans la discrétisation spatiale de la face avant (nombre d'inconnues du problème inverse), sont remplacées par les nouvelles inconnues γ_i où $i \in \{1,\ldots,p\}$ avec $p \ll N$. Cela permet d'améliorer le conditionnement de la matrice de sensibilité. Une base de fonctions à deux variables, obtenues par le produit de deux polynômes de Bernstein, a été choisie car elle correspond bien au type de distribution à

estimer. Une fois l'estimation de φ_{cond} obtenue, toutes les conditions limites du problème sont déterminées. La température dans toute la plaque, notamment la température $T_{\text{p,av}}$ en face avant, peut alors être calculée par résolution du problème direct. L'estimation de la distribution surfacique du coefficient d'échange h induit par le jet d'huile est ensuite obtenue en réarrangeant les termes de l'équation 1 :

$$h = \frac{\varphi_{\text{chauffe}} - \varphi_{\text{cond}}}{T_{\text{p,av}} - T_{\text{ref}}} \tag{3}$$

Le nombre de Nusselt $\text{Nu} = h\,d/\lambda$ est ensuite calculé localement pour chaque pixel, où λ correspond à la conductivité thermique de l'huile, évaluée à la température du jet T_{jet}. Après impact sur la paroi, le film d'huile en écoulement se réchauffe au fur et à mesure de l'étalement radial. Une augmentation du flux de chauffe conduit à un échauffement accru du film d'huile, induisant une modification locale des propriétés thermo-physiques du film (notamment la viscosité, très sensible à la température pour de l'huile). Ces variations locales modifient la dynamique et la thermique de l'écoulement. Comme visible sur la figure 3, le coefficient d'échange convectif entre l'huile et la paroi (et par extension le nombre de Nusselt) augmente avec la densité de flux de chauffe imposée. Pour chaque configuration testée, et pour s'affranchir de cette dépendance au flux imposé et comparer les résultats entre eux, plusieurs densités de flux de chauffe ont été imposées (variant entre 128 kW/m^2 et 473 kW/m^2 selon les configurations). Nous utiliserons pour la suite un nombre de Nusselt de référence, noté Nu_0, correspondant à une configuration artificielle où le film d'huile en écoulement n'est pas influencé par la densité de flux de chauffe imposée. Ce nombre de Nusselt est calculé par régression linéaire à partir des différents flux de chauffe et nombres de Nusselt résultants associés : $\text{Nu}(\varphi_{\text{chauffe}}) = \text{Nu}_0 + \beta \times \varphi_{\text{chauffe}}$, où β correspond au coefficient directeur et Nu_0 à l'ordonnée à l'origine. Cette méthodologie a déjà été utilisée dans la littérature [8].

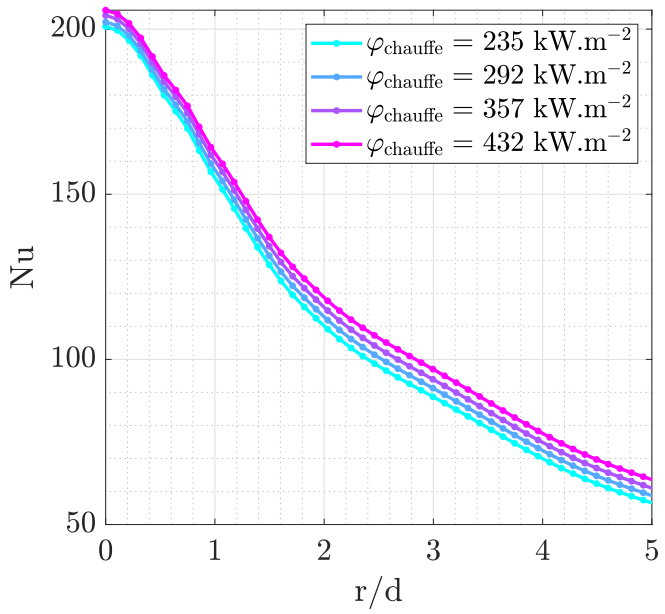


Figure 3 : *Illustration de l'influence de la densité de flux de chauffe moyenne sur le nombre de Nusselt local. Résultats obtenus pour une surface plane ($R_c = \infty$) ; Re = 1070 ; Pr = 210.*

Par nature, les transferts de chaleur induits par un jet impactant une surface plane sont axisymétriques. Ils peuvent alors être décrits selon un axe radial depuis le point d'impact, défini

par la distance adimensionnée r/d (en pratique, le nombre de Nusselt est moyenné dans 4 directions depuis le point d'impact). La zone de stagnation du jet s'étend du point d'impact jusqu'à un rayon $r_{\mathrm{stg}} = 0,5\ d$. Pour l'étude sur parois courbes, l'anisotropie de la surface nous oblige à observer l'évolution du nombre de Nusselt selon deux directions depuis le point d'impact : une direction axiale correspondant à la partie plane, repérée par la distance adimensionnée r_{axi}/d, et une direction circonférentielle, définie par l'abscisse curviligne adimensionnée r_{cir}/d, suivant la courbure cylindrique de la surface.

Les incertitudes ont été calculées à partir des erreurs sur les mesures de température (ambiante et IR), l'émissivité, les caractéristiques de la plaque, ainsi que les flux thermiques $\varphi_{\mathrm{chauffe}}$ et φ_{ar}. Toutes configurations confondues, l'incertitude globale maximale sur le nombre de Nusselt est de $\pm$ 14,2 % (atteinte au point d'impact où la différence de température entre l'huile et la paroi est minimale). En bordure de la zone étudiée, où cette différence est maximale, l'incertitude globale atteint $\pm$ 4,3 %. Enfin, les incertitudes relatives restent inférieures à $\pm$ 3,2 %.

4. Résultats

4.1. Effet de la convexité de la surface

Différentes configurations ont été étudiées afin d'analyser l'effet d'une courbure convexe sur le refroidissement. Ces configurations incluent un jet allant du régime laminaire au régime faiblement turbulent ($525 < \mathrm{Re} < 1770$), plusieurs températures d'injection ($148 < \mathrm{Pr} < 328$), ainsi que deux rayons de courbure ($R_c = 75$ mm, 20 mm). Les figures 4 et 5 illustrent l'évolution radiale du nombre de Nusselt de référence à partir du point d'impact, dans les directions axiale et circonférentielle, pour les deux rayons de courbure étudiés, dans le cas d'un jet laminaire ($\mathrm{Re} = 525$; $\mathrm{Pr} = 210$; figure 4), et d'un jet faiblement turbulent ($\mathrm{Re} = 1070$; $\mathrm{Pr} = 210$; figure 5). L'évolution radiale du nombre de Nusselt de référence sur une surface plane, dans des conditions d'injection identiques, y est également représentée. Pour les deux cas étudiés, les évolutions du nombre de Nusselt sont quasiment identiques, indépendamment du rayon de courbure de la surface convexe et de la direction considérée à partir du point d'impact. De plus, les transferts de chaleur sont également identiques à ceux obtenus sur paroi plane ($R_c = \infty$). Les légères différences entre les courbes observées sur ces deux figures peuvent être clairement attribuées aux incertitudes de mesure plutôt qu'à un quelconque effet de la courbure. Ces résultats ont été constatés sur l'ensemble des configurations testées. Toutes configurations confondues, la différence relative au cas plan sur le nombre de Nusselt ne dépasse pas 3,7 % pour $\mathrm{Nu}_{\mathrm{stg}}$, et 4,9 % pour $\mathrm{Nu}_{\mathrm{moy}}$. Ainsi, une courbure convexe, dans la gamme de R_c considérée, semble n'avoir aucune influence sur les transferts de chaleur induits par le film d'huile en écoulement. Cela pourrait s'expliquer par le fait que la convexité de la surface préserve la stabilité des jets laminaires ou faiblement turbulents, rendant ainsi les transferts thermiques comparables à ceux observés sur une paroi plane. La courbure n'est pas suffisante pour perturber la dynamique de l'écoulement du film d'huile au point d'altérer les échanges thermiques avec la surface. Dans cette étude, la courbure maximale correspond à un rayon de courbure adimensionné de $R_c/d = 10$, ce qui pourrait être encore trop élevé pour permettre l'observation d'un effet significatif de la courbure sur les transferts de chaleur.

4.2. Effet de la concavité de la surface

Des configurations identiques au cas convexe ont été réalisées pour des surfaces concaves, à la différence des rayons de courbure étudiés ($R_c = 40$ mm, 20 mm). Les figures 6 et 7 illustrent respectivement les mêmes comparaisons que les figures 4 et 5 mais dans le cas de

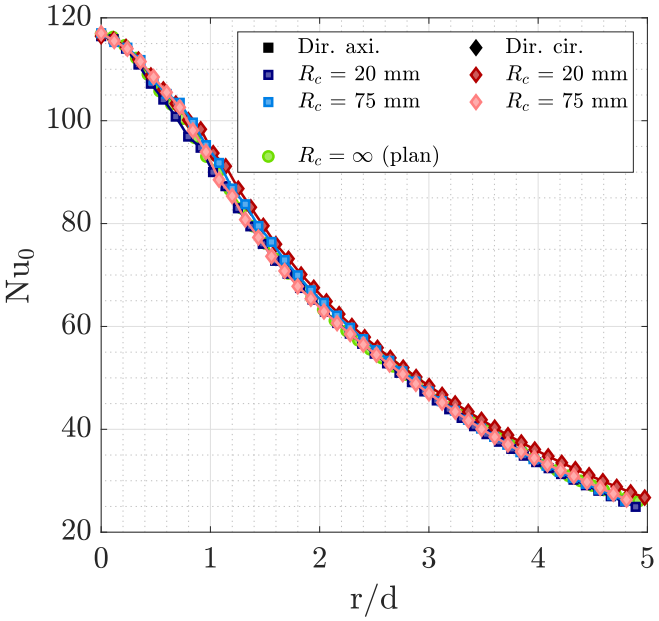


Figure 4 : *Évolutions des nombres de Nusselt axial et circonférentiel sur paroi convexe (R_c = 75 mm, 20 mm), comparées au cas plan. Re = 525, Pr = 210.*

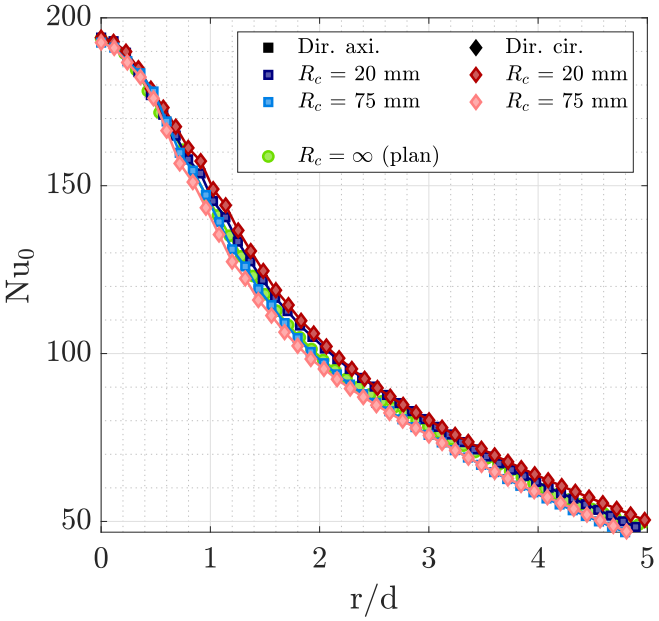


Figure 5 : *Évolutions des nombres de Nusselt axial et circonférentiel sur paroi convexe (R_c = 75 mm, 20 mm), comparées au cas plan. Re = 1070, Pr = 210.*

surfaces concaves. Quel que soit le nombre de Reynolds, une diminution notable du nombre de Nusselt est observée dans la zone de stagnation pour $R_c = 20$ mm, tandis qu'aucune influence de la courbure n'est visible dans cette même région pour $R_c = 40$ mm. Pour $R_c = 20$ mm, ces dégradations autour du point d'impact sont attribuées à des perturbations locales de l'écoulement, causées par une courbure plus importante. Au-delà de la zone de stagnation, une diminution du nombre de Reynolds et du rayon de courbure entraîne une légère dégradation des échanges par rapport à une paroi plane. En raison de la courbure concave, l'écoulement circonférentiel doit remonter la surface en opposition aux forces de gravité. Par conséquent, à distance égale du point d'impact, la vitesse de l'écoulement circonférentiel est inférieure à celle de l'écoulement radial sur paroi plane, justifiant une diminution du nombre de Nusselt circonférentiel $\mathrm{Nu}_{\mathrm{cir}}$ par rapport au cas plan. À nombre de Reynolds égal, cet effet est accentué par la diminution du rayon de courbure, et le nombre de Prandtl (fluide plus visqueux). Néanmoins, ces effets gravitaires se font moins ressentir à un nombre de Reynolds élevé. À $\mathrm{Re} = 1070$, la baisse de vitesse dans la direction circonférentielle n'entraîne presque aucune différence par rapport à une paroi plane. De plus, la concavité réduit la surface d'étalement, contraignant le fluide initialement dirigé dans le sens circonférentiel à retomber. Cela engendre un cisaillement avec l'écoulement axial, entraînant une diminution de la vitesse de ce dernier et une légère baisse du nombre de Nusselt $\mathrm{Nu}_{\mathrm{axi}}$ qui lui est associé. Lorsque le nombre de Reynolds ou le rayon de courbure diminue, le rayon r_{axi}, où se produit le cisaillement dégradant les transferts thermiques, diminue. Ainsi, pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, le cisaillement du fluide axial par les retombées circonférentielles se produit en dehors de la zone d'étude, rendant le nombre de Nusselt axial identique à celui sur paroi plane (voir figure 7). Toutes configurations confondues, la différence relative au cas plan sur le nombre de Nusselt moyen sur la zone d'étude ne dépasse pas -13 % pour $\mathrm{Nu}_{\mathrm{moy,cir}}$, et -10 % pour $\mathrm{Nu}_{\mathrm{moy,axi}}$. Ces différences maximales ont été obtenues dans la configuration à plus faible nombre de Reynolds ($\mathrm{Re} = 525$), à plus haut nombre de Prandtl ($\mathrm{Pr} = 328$), et à courbure la plus forte ($R_c = 20$ mm).

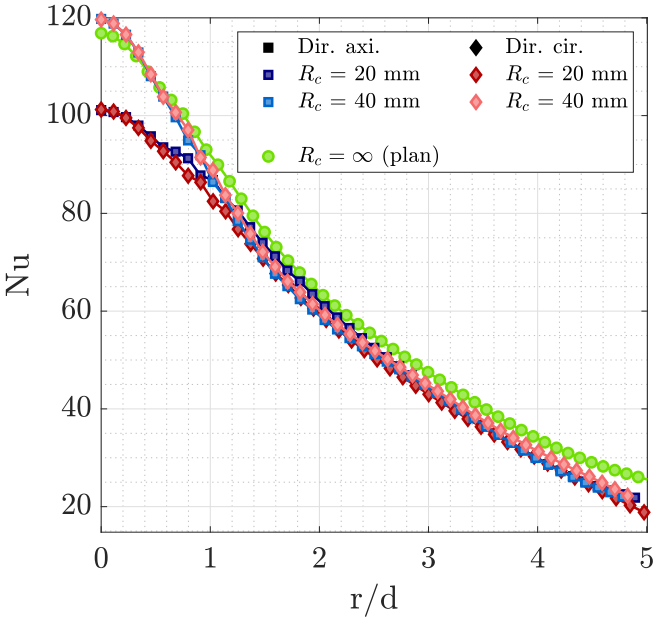


Figure 6 : *Évolutions des nombres de Nusselt axial et circonférentiel sur paroi concave (R_c = 40 mm, 20 mm), comparées au cas plan. Re = 525, Pr = 210.*

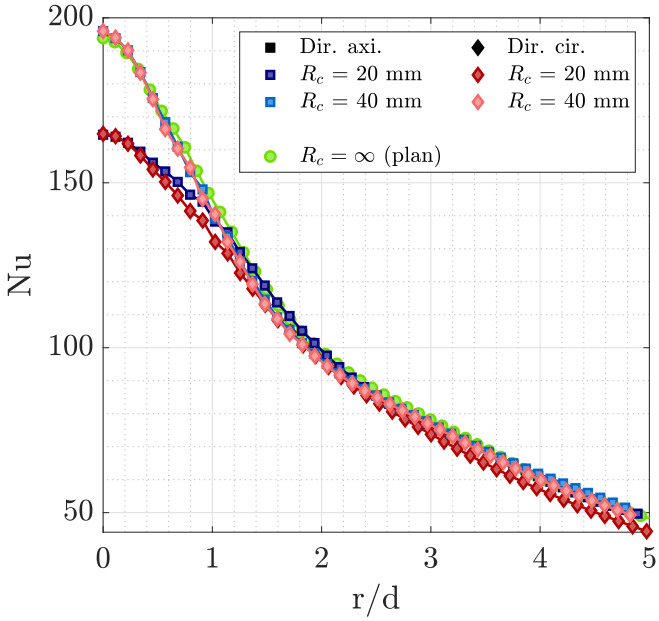


Figure 7 : *Évolutions des nombres de Nusselt axial et circonférentiel sur paroi concave (R_c = 40 mm, 20 mm), comparées au cas plan. Re = 1070, Pr = 210.*

5. Conclusion

Cette étude expérimentale a caractérisé les transferts de chaleur locaux d'un jet d'huile sur des surfaces convexes et concaves dont le rayon de courbure adimensionné minimal atteint $R_c/d = 10$. Les résultats montrent qu'une surface convexe n'altère pas les échanges thermiques par rapport à une surface plane. En revanche, une surface concave avec un rayon de courbure $R_c = 20$ mm réduit les transferts de chaleur d'environ 15 % dans la zone de stagnation et de 10 % sur l'ensemble de la zone étudiée. Pour $R_c = 40$ mm, aucun effet significatif n'est observé au point de stagnation, et les détériorations sur le nombre de Nusselt moyen restent faibles.

Références

[1] Assaad, B., Mikati, K., Tran, T.V. & Negre, E. (2018). Experimental Study of Oil Cooled Induction Motor for Hybrid and Electric Vehicles, *XIII Int. Conf. Electr. Mach. ICEM* 1195–1200.

[2] Gai, Y., Kimiabeigi, M., Chuan Chong, Y., Widmer, J.D., Deng, X., Popescu, M., Goss, J., Staton, D.A. & Steven, A. (2019). Cooling of Automotive Traction Motors : Schemes, Examples, and Computation Methods, *IEEE Trans. Ind. Electron. 66* 1681–1692

[3] Wu, S. Y., Zhou, S. Y., Xiao, L., Chen, L., & Chen, Z. L. (2023). Experiment on liquid film flow and heat transfer of laminar liquid jet impacting on cylindrical surface. *Physics of Fluids 35(2).*

[4] Ahmad, S., Teymourtash, A. R. & Mahpeykar, M. R. (2020). Experimental and numerical study of circular hydraulic jumps on convex and flat target plates. *European Journal of Mechanics-B/Fluids 80* 32-41.

[5] Baghel, K., Arunkumar, S. & Janani S. M. (2021). Heat transfer characteristics of free surface water jet impingement on a curved surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer 164* 120487.

[6] Hu, G., & Zhang, L.(2007). Experimental and numerical study on heat transfer with impinging circular jet on a convex hemispherical surface. *Heat Transfer Engineering 28.12* 1008-1016.

[7] Rahman, M. M., Hernandez, C. F., & Lallave, J. C. (2010). Free liquid jet impingement from a slot nozzle to a curved plate. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications 57.11* 799-821.

[8] Renon, C., Fénot, M., Girault, M., Guilain, S. & Assaad, B. (2021). An experimental study of local heat transfer using high Prandtl number liquid jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer 180* 121727.

Étude expérimentale de la cinétique d'évaporation de gouttes multiples : Comparaison des méthodes optique, massique et thermique mises en œuvre.

Experimental Study of the Evaporation Kinetics of Multiple Drops: Comparison of the Optical, Mass, and Thermal Methods Implemented.

Oumayma SOMRANI[1,2*], Walid FOUDHIL[1,2], Sadok BENJABRALLAH[1,2], Lounès TADRIST[3]

[1] Université de Tunis El Manar, Faculté des Sciences de Tunis, LR01ES07 Laboratoire d'Energétique et des Transferts Thermique et Massique de Tunis, 2092 Tunis, Tunisie
[2] Université de Carthage, Faculté des Sciences de Bizerte, 7021 Bizerte, Tunisie
[3] CNRS-Aix Marseille Université, Laboratoire IUSTI (UMR 7343), 13453 Marseille cedex 13, France.

[*]oumaymasomrani@gmail.com

Résumé - Cette étude se concentre sur l'évaporation de gouttes multiples déposées sur un substrat rigide dans des conditions de température et de pression ambiantes. Un dispositif expérimental a été mis en œuvre pour analyser les cinétiques d'évaporation de gouttes en interaction avec un substrat solide et l'air environnant ainsi les transferts thermiques et massiques associés. Ces différentes méthodes de mesures : thermiques, massiques et optiques, ont permis de mettre en évidence l'influence de la proximité des gouttes sur le processus d'évaporation. Les résultats montrent que la disposition des gouttes influence significativement le temps d'évaporation.

Abstract - This study focuses on the evaporation of multiple droplets deposited on a rigid substrate under ambient temperature and pressure conditions. An experimental setup was implemented to analyze the evaporation kinetics of droplets interacting with a solid substrate and the surrounding air, as well as the associated thermal and mass transfers. These different measurement methods: thermal, mass, and optical, have made it possible to highlight the influence of the proximity of the droplets on the evaporation process. The results show that the arrangement of the droplets significantly influences the evaporation time.

Nomenclature

V	volume, m^3
R	rayon, m
d1	distance de séparation
d2	distance de séparation
e	espacement d'air entre les gouttes
G1	goutte appariée gauche, d1
G2	goutte appariée gauche, d2
G3	goutte gauche : configuration 3 gouttes
C	goutte centrale : configuration 3 gouttes

1. Introduction

L'évaporation des gouttes sessiles est un phénomène complexe et multidimensionnel qui joue un rôle clé dans de nombreuses applications industrielles. Elle intervient notamment dans des domaines tels que l'impression à jet d'encre, la microfluidique, les procédés de revêtement et les technologies thermiques avancées. La dynamique d'évaporation d'une goutte est influencée par plusieurs facteurs, notamment les interactions avec d'autres gouttes dans un environnement proche. Dans le cas de gouttes voisines, les interactions par l'intermédiaire du fluide environnant (air) et du substrat modifient le champ de concentration de la vapeur dans l'air et distribution du flux de chaleur dans le substrat, pouvant conduire à des comportements d'évaporation non uniformes. Un effet d'écran peut ainsi se manifester, dans lequel la présence d'une goutte influence les conditions d'évaporation d'une autre, que ce soit par l'intermédiaire du substrat ou de l'air ambiant.

L'étude de l'évaporation de gouttes multiples a fait l'objet de plusieurs recherches récentes, que ce soit analytique [1-5], numérique [5], [6-9], ou expérimental [9], [10-17]. Ces travaux ont montré que la proximité des gouttes modifie leur dynamique d'évaporation, par exemple, dans des configurations où les gouttes sont très proches, des effets d'écran peuvent réduire le taux d'évaporation des gouttes voisines, en particulier si elles sont alignées de manière à limiter leur exposition à l'air ambiant. Ces résultats mettent en lumière l'importance de la configuration géométrique des gouttes dans le contrôle de leur évaporation.

Dans la littérature, diverses techniques expérimentales ont été employées pour étudier l'évaporation des gouttes, chacune apportant des informations spécifiques sur les phénomènes en jeu. Foudhil et al. [9] ont recours à la thermographie infrarouge pour cartographier les gradients de température, tandis qu'une caméra CCD permet de suivre la géométrie des gouttes en temps réel. Sahikeea et Basu [10] utilisent des méthodes d'imagerie haute vitesse couplées à des analyses de volume via MATLAB pour étudier l'évaporation sur des substrats hydrophobes. Aboubakri et al. [11] se concentrent sur les surfaces biphiliques, suivies par une caméra thermique pour observer l'évolution des gouttes, tout en mesurant le taux d'évaporation. Bao et al. [12] emploient des microstructures photopolymérisées pour analyser ce phénomène. S. Hatte et al. [13] se servent de techniques de shadographie et de vélocimétrie par images de particules (PIV) pour observer la dynamique d'évaporation des gouttes sessiles. Les mesures dans les travaux de Khilifi et al. [14] incluent une caméra infrarouge pour la température à la surface des gouttes, un analyseur de forme Krüss pour l'angle de contact et la géométrie de la goutte, ainsi qu'une caméra CCD pour l'enregistrement de l'évaporation. Une seringue programmable été utilisée pour le dépôt précis des gouttes. Enfin, A. Iqtidar et al. [15] ont développé une technique optique innovante reposant sur la distorsion d'un motif de points placé sous les gouttes, permettant de calculer la hauteur et le volume des gouttes au fur et à mesure de leur évaporation grâce à une caméra CCD et un script MATLAB. De manière similaire, A. Razzaghi et al. [16] observent la distorsion d'un motif de points sous les gouttes et utilisent des caméras haute vitesse pour suivre la dynamique de l'évaporation et estimer le volume des gouttes. Ces approches variées, combinées, offrent une analyse approfondie de la dynamique d'évaporation ainsi que des interactions complexes entre les gouttes.

Dans ce contexte, notre travail se focalise sur l'étude de l'impact de l'effet d'écran sur la dynamique d'évaporation des gouttes multiples. Pour ce faire, un dispositif expérimental a été conçu afin d'analyser les cinétiques d'évaporation en fonction de la disposition des gouttes, en variant les distances de séparation et l'alignement. En amont de ces investigations, plusieurs

techniques de mesure, reposant sur des principes distincts, ont été mises en œuvre pour déterminer les cinétiques d'évaporation des gouttes.

L'objectif principal de cette étude est d'analyser l'évaporation de gouttes multiples en mettant en place un dispositif expérimental permettant de mesurer précisément l'évolution du flux thermique, du volume et de la masse des gouttes au cours du temps.

2. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est conçu pour étudier l'évaporation de gouttes multiples sur un substrat rigide en conditions ambiantes. Il repose sur plusieurs éléments complémentaires permettant un contrôle et une mesure précise des paramètres influençant le processus.

Le substrat, constitué de plexiglas, est équipé de capteurs de flux thermique et de température pour mesurer les transferts thermiques entre le substrat et les gouttes pendant l'évaporation, il est placé directement sur une balance de précision qui permet de suivre l'évolution de la masse des gouttes au cours de l'évaporation, tandis qu'un thermo-hygromètre enregistre les variations de température et d'humidité ambiantes. Le dépôt des gouttes est réalisé grâce à une plateforme de micro-déplacement Thorlabs associée à une aiguille de distribution reliée à une seringue par un tuyau, assurant un positionnement précis. Parallèlement, une caméra haute résolution capture en continu des images permettant d'analyser l'angle de contact et le volume des gouttes. Un enregistreur de données collecte l'ensemble des informations thermiques. Enfin, une table optique antivibration garantit la stabilité du système, minimisant les perturbations mécaniques et assurant ainsi la fiabilité des mesures.

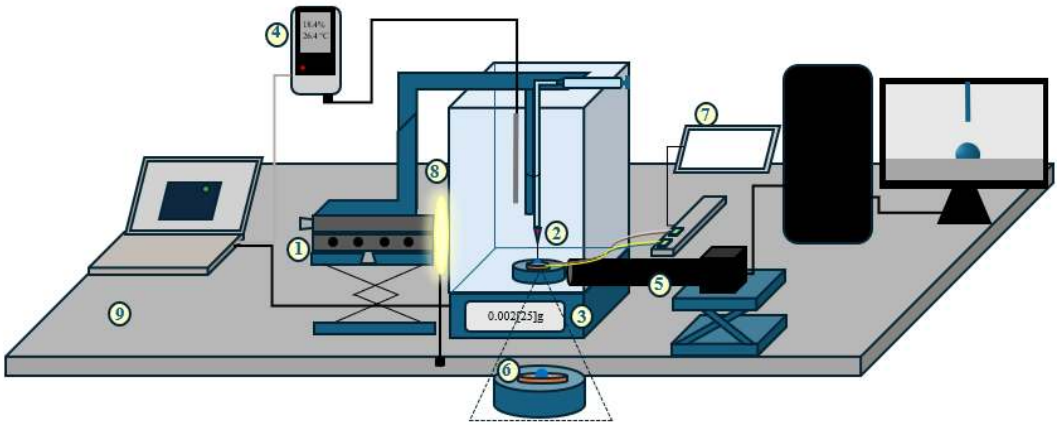


Figure 1 – Schéma du Dispositif Expérimental pour l'étude de l'évaporation des gouttes. (1) Plateforme de micro-déplacement, (2) aiguille de distribution, tuyau et seringue pour le dépôt des gouttes, (3) Balance de précision, (4) Thermo-hygromètre, (5) Caméra haute résolution, (6) Fluxmètre avec thermocouple intégré, (7) Système d'acquisition de données, (8) Eclairage LED, (9) Table optique antivibration.

Ce dispositif permet d'analyser les cinétiques d'évaporation des gouttes en interaction avec le substrat solide et l'air environnant, ainsi que les transferts thermiques et massiques associés. Les données obtenues par différentes méthodes de mesure (thermiques, massiques et d'imagerie) ont mis en évidence le potentiel et les limites des techniques employées. En particulier, l'étude a permis d'examiner l'impact des distances de séparation entre les gouttes sur leur cinétique d'évaporation. Les résultats révèlent que la position relative des gouttes influence significativement les temps d'évaporation.

3. Approche expérimentale et comparaison des méthodes de mesure

Ce travail s'appuie sur trois techniques de mesure. Premièrement, des mesures thermiques ont été enregistrées à l'aide d'un fluxmètre sur lequel les gouttes sont directement déposées, ce qui permet d'obtenir en temps réel le flux de chaleur échangé avec le substrat. Ensuite, une technique d'imagerie optique à haute résolution est mise en œuvre afin de suivre l'évolution de la forme des gouttes. En se basant sur les images obtenues, l'angle de contact ainsi que le diamètre de la base des gouttes sont extraits pour déterminer le volume de chaque goutte toutes les 20 secondes. Enfin, à l'aide d'une balance de haute précision, la diminution de la masse des gouttes est enregistrée en continu.

Chaque méthode présente ses propres avantages et limites :

- La balance de précision : Fournit l'évolution de la masse, mais reste sensible aux moindres fluctuations ou vibrations et devient moins précise en fin d'évaporation, notamment lorsqu'un support supplémentaire comme le fluxmètre est utilisé.
- L'imagerie optique : Permet un suivi détaillé de la géométrie de la goutte, mais sa précision diminue lorsque la goutte devient très petite.
- Le fluxmètre : Offre des mesures thermiques fiables et reste efficace jusqu'à la disparition complète de la goutte, même sous forme de film mince.

4. Comparaisons des Débits Massiques pour une Goutte Unique selon les Trois Méthodes

Afin d'évaluer la cohérence entre les différentes approches expérimentales d'estimation du débit massique d'évaporation, une comparaison a été réalisée entre trois méthodes : thermique (fluxmètre), optique (imagerie), et massique (balance de précision). Les résultats de cette comparaison (figure 2) montrent une bonne cohérence globale entre les trois méthodes, malgré certaines différences quantitatives.

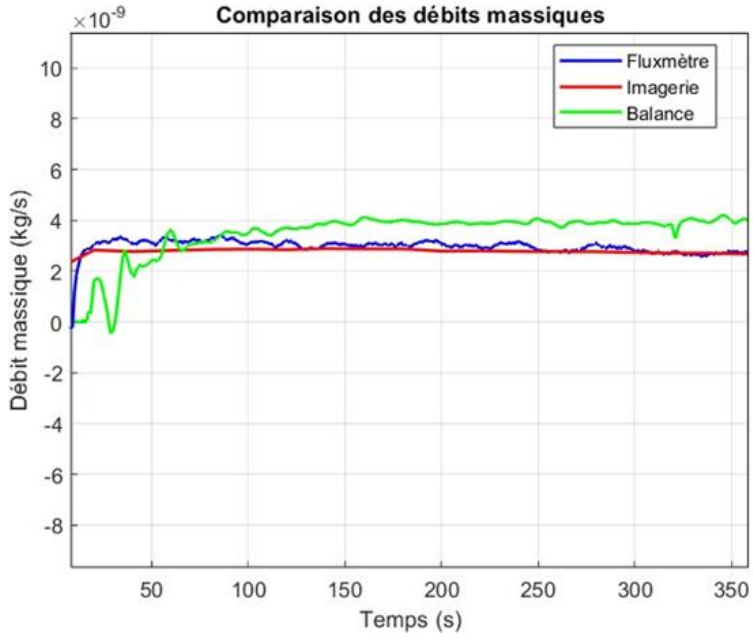


Figure 2 – Comparaison des débits massiques (T = 25 °C, HR = 19%, V = 2,3 ± 0.1 mm³)

La méthode par imagerie fournit un débit massique moyen d'environ $2{,}8 \times 10^{-9}$ kg/s. Le fluxmètre, donne une valeur de $3{,}2 \times 10^{-9}$ kg/s, soit un écart d'environ 14 % par rapport à l'imagerie. La balance surestime le débit, atteignant en moyenne de $3{,}8 \times 10^{-9}$ kg/s, ce qui

représente une surestimation de plus de 35 % par rapport à l'imagerie et plus de 18% par rapport au fluxmètre.

Ces écarts peuvent être expliqués par des erreurs systématiques propres à chaque méthode. Malgré ces écarts, la cohérence des ordres de grandeur entre les différentes méthodes confirme la fiabilité des mesures.

5. Résultats Préliminaires

5.1. Mesures thermiques

La Figure 3 compare l'évolution du flux thermique pour différentes configurations de gouttes : une goutte unique, deux gouttes avec deux distances de séparation (d1 et d2, avec d1 < d2), et trois gouttes.

Dans les premières secondes, le flux thermique augmente rapidement, atteignant un pic d'environ 4×10^{-3} W pour une seule goutte et atteint environ 9×10^{-3} W pour trois gouttes rapprochées, ce qui traduit un transfert initial élevé de chaleur entre le substrat et la goutte, lorsque la différence de température est maximale. Cette énergie est fournie par le fluxmètre pour compenser l'évaporation, particulièrement intense aux premiers instants. Après ce pic, le flux thermique diminue légèrement puis se stabilise pendant une grande partie de l'évaporation, illustrant un équilibre dynamique entre l'évaporation et le transfert de chaleur depuis le substrat. A la fin du processus d'évaporation, il chute brutalement à zéro, indiquant la disparition quasi totale de la goutte et la réduction des échanges thermiques.

La goutte unique s'évapore plus rapidement en raison d'un refroidissement plus efficace et d'une absence de protection thermique. Pour deux gouttes, l'effet écran thermique est plus marqué lorsque la distance est réduite (d1), ralentissant l'évaporation, tandis qu'une plus grande séparation (d2) atténue cet effet et accélère la disparition des gouttes. Dans le cas de trois gouttes, la goutte centrale bénéficie d'une protection thermique accrue, ses voisines s'évaporant en premier, retardant ainsi sa disparition. Cette configuration entraîne une stabilisation du flux thermique à environ 2×10^{-3} W entre 1700 et 1900 s, jusqu'à l'évaporation complète de la goutte centrale vers 1950 s. Ces observations soulignent l'impact des interactions thermiques entre gouttes et le rôle déterminant de la distance de séparation dans la dynamique du processus d'évaporation.

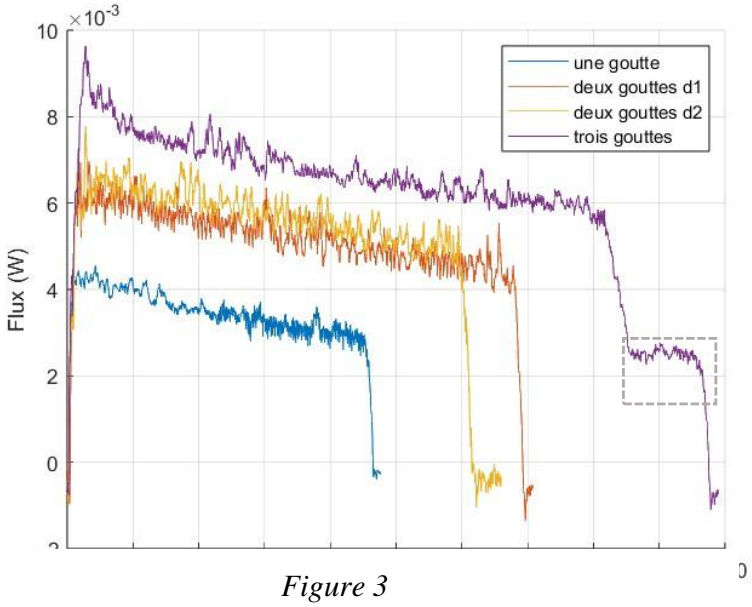


Figure 3

Figure 3 – Flux thermique pour différentes configurations de gouttes (T = 25 °C, HR = 19%, V = 2,3 ± 0.1 mm^3)

5.2. Mesures par imagerie

La figure 4 illustre la variation temporelle du volume pour différentes configurations de gouttes. La courbe correspondant à la goutte unique montre une évaporation rapide, car elle est entièrement exposée à l'air, sans influence de gouttes voisines. Pour les gouttes appariées, on observe que la goutte dans la configuration où la distance de séparation est plus grande (d2) s'évapore plus rapidement que celle dans la configuration avec une distance plus petite (d1). En effet, un espacement plus large (d2) réduit les interactions thermiques et de condensation entre les gouttes, permettant à chacune de s'évaporer de manière plus indépendante.

Dans la configuration à trois gouttes alignées, la goutte située à gauche (G3) s'évapore plus vite que la goutte centrale (C), cette dernière bénéficiant d'une protection thermique due à la présence des gouttes voisines. Ces observations mettent en évidence l'influence de la distance de séparation sur l'évaporation : plus l'espacement est grand, plus l'évaporation est rapide, tandis qu'un rapprochement des gouttes favorise les interactions thermiques, ralentissant leur disparition.

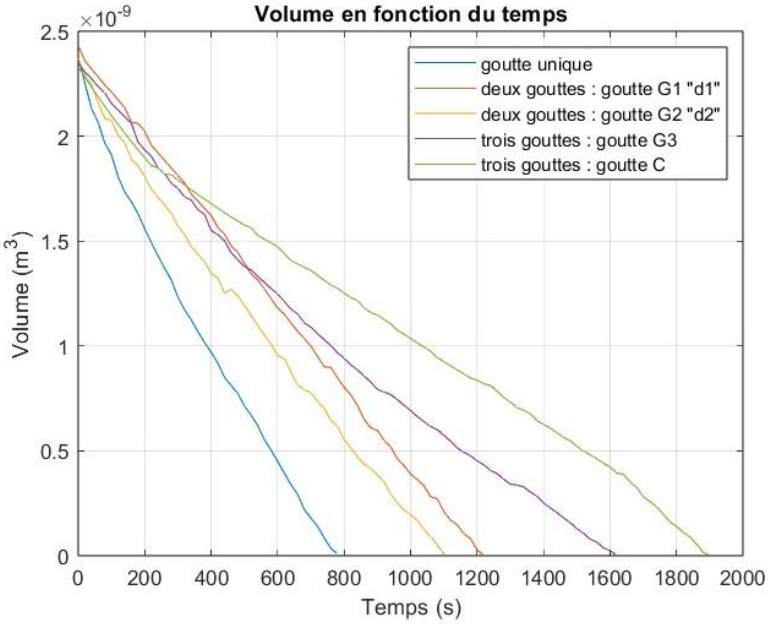
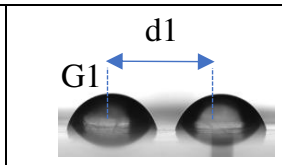
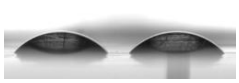
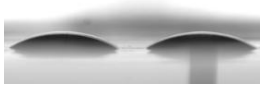
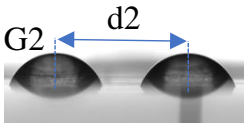
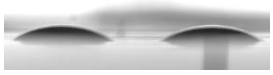
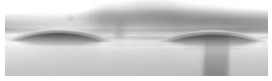
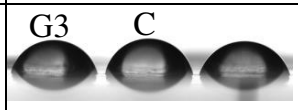
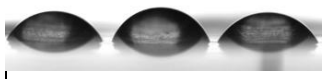
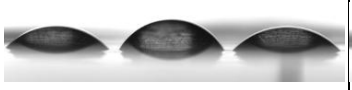
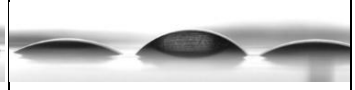


Figure 4 – Évolution temporelle du volume selon la configuration des gouttes (T = 25°C, HR = 19%, V = 2,3 ± 0.1 mm^3)

Tableau 1 – Influence du nombre et de l'espacement des gouttes sur l'évaporation au cours du temps (T = 25 °C, HR = 19%, V = 2,3 ± 0.1 mm^3)

Nombre de gouttes	*à t = 300s*	*à t = 600s*	*à t = 900s*	*à t = 1200s*
1				

2 *d1 = 2,5 mm* *e= 0,4 mm*				
2 *d2 = 3 mm* *e= 0.9 mm*				
3				

5.3. Mesures massiques

La figure 5 illustre la variation temporelle de la masse pour différentes configurations de gouttes, mesurée à l'aide d'une balance de précision. Les tendances observées sont similaires à celles du volume, déterminé par imagerie optique. Ces résultats confirment l'impact de la distance de séparation sur le processus d'évaporation : un espacement plus important accélère la perte de masse, tandis qu'un rapprochement favorise les interactions thermiques et ralentit la diminution de la masse des gouttes.

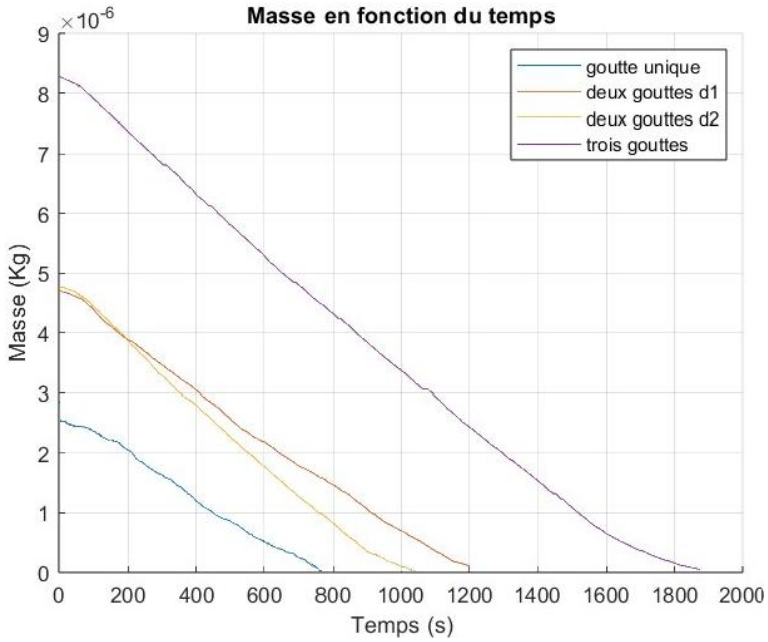


Figure 5 – Variation temporelle de la masse totale pour différentes configurations de gouttes (T = 25 °C, HR = 19 %, V = 2,3 ± 0,1 mm³)

6. Conclusion

Les résultats expérimentaux ont montré l'influence marquée de l'espacement et du nombre de gouttes sur le processus d'évaporation. En utilisant trois techniques de mesure, nous pouvons conclure ce qui suit :

- Une goutte unique s'évapore plus rapidement en raison de son exposition totale à l'air.
- Dans une configuration de plusieurs gouttes, l'évaporation est ralentie, surtout lorsque les gouttes sont proches.
- Un espacement plus large entre les gouttes accélère l'évaporation en limitant les interactions thermiques.
- La goutte centrale dans une configuration à trois gouttes bénéficie d'une protection thermique accrue, retardant son évaporation par rapport aux gouttes voisines.
- L'espacement entre les gouttes ainsi que leur disposition joue un rôle clé dans la dynamique du processus d'évaporation.

Malgré les limites spécifiques à chaque méthode, les résultats obtenus par la balance, l'imagerie optique et le fluxmètre ont montré des tendances cohérentes. Le fluxmètre s'est révélé particulièrement fiable pour suivre l'évolution thermique de la goutte, tandis que l'imagerie optique a permis d'analyser les variations géométriques et la balance, bien qu'influencée par des fluctuations, a donné une estimation utile de la perte de masse. La complémentarité de ces approches renforce la validité des observations et offre une compréhension plus approfondie du phénomène d'évaporation.

Références

[1] A. W. Wray, B. R. Duffy, and S. K. Wilson, ‘Competitive evaporation of multiple sessile droplets’, Journal of Fluid Mechanics, vol. 884, p. A45, Feb. 2020, doi:10.1017/jfm.2019.919.

[2] A. W. Wray, P. S. Wray, B. R. Duffy, and S. K. Wilson, ‘Contact-line deposits from multiple evaporating droplets’, Phys. Rev. Fluids, vol. 6, no. 7, p. 073604, Jul. 2021, doi:10.1103/PhysRevFluids.6.073604.

[3] H. Masoud, P. D. Howell, and H. A. Stone, ‘Evaporation of multiple droplets’, Journal of Fluid Mechanics, vol. 927, p. R4, Nov. 2021, doi: 10.1017/jfm.2021.785.

[4] D. J. Fairhurst, ‘Predicting evaporation rates of droplet arrays’, Journal of Fluid Mechanics, vol. 934, p. F1, Mar. 2022, doi: 10.1017/jfm.2021.1084.

[5] F. G. H. Schofield, A. W. Wray, D. Pritchard, and S. K. Wilson, ‘The shielding effect extends the lifetimes of two-dimensional sessile droplets’, J Eng Math, vol. 120, no. 1, pp. 89–110, Feb. 2020, doi: 10.1007/s10665-019-10033-7.

[6] T. K. Pradhan and P. K. Panigrahi, ‘Deposition pattern of interacting droplets’, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, vol. 482, pp. 562–567, Oct.2015, doi: 10.1016/j.colsurfa.2015.07.013.

[7] T. K. Pradhan and P. K. Panigrahi, ‘Influence of an adjacent droplet on fluid convection inside an evaporating droplet of binary mixture’, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, vol. 500, pp. 154–165, Jul. 2016, doi: 10.1016/j.colsurfa.2016.03.073.

[8] G. Laghezza et al., ‘Collective and convective effects compete in patterns of dissolving surface droplets’, Soft Matter, vol. 12, no. 26, pp. 5787–5796, Jun. 2016, doi: 10.1039/C6SM00767H.

[9] W. Foudhil, D. Khilifi, Y. Dutil, S. Harmand, and S. B. Jabrallah, ‘Experimental and Three-Dimensional Numerical Study of the Single/Multiple Sessile Droplets Evaporation’, Heat Transfer Engineering, vol. 44, no. 20, pp. 1926–1945, Nov. 2023, doi: 10.1080/01457632.2022.2162009.

[10] A. J. D. Shaikeea and S. Basu, ‘Insight into the Evaporation Dynamics of a Pair of Sessile Droplets on a Hydrophobic Substrate’, Langmuir, vol. 32, no. 5, pp. 1309–1318, Feb. 2016, doi: 10.1021/acs.langmuir.5b04570.

[11] A. Aboubakri, Y. Akkus, A. K. Sadaghiani, K. Sefiane, and A. Koşar, ‘Computational and experimental investigations on the evaporation of single and multiple elongated droplets’, Chemical Engineering Journal Advances, vol. 10, p. 100255, May 2022, doi: 10.1016/j.ceja.2022.100255.

[12] L. Bao et al., ‘Flow-induced dissolution of femtoliter surface droplet arrays’, Lab Chip, vol. 18, no. 7, pp. 1066–1074, Mar. 2018, doi: 10.1039/C7LC01321C.

[13] S. Hatte, K. Pandey, K. Pandey, S. Chakraborty, and S. Basu, ‘Universal evaporation dynamics of ordered arrays of sessile droplets’, Journal of Fluid Mechanics, vol. 866, pp. 61–81, May 2019, doi: 10.1017/jfm.2019.105.

[14] D. Khilifi, W. Foudhil, K. Fahem, S. Harmand, and J. Ben, ‘Study of the phenomenon of the interaction between sessile drops during evaporation’, Therm sci, vol. 23, no. 2 Part B, pp. 1105–1114, 2019, doi: 10.2298/TSCI180406188K.

[15] A. Iqtidar, J. J. Kilbride, F. F. Ouali, D. J. Fairhurst, H. A. Stone, and H. Masoud, ‘Drying dynamics of sessile-droplet arrays’, Phys. Rev. Fluids, vol. 8, no. 1, p. 013602, Jan. 2023, doi: 10.1103/PhysRevFluids.8.013602.

[16] A. Razzaghi and A. Amirfazli, ‘Shedding of a pair of sessile droplets’, International Journal of Multiphase Flow, vol. 110, pp. 59–68, Jan. 2019, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.08.011.

[17] A. M. J. Edwards et al., ‘Interferometric measurement of co-operative evaporation in 2D droplet arrays’, Applied Physics Letters, vol. 119, no. 15, p. 151601, Oct. 2021, doi:10.1063/5.0064924.

Thème 5

Modélisation et Simulation Numérique

Contribution of multiphysics CFD simulation to the reduction of pollutant emissions from domestic heating appliances: application to a pellet stove . . . 423

Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Analyse des performances de combustion et impact de la vapeur d'eau sur les émissions polluantes . . . 431

Optimisation des Aéroréfrigérants dans les Usines de GNL : Amélioration des Performances par Aspersion Directe d'Eau . . . 439

Étude numérique de l'intensification des échanges dans un absorbeur de capteur solaire . . . 447

Simulation numérique 3D et optimisation de l'intensification des échanges thermofluidiques d'un microcanal d'échangeur thermique par micro-structuration des surfaces d'échange . . . 455

Fine characterisation of the solar resource variability in intricate urban environments by means of higher-order modal decomposition . . . 463

Modélisation nodale d'un transformateurs de traction électriques ferroviaire . . . 471

Modélisation FEM multi-échelle du transfert thermique lors du processus AFP in-situ sur des composites thermoplastiques . . . 479

Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans une centrale photovoltaïque flottante : utilisation de la méthode des frontières immergées . . . 487

Contribution de la simulation numérique multiphysique CFD à la réduction des émissions de polluants d'appareils de chauffage domestique : application à un poêle à granulés.

Contribution of multiphysics CFD simulation to the reduction of pollutant emissions from domestic heating appliances: application to a pellet stove.

Alexandre BRICLOT[1,2], Marta PALMA[3], Andrea TEZZA[3], David FREZZATO[2], Fabio SIMONETTO[2,3], Jaona Harifidy RANDRIANALISOA[1*]

[1]ITheMM UR7548, Université de Reims Champagne-Ardenne
UFR SEN, Campus Moulin de la Housse, 51100 Reims (France)
[2]Invicta
57 rue des Manises - 08440 Vivier-au-Court (France)
[3]Caminetti Montegrappa,
Via Annibale de Bassano, 7/9, 36020 Pove del Grappa (Italy)
[*](Corresponding author: jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr)

Résumé - Les appareils domestiques de combustion de la biomasse, comme les poêles à granulés, sont des sources de chauffage importantes pour de nombreux ménages européens mais sont sources de polluants tels que le monoxyde de carbone, les oxydes d'azote et les particules fines. Afin de réduire ces émissions, un modèle numérique multiphysique 3D d'un poêle à granulés a été développé avec le logiciel ANSYS Fluent. Une comparaison avec les concentrations expérimentales de gaz à la sortie du poêle, les températures de flamme à différentes hauteurs dans l'appareil et la puissance du poêle a démontré la pertinence du modèle.

Abstract - Domestic biomass combustion devices, such as pellet stoves, are important heating sources for many European households but are source of pollutants such as carbon monoxide, nitrogen oxides and fine particle matter. To reduce the emission of pollutants, a 3D multiphysics numerical model of an existing pellet stove was developed using the ANSYS Fluent software. A comparison with relevant experimental gas concentrations at the stove outlet, flame temperatures at different heights within the appliance and the stove power has demonstrated the suitability of the model.

Nomenclature

C_p	Specific heat capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
g	Gravitational acceleration, $m.s^{-2}$
I	Radiance, $W.m^{-2}.sr^{-1}$
k	Thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$
n	Refractive index
N_i	Number of bands
p	Pressure, Pa
$\boldsymbol{q_R}$	Radiative heat flux, $W.m^{-2}$
$\boldsymbol{r}$	Position
$\boldsymbol{s}$	Direction
S	Heat source, $W.m^{-3}$
T	Temperature, K
$\boldsymbol{u}$	Velocity, $m.s^{-1}$
x	Combustion product
X	Mole fraction
Greek symbols	
η	Wave number, cm^{-1}
κ	Absorption coefficient, m^{-1}
ρ	Density, $kg.m^{-3}$
τ	Shear stress, Pa
φ	Char oxidation parameter
Ω	Solid angle, sr
Index and exponent	
i	Band number
h	Homogeneous
dry	Drying
pyro	Pyrolysis
char	Char oxidation

1. Introduction

In order to improve the air quality and comply with French and European standards, it is of major importance to reduce the emission of pollutants of domestic heating appliances, especially carbon monoxide (CO), nitrogen oxides (NOx) and particulate matter (PM). In this case, Computational Fluid Dynamics (CFD) proves to be a valuable tool to optimize the operating conditions and reduce the cost of development compared to a classical experimental approach.

Gómez *et al.* [1] developed a transient model with ANSYS Fluent to study the compaction of packed bed and the combustion of biomass taking into account several physics such as drying, pyrolysis and char oxidation that are not natively implemented into Fluent. They investigated the impact of air flow rate on temperatures, front thickness and bed height. Their numerical simulations showed acceptable results compared to experiments.

Detailed mechanism of combustion in a wood log stove, including more than 600 species and 4700 reactions, was studied by Darido *et al.* [2] using an Equivalent Reactor Network approach with the aim of predicting the pollutant emissions. Due to the complexity of this study, the heat and fluid flow models were simplified. Their simulations showed a good agreement with the experimental concentrations of pollutants (CO, CO_2 and NOx). However, they did not take into account the effects of radiation, nor the formation of soot.

Compared to the existing studies, this work aims to develop an engineering solution to predict the formation of pollutants including carbon monoxide and dioxide, nitrogen oxides and soot with a focus on detailed heat and fluid flow and a simplified chemical reaction mechanism. It also includes multi-band radiation model to take into account the spectral dependence of the radiative properties of the combustion products. The formation of soot and NOx are also considered.

2. Numerical model

2.1. Geometry & Mesh

A 3D numerical geometry of the commercial AVALON2 pellet stove (Figure 1) by Caminetti Montegrappa (Invicta Group) was developed to accurately model the combustion of pellets. Pellets are modeled as finite length cylinders and are placed with random orientation into two layers within the crucible: carbonized pellets (diameter of 4 mm and length comprised between 3 and 18 mm) at the bottom of the crucible and fresh pellets (diameter of 6 mm and length comprised between 5 and 25 mm) on top. The dimensions of the combustion chamber are 156×300×450 mm^3. At nominal operating conditions, the consumption rate of pellets, output power and efficiency are respectively 2.13 kg/h, 9.1 kW and 89.5%.

The 3D numerical model was discretized into 12 million poly-hexcore cells with a maximum cell length of 6 mm. Regions of interest (i.e. pellets and fluid in the crucible and above), where the temperature gradients are expected to be high were refined to 0.75 mm. The near-wall regions of the stove were also refined using inflations of 5 layers. The average orthogonal quality of the cells is 0.96 with a minimum of 0.2.

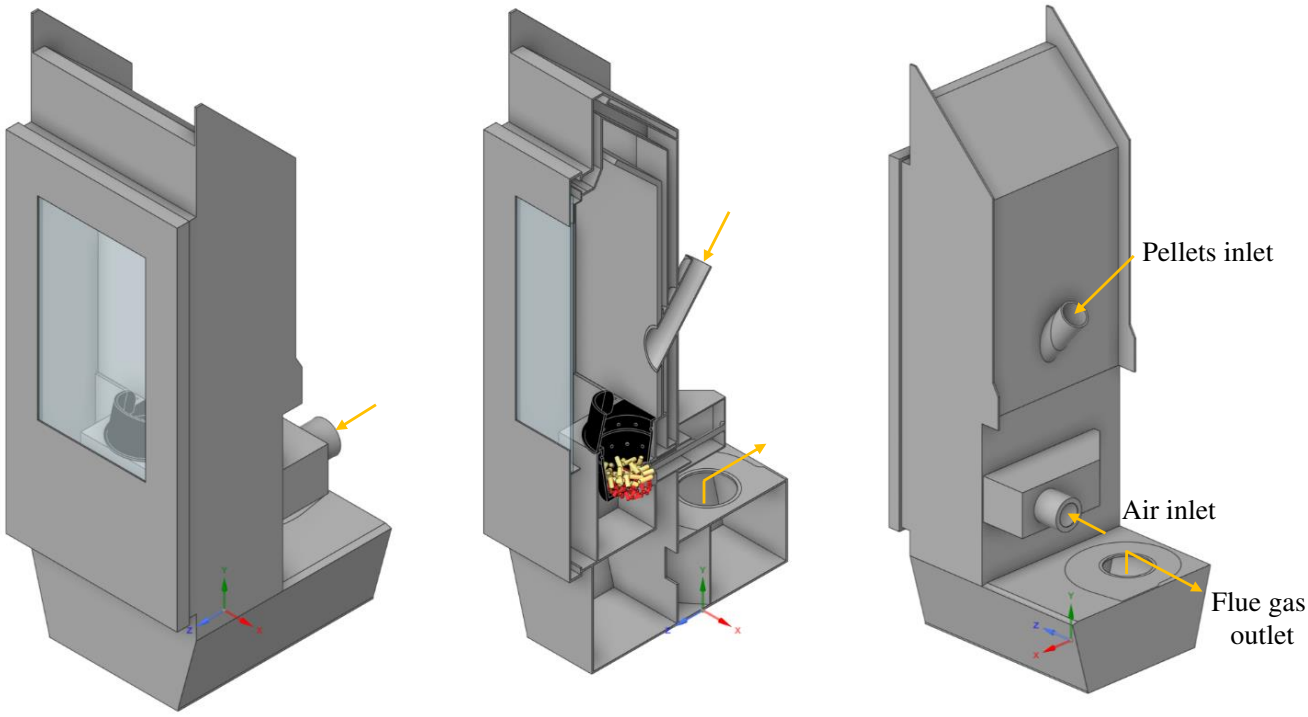


Figure 1: Geometry of the pellet stove with pellets in the crucible

2.2. Model description

Even though the combustion of biomass is a transient phenomenon, the combustion in pellet stoves can be approximated as a steady-state problem as the pellets are continuously fed into the crucible.

The fluid flow in such conditions is turbulent and is therefore solved using the Realizable k-ε model with Enhanced Wall Treatment (EWT) to better model the flow near the walls. All the thermophysical properties are temperature-dependent due to high temperature gradients in the stove. Therefore, the Navier-Stokes equations can be written [3]:

$$\boldsymbol{\nabla}.(\rho \boldsymbol{u}) = 0 \tag{1}$$

$$\boldsymbol{\nabla}.(\rho \boldsymbol{u}\boldsymbol{u}) = -\boldsymbol{\nabla} p + \boldsymbol{\nabla}.(\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}) + \rho \boldsymbol{g} \tag{2}$$

where ρ and p denote the density and the pressure of the fluid while $\boldsymbol{u}$ is the velocity of the fluid, $\boldsymbol{g}$ is the gravitational acceleration and $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}$ is the stress tensor. At the inlet, a mass flowrate is imposed, corresponding to the value experimentally determined (See section 3.2) while a pressure condition is applied at the outlet. Additionally, mass sources are applied at the surface of the pellets to simulate drying, pyrolysis and char oxidation.

Furthermore, the fluid and solid energy equations are solved [3]:

$$\boldsymbol{\nabla}.\left(\boldsymbol{u}\rho_f C_p T_f\right) = \boldsymbol{\nabla}.\left(k_f \boldsymbol{\nabla} T_f\right) - \boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{q_R} + S_h \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\nabla}.(k_s \boldsymbol{\nabla} T_s) + S_{dry} + S_{pyro} + S_{char} = 0 \tag{4}$$

where C_p, k, T, S and q_R respectively denote the specific heat capacity, thermal conductivity, temperature, heat sources and the radiative heat flux while the subscripts f, s, h, dry, pyro and

char denote fluid, solid, homogeneous, drying, pyrolysis and char oxidation. In the fluid domains, the heat sources come from exothermic homogeneous reactions while in the solid pellets, they arise from either endothermic (drying and pyrolysis) or exothermic (char oxidation) reactions. Regarding the thermal boundary conditions, all external surfaces are exposed to the ambient air and are subject to both natural convection with a variable heat transfer coefficient determined by Nusselt correlations [4], and radiation with a constant emissivity of 0.8.

During drying and pyrolysis, a total of 8 species are fed into the domain: methane CH_4, benzene C_6H_6, ethane C_2H_6, ethylene C_2H_4, carbon monoxide CO, hydrogen H_2, carbon dioxide CO_2 and water vapor H_2O. Their mass fractions are experimentally determined in section 3.1. Combustion of these species is modeled by a two-step mechanism of 6 homogeneous oxidation reactions and the Water-Gas Shift Reaction (WGSR) [1,5]:

$$\mathrm{CH_4} + \frac{3}{2}\,\mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{CO} + 2\,\mathrm{H_2O} \tag{5}$$

$$\mathrm{C_6H_6} + \frac{9}{2}\,\mathrm{O_2} \rightarrow 6\,\mathrm{CO} + 3\,\mathrm{H_2O} \tag{6}$$

$$\mathrm{C_2H_6} + \frac{5}{2}\,\mathrm{O_2} \rightarrow 2\,\mathrm{CO} + 3\,\mathrm{H_2O} \tag{7}$$

$$\mathrm{C_2H_4} + 2\,\mathrm{O_2} \rightarrow 2\,\mathrm{CO} + 2\,\mathrm{H_2O} \tag{8}$$

$$\mathrm{CO} + \frac{1}{2}\,\mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{CO_2} \tag{9}$$

$$\mathrm{H_2} + \frac{1}{2}\,\mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{H_2O} \tag{10}$$

$$\mathrm{CO_2} + \mathrm{H_2} \leftrightarrow \mathrm{CO} + \mathrm{H_2O} \tag{11}$$

The rates of reactions are determined by the Eddy-Dissipation/Finite-Rate model (EDM/FR) which is a turbulence-chemistry interaction model that computes both the classical Arrhenius reaction rate and the turbulent mixing rate and uses the smaller of these two rates [6].

The oxidation of char (mainly composed of pure carbon) by oxygen is an exothermic process that follows this reaction [1,5]:

$$\mathrm{C} + \varphi\,\mathrm{O_2} \rightarrow (2\varphi - 1)\,\mathrm{CO_2} + 2(\varphi - 1)\,\mathrm{CO} \tag{12}$$

where φ is a char oxidation parameter defined as [3]:

$$\varphi = \frac{2 + 4.3\exp\left(-\frac{3390}{T}\right)}{2 + 8.6\exp\left(-\frac{3390}{T}\right)} \tag{13}$$

Only fuel-NOx formation is considered in this study as temperature is generally too low in wood stoves for thermal-NOx formation to occur [7]. Fuel-N (Nitrogen naturally present in the combustible) oxidation to form NOx is a complex phenomenon and normally follows both the heterogeneous and homogeneous reaction paths. In this case, only the homogeneous path is considered and the mass fraction of nitrogen in the fuel was determined by an ultimate analysis at 0.11%. Both hydrogen cyanide (HCN) and ammonia (NH_3) acts as precursors for the formation of NOx.

Soot formation is also taken into account using the Moss-Brookes model that solves two transport equations for the soot mass fraction and the normalized radical nuclei concentration

[8]. Soot particles are formed and grow by nucleation and surface growth while they decay by oxidation. In this case, ethylene is used as a precursor for nucleation and surface growth.

Regarding radiation, a multi-band approach is used due to the strong dependence of the radiative properties of the combustion products such as H_2O, CO_2 and soot. The relevant spectrum was divided into N_i=16 bands between 200 and 10 000 cm^{-1} (1 and 50 µm) in which the absorption coefficient varies with temperature and pressure [9]. In each band, the Planck-mean absorption coefficient of the combustion products $\tilde{\kappa}_{X,i}$ is defined as [10]:

$$\tilde{\kappa}_i(x,T) = \frac{\int_{\eta_i}^{\eta_i+\Delta\eta} \kappa_\eta(x,T) I_\eta^0(T)\, \mathrm{d}\eta}{\int_{\eta_i}^{\eta_i+\Delta\eta} I_\eta^0(T)\, \mathrm{d}\eta} \tag{14}$$

where η is the wave number, Δη is the band width, x denotes the combustion product (H_2O, CO_2 and soot) while I_η^0 is the black body spectral intensity at temperature T. The mean absorption coefficient $\tilde{\kappa}_i$ is defined as the sum of that of each participating medium [10], weighted by its mole fraction X:

$$\tilde{\kappa}_i(T) = X_{\mathrm{CO_2}} \tilde{\kappa}_i(\mathrm{CO_2},T) + X_{\mathrm{H_2O}}\, \tilde{\kappa}_i(\mathrm{H_2O},T) + \tilde{\kappa}_i(\mathrm{soot},T) \tag{15}$$

The radiative transfer equation is solved in each band i using the Monte-Carlo method:

$$\frac{\mathrm{d}I_i(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s})}{\mathrm{d}s} + \tilde{\kappa}_i\, I_i(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s}) = \tilde{\kappa}_i\, n^2\, I_\eta^0(T) \tag{16}$$

where I_i denotes the radiation intensity in the spectral band i at position $\boldsymbol{r}$ and in direction $\boldsymbol{s}$, while n is respectively the refractive index.

Finally, the source term of radiation in equation (3) is expressed as [10]:

$$-\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{q_R} = \sum_{i=1}^{N_i} \tilde{\kappa}_i \int_{\eta_i}^{\eta_i+\Delta\eta} \int_0^{4\pi} I_i(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s})\, \mathrm{d}\Omega - 4\pi I_\eta^0(T)\mathrm{d}\eta \tag{17}$$

where Ω is the unit solid angle.

All the previous equations were solved using ANSYS Fluent 2024R2. The drying, pyrolysis and char oxidation models were implemented using User-Defined Functions. The convergence of the simulation is assessed by the value of residuals and the stability of relevant quantities such as pressure drop, temperature and species concentrations.

3. Experiments

3.1. Biomass characterization

In order to feed the numerical model, a series of analysis of the wood pellets were carried out. A proximate analysis was realized using a Simultaneous Thermal Analyzer (STA 449 *Jupiter* – NETZSCH) to determine the moisture content, volatile matter, fixed carbon and ash content. In addition, pyrolysis gases were identified and quantified using a micro-Gas Chromatograph/Mass spectrometer (µ-GC/MC – SRA Instruments). The results of these analyses are given in Table 1 and Table 2.

Finally, the Higher Calorific Value (HCV) was measured with a bomb calorimeter (C200 – Physitek). The Lower Calorific Value (LCV) was deduced according to the ISO 18125 standard [11] and was found to be 17231 kJ/kg.

3.2. Stove instrumentation

Fifteen K-type thermocouples were introduced in the stove to measure the temperature of the gas at different locations during combustion. The flow velocity at the inlet was measured using an anemometer (PCE – THA10) and the mass flowrate was found to be 5.2 g/s. During combustion, the stove was placed on a scale to determine the devolatilization rate. The flue gases were analyzed and the concentrations of CO_2, O_2, CO, NO_x were determined and are expressed on a dry basis. From the devolatilization rate and the LCV, the heat input is 10.2 kW.

	Y (%wt)
Moisture	7.0
Volatile matter (d.b.)	79.5
Fixed carbon (d.b.)	20.3
Ash (d.b.)	0.2

Table 1: Proximate analysis of the pellets

	Y (%wt)
CO	17.4
CO_2	14.0
CH_4	3.9
H_2	0.9
H_2O	38.4
C_2H_4	0.8
C_2H_6	0.5
C_6H_6	24.1

Table 2: Composition of pyrolysis gases

4. Results

The numerical model was tested at nominal power, with the same operating parameters as the experiments. Figure 2 and Figure 3 show the temperature and oxygen contours in the stove, respectively. Combustion occurs in the crucible and above, in the combustion chamber where oxygen is quickly consumed by pyrolysis gases, producing heat. The power produced by homogeneous reactions is 7.6 kW while that of heterogeneous reactions (char oxidation) is 2.6 kW, for a total of 10.2 kW which is exactly the experimental heat input of the stove.

Figure 4 compares the numerical and the experimental temperatures measured in the crucible and in the combustion chamber along the vertical axis. An overall good accordance is noted although CFD simulations slightly overestimate temperature along the entire profile.

Similarly, the numerical model overestimates the outlet temperature of the stove, predicting 295 °C instead of the actual 269 °C. This difference probably arises from the external losses with the surrounding environment which are difficult to quantify accurately, particularly due to the uncertainties in the heat transfer coefficient and the external emissivity.

Table 3 presents a comparison between experimental and numerical results of the mole fractions of the two major compounds of the exhaust gas, CO_2 and O_2, expressed as dry basis (d.b.) and the pollutants, CO and NOx, corrected at 13% oxygen. The CFD results closely align with experiments regarding CO_2 and O_2. The CO mole fraction is marginally underestimated while the formation of NOx is correctly simulated. It is important to note that the quantity of CO is highly sensitive to fluid flow (quantity of O_2 available), temperature (reaction kinetics) but also to empirical parameters used in the EDM, which may explain the slight differences.

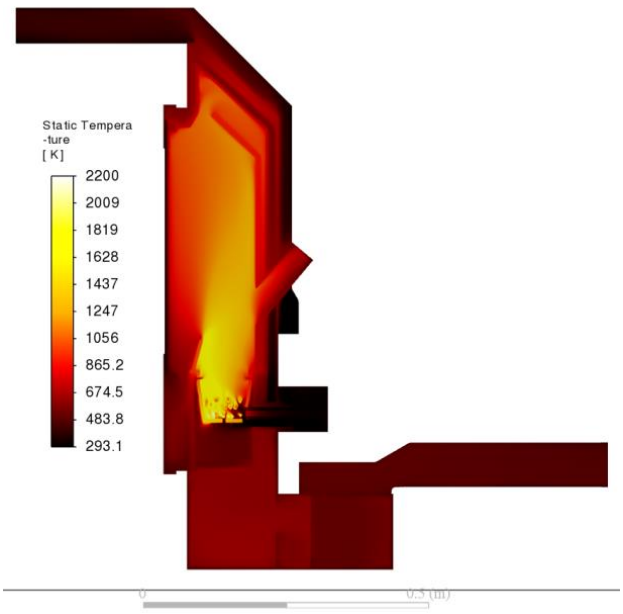


Figure 2: Temperature contours in the stove at nominal power

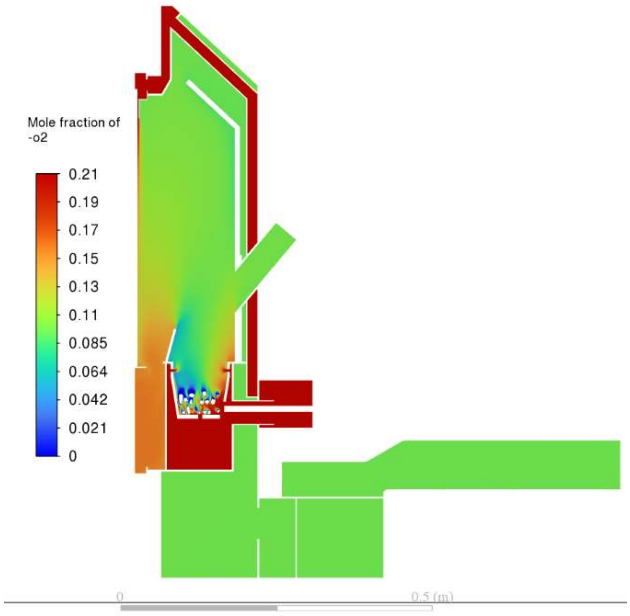


Figure 3: O_2 contours in the stove at nominal power

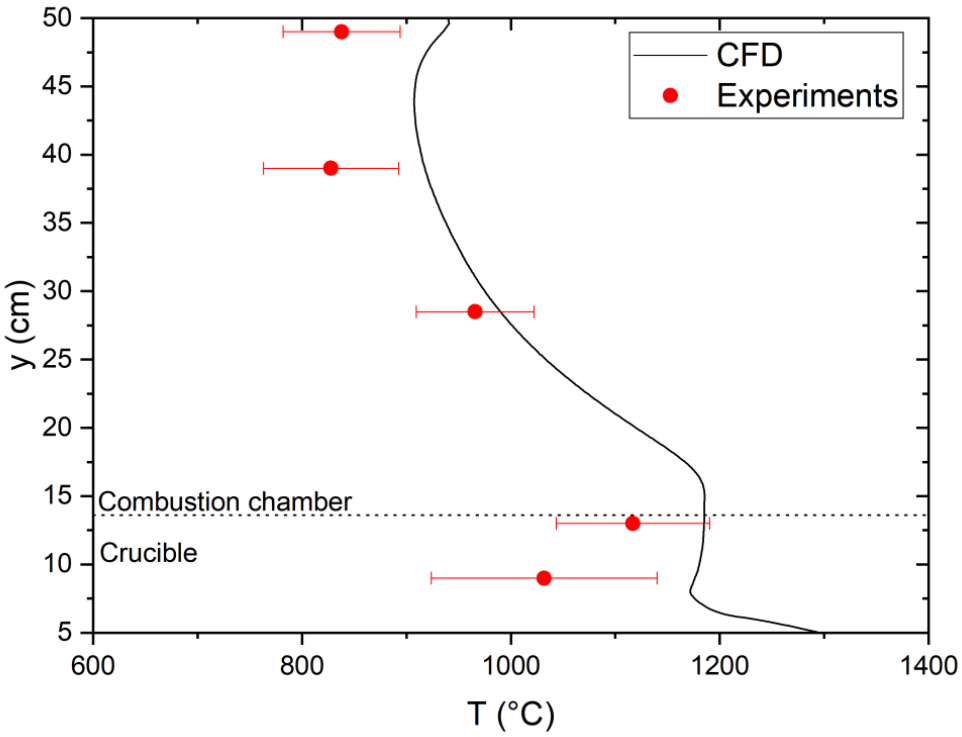


Figure 4: Comparison of experimental and numerical temperatures in the stove

	Mole fraction, d.b. (%)		Mole fraction, d.b., at 13% O_2 (ppm)	
	CO_2	O_2	CO	NOx
CFD	12.7	8.9	123	45
Experiments	12.4	8.6	144	48

Table 3: Comparison between experimental and numerical fraction of exhaust gas compounds

5. Conclusion

A 3D numerical model of a commercial pellet stove including detailed fluid flow and heat transfer with a two-step mechanism of combustion has been developed in order to predict the formation of pollutants such as carbon monoxide and nitrogen oxides. Pre-combustion phenomena, like drying of biomass and pyrolysis, as well as heterogenous reactions (char oxidation) were implemented using User-Defined Functions. A detailed multi-band radiation model was used to take into account the spectral dependency of the radiative properties of combustion products such as carbon dioxide, water vapor and soot.

A comparison of numerical results with experimental ones showed very good agreement in terms of gas concentrations (CO_2, O_2, CO and NOx) and a similar profile of temperature in the combustion chamber was observed. The model will now be used to optimize the geometry and the operating conditions of the stove to reduce the pollutant emissions.

References

[1] M.A. Gómez, J. Porteiro, D. Patiño, J.L. Míguez, CFD modelling of thermal conversion and packed bed compaction in biomass combustion, Fuel 117 (2014) 716–732. https://doi.org/10.1016/j.fuel.2013.08.078.

[2] J. Darido, A. Dhahak, R. Bounaceur, C. Le Dreff - Lorimier, G. Leyssens, F. Cazier, P. Genevray, F. Battin-Leclerc, Emissions from a Domestic Wood Heating Appliance: Experimental Measurements and Numerical Study Using an Equivalent Reactor Network (ERN) Approach Coupled with a Detailed Chemical Mechanism, Energy Fuels 35 (2021) 18680–18698. https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.1c01927.

[3] ANSYS, Fluent Theory Guide, (2023).

[4] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, T.L. Bergman, A.S. Lavine, eds., Fundamentals of heat and mass transfer, 6. ed, Wiley, Hoboken, NJ, 2007.

[5] I. Haberle, Ø. Skreiberg, J. Łazar, N.E.L. Haugen, Numerical models for thermochemical degradation of thermally thick woody biomass, and their application in domestic wood heating appliances and grate furnaces, Progress in Energy and Combustion Science 63 (2017) 204–252. https://doi.org/10.1016/j.pecs.2017.07.004.

[6] B.F. Magnussen, B.H. Hjertager, On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion, Symposium (International) on Combustion 16 (1977) 719–729. https://doi.org/10.1016/S0082-0784(77)80366-4.

[7] S. Ozgen, S. Cernuschi, S. Caserini, An overview of nitrogen oxides emissions from biomass combustion for domestic heat production, Renewable and Sustainable Energy Reviews 135 (2021) 110113. https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110113.

[8] S.J. Brookes, J.B. Moss, Measurements of soot production and thermal radiation from confined turbulent jet diffusion flames of methane, Combustion and Flame 116 (1999) 49–61. https://doi.org/10.1016/S0010-2180(98)00027-3.

[9] W.L. Grosshandler, RADCAL - a narrow-band model for radiation calculations in a combustion environment, 0 ed., National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, 1993. https://doi.org/10.6028/NIST.TN.1402.

[10] J.R. Howell, M.P. Mengüç, K. Daun, R. Siegel, Thermal Radiation Heat Transfer, 7th ed., CRC Press, 2020. https://doi.org/10.1201/9780429327308.

[11] ISO 18125:2017 Solid biofuels. Determination of calorific value, 2017.

Etude de la combustion de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une micro turbine à gaz classique : Analyse des performances de combustion et impact de la vapeur d'eau sur les émissions polluantes

Jeremy BOMPAS[1*], **Ward DE PAEPE**[1]

[1]Université de Mons (UMONS)
Service de Thermique et Combustion, Département Mécanique, Faculté Polytechnique de Mons
Place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium
[*](auteur correspondant : jeremy.bompas@umons.ac.be)

Résumé - L'utilisation de combustibles à faible pouvoir calorifique requiert habituellement une transformation de géométrie de chambres de combustion conçues spécifiquement pour le gaz naturel. Dans un objectif de remplacement progressif des technologies fossiles vers des solutions durables, les solutions de micro-turbine à gaz existantes, alimentées de multiples combustibles aux caractéristiques variables, présentent un avantage indéniable dans le fonctionnement flexible des systèmes énergétiques futurs. Des recherches précédentes ont montré l'intérêt de l'emploi de syngaz en chambre de combustion non-modifiée, en abaissant la température globale des fumées et en réduisant les émissions de NO_x tout en maintenant la stabilité de flamme. L'objectif de ce travail est d'identifier numériquement le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant conjointement la teneur en vapeur d'eau du combustible ainsi que la distribution de puissance entre la flamme pilote et la flamme principale. Les résultats montrent que l'utilisation de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau est particulièrement sensible à la distribution de combustible entre les zones pilote et principale. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote améliore la stabilité de la flamme en engendrant une production de NO_x supérieure. En outre, une teneur en vapeur d'eau plus importante dans le gaz de synthèse diminue les NO_x pour une répartition de combustible pilote/principale équivalente.

Nomenclature

PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur	$\dot{m}$	Débit massique, $\mathrm{g/s}$
ODE	Ordinary Differential Equations	$RANS$	Reynolds Averaged Navier-Stokes
$TDAC$	Tabulation of Dynamic Adaptative Chemistry		

1. Introduction

Les crises énergétiques successives mettent en lumière notre dépendance aux ressources fossiles. Pour autant, la demande en électricité et en chaleur ne cesse de croître tandis que les ressources fossiles s'épuisent par définition. Leurs perspectives de disponibilité à long terme, aggravée par les conflits majeurs internationaux engendrent de l'incertitude et des tensions sur le seul marché énergétique. Parallèlement, nous avons l'ambition de respecter l'Accord de Paris [1] et réduire drastiquement nos émissions de gaz à effet de serre afin d'atteindre la neutralité carbone à l'horizon 2050. De plus, au-delà des engagements climatiques liés aux gaz à effet de serre, les normes en matière d'émissions polluantes se renforcent dans les politiques sanitaires globales. Les ressources renouvelables produites à base de déchets organiques que sont les syngaz sont de bons candidats à la poursuite des objectifs de diversification et de flexibilité

énergétique, particulièrement dans un contexte de production décentralisée telle que l'utilisation de micro turbines à gaz dans une application de cogénération de faible puissance.

Des études précédentes [2, 3] ont identifié le comportement à la combustion de différents gaz de synthèse caractéristiques dans une chambre de combustion industrielle classique, l'AE-T100 [4], développée originellement pour fonctionner au gaz naturel, dans le but d'étudier l'impact de syngaz sur les émissions et la stabilité de la combustion. Il a été montré que l'utilisation de gaz de synthèse abaisse la température globale dans la zone de combustion [2] et, par conséquent, réduit les NO_x tout en augmentant modérément les émissions de CO [5]. Certains aspects pénalisants tels que l'énergie nécessaire à la compression des syngaz aux caractéristiques diluées [6] ou la présence d'eau dans leur composition [7] trouvent des réponses régulières à l'échelle industrielle. Outre la robustesse matérielle des microturbines à la vapeur d'eau, nous savons qu'une injection de vapeur dans la zone principale permet d'atteindre des températures qui favorisent l'oxydation du CO [5]. Il a également été constaté qu'une fraction limitée de vapeur d'eau dans le combustible de synthèse n'affecte pas la stabilité de la flamme [8].

En outre, il a été constaté que, bien que les émissions de NO_x soient globalement réduites grâce à l'utilisation du syngaz, les résultats varient sensiblement en fonction de la distribution de combustible dans la chambre de combustion [9]. Malgré la disponibilité de plusieurs recherches, des aspects fondamentaux de la combustion de gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau en chambre de microturbines à gaz, telle l'influence de la distribution de combustible entre flamme pilote et flamme principale et l'influence de la fraction en vapeur d'eau contenue dans le gaz de synthèse, sur la stabilité de la flamme et le contrôle des émissions, restent indéterminés et requièrent des investigations supplémentaires.

L'objectif de ce travail est donc d'identifier numériquement le comportement combustible de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle, originellement conçue pour le gaz naturel, en variant la distribution de syngaz entre la flamme pilote et la flamme principale et en augmentant la teneur en vapeur d'eau du gaz de synthèse.

2. Chambre de combustion AE-T100

Dans cette section, la géométrie et le cycle de fonctionnement de la chambre de combustion (microturbine AE-T100) seront présentés. Ensuite, le maillage et les hypothèses de modélisation utilisées (chimiques et thermophysiques) seront décrites. En outre, la stratégie de validation des simulations numériques de référence sera détaillée. Enfin, les configurations de simulations spécifiques à la détermination de l'impact de la répartition pilote/principale et de la teneur en vapeur d'eau du syngaz sur les émissions polluantes seront explicitées.

2.1. Géométrie

L'AE-T100 [4] considérée dans cette étude est un système de microturbine à gaz classique développé par Ansaldo Energia et utilisé dans des applications de cogénération de faible puissance. La puissance électrique nominale est de $100\,\mathrm{kW_e}$ alors que sa puissance thermique nominale est de $165\,\mathrm{kW_{th}}$, respectivement avec un rendement électrique de 30% et une rendement thermique de 50% (rendement global de 80% [4]).

L'AE-T100 exploite le cycle de Brayton à récupération (voir Figure 1(i)). L'air est comprimé en développant un système de compresseur radial à vitesse variable (1). L'air est ensuite préchauffé par les fumées au niveau du récupérateur (2), avant d'entrer dans la chambre de com-

bustion (3), entraînant des performances électriques supérieures. Dans cette chambre de combustion, du gaz naturel est classiquement brûlé afin d'amener les fumées à une température maximale contrôlée de $950\,°\mathrm{C}$ à l'entrée de la turbine. Les fumées chaudes seront ensuite détendues afin de fournir la puissance mécanique transmise à la turbine (4) et au générateur électrique (5). Enfin, en sortie de récupérateur, la chaleur résiduelle des fumées est convertie en puissance thermique en réchauffant de l'eau dans l'économiseur (6).

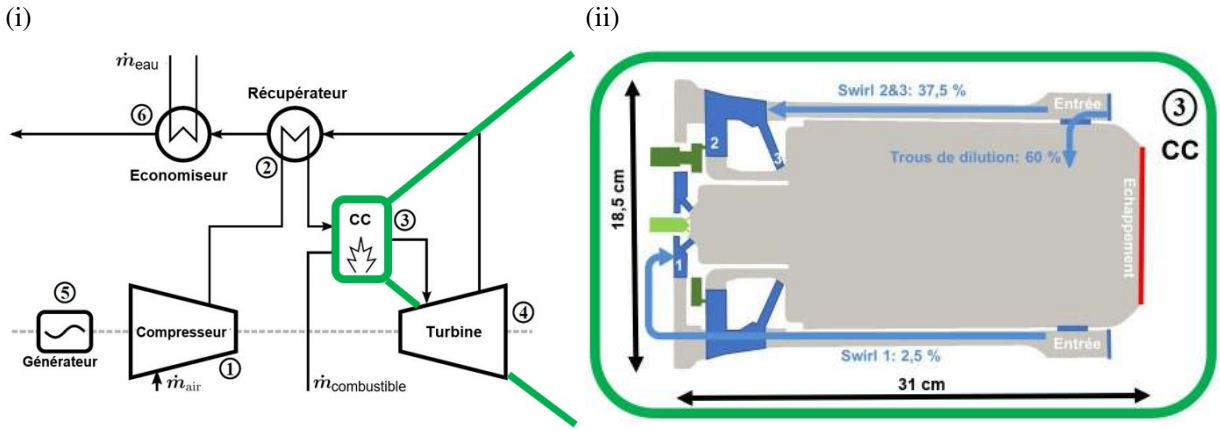


Figure 1 : (i) Le cycle de Brayton à récupération de la microturbine à gaz AE-T100.
(ii) Coupe schématique 2D de la chambre de combustion AE-T100.

L'air préchauffé ($\approx 865\,\mathrm{K}$) dans le récupérateur (Figure 1(ii)) entrant dans la chambre de combustion à contrecourant de la flamme est divisé en différentes sections : Les "swirl 1" (12 conduits) fournissent l'air à la flamme pilote (approximativement 2,5% du débit d'air) tandis que les "swirl 2" (15 ailettes radiales) et "swirlers 3" (30 conduits) fournissent l'air à la flamme principale (respectivement 25% et 12,5% du débit d'air). Enfin, la fraction d'air restante (60,1%) pénètre les neuf trous de dilution afin de parvenir à une température de gaz d'échappement limitée à $950\,°\mathrm{C}$.

Le combustible est lui injecté à l'intérieur de la chambre de combustion (Figure 1(ii)) par l'intermédiaire de deux circuits différents : La conduite pilote constituée de 6 buses d'injection (flamme de diffusion) et la conduite principale composée d'une chambre toroïdale aboutissant à 15 buses d'injection (flamme de prémélange).

2.2. Maillage

Le maillage est généré sur l'entiereté du domaine fluide de la chambre de combustion, sans simplifications géométriques et en intégrant le conduit d'air à contrecourant (Figure 1(ii)). Dû à la géométrie complexe de l'AE-T100, un maillage 3D complet à mailles héxaédriques a été adopté. Un raffinement spécifique a été réalisé sur les formes complexes des "swirlers" et la zone de combustion pilote. Une discrétisation plus fine a également été effectuée sur les petits éléments des injecteurs pilotes et principaux. Une étude de sensibilité de maillage préliminaire a été conduite afin de déterminer la taille de maillage optimum [10]. Cette étude indique qu'un maillage raffiné constitué de 4,3 millions de cellules (de volume compris entre $2{,}2.10^{-3}$ mm³ et 8,3 mm³) est suffisamment raffiné pour donner des résultats précis sur les champs de vitesse et de température ainsi que sur les espèces chimiques des fumées, et un raffinement supplémentaire n'améliore plus sensiblement la précision des résultats en augmentant le coût calcul. De plus, des maillages de taille similaire ont été utilisés par d'autres chercheurs, dans le cadre de simu-

Tableau 1 : Composition des syngaz étudiés. Les fractions Y_i (%) sont exprimées en base massique.

	Y_{CO}	Y_{CO_2}	Y_{H_2O}	Y_{H_2}	Y_{CH_4}	PCI [kJ/g]
Sxxyy W20 [0,2 kg H_2O/ kg biomasse]	38	42,9	12,6	3,9	2,5	9,8
Sxxyy W50 [0,5 kgH_2O/ kg biomasse]	19,8	51,7	20,3	3,7	4,5	8,6

lations de type RANS sur cette même chambre de combustion [3].

2.3. Configuration des modèles numériques

Dans ce travail, des simulations tridimensionnelles instationnaires ont été réalisées, combinant une méthode des volumes finis et un algorithme "PIMPLE" (Pressure Implicit Splitting Operators + Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations [11]). Les écoulements fluides avec réactions chimiques ont été simulées sur le solveur reactingFoam de OpenFOAM [12], pour lesquels les équations de transport d'espèces chimiques et les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, sont résolues.

Le modèle de turbulence est basé sur l'approche de moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes (RANS). Un facteur primordial affectant le choix du modèle de turbulence d'écoulements complexes est le coût-calcul. Le modèle doit décrire le plus fidèlement possible la physique de l'écoulement tout en étant abordable numériquement. Pour cela, l'utilisation du modèle k-ϵ est considérée dans ce papier pour sa robustesse sur la physique de la combustion étudiée à un coût calcul raisonnable.

Le T100 exploite une technologie à prémélange pauvre pour contrôler la température de flamme et assurer la réduction des émissions de NO_x dans la gamme de 6 à 15 $ppmv$ rapportée par le constructeur [4]. Comme le point de fonctionnement est proche de la limite d'inflammabilité, une flamme de diffusion pilote assure la stabilité de la combustion et prévient du phénomène de soufflage. Le régime de combustion présente à la fois des caractéristiques de flammes de diffusion (pilote) et de prémélange (principale). Par conséquent, le modèle "Eddy Dissipation Concept" (EDC) apporte une grande fiabilité étant donné la présence des 2 régimes de combustion (diffusion et prémélange) dans la chambre de combustion de l'AE- T100.

Dans le présent travail, toutes les simulations ont été effectuées en utilisant le mecanisme chimique GRI3.0 MECH [13] qui modélise la cinétique de combustion d'hydrocarbures en examinant la sensibilité de 325 réactions chimiques afin de mieux prédire l'occurence de 53 espèces chimiques. Ce mécanisme détaillé est particulièrement intéressant dans la détection des NO_x et du CO, permettant une analyse avancée sur le processus de combustion. Cependant, la résolution de systèmes d'équations différentielles ordinaires (ODE) pour les équations de cinétique chimique dépassent habituellement les ressources informatiques. Des techniques de réduction doivent être employées afin d'éviter ce coût calcul. Le nombre d'espèces chimiques peut être dynamiquement réduit en sélectionnant les espèces actives dominantes. Parallèlement, le résultat de solutions précédentes sont tabulées et interpolées pour les cellules présentants des conditions similaires. L'algorithme de tabulation adaptative de la dynamique chimique (TDAC) utilisé dans notre travail, combine ces deux techniques de réduction [14].

Tableau 2 : Conditions aux limites et conditions initiales des cas simulés à charge nominale P_{th} = 330 kW ; Entrée d'Air : $\dot{m}$ = 690 g/s — T = 865 K ; Combustible syngaz : T = 288 K

		0,2 kg H_2O/kg biomasse			0,5 kg H_2O/kg biomasse	
		Cas A	**Cas B**	**Cas C**	**Cas D**	**Cas E**
Flamme Pilote	$\dot{m}$ [g/s]	3,4	5,1	6,8	3,8	5,8
	$\%P_{\text{th,total}}$	10%	15%	20%	10%	15%
	Φ_{local}	0,33	0,5	0,66	0,33	0,5
Flamme Principale	$\dot{m}$ [g/s]	30,7	29	27,3	34,7	32,7
	$\%P_{\text{th,total}}$	90%	85%	80%	90%	85%

2.4. Configuration des simulations

Dans les conditions nominales d'opération de la micro-turbine employant du gaz naturel, la répartition de combustible pilote/principal est classiquement de 15% - 85%. Nous utiliserons cette première configuration "référence" pour la simulation nominale de syngaz (Voir cas B, Tableau 2).

Afin d'évaluer l'incidence de distributions différentes de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau (voir syngaz 0,2 kg H_2O, Tableau 1) entre pilote et principal, 2 simulations supplémentaires ont été réalisées sur la base des modèles numériques décrits précédemment, sous les mêmes conditions nominales d'entrée, à savoir puissance thermique totale (330 kW), température de combustibles (288 K), débit (690 g/s) et température (865 K) d'air préchauffé : Le cas A représente une limite basse d'alimentation au pilote de 10% pour 90% au principal. Les cas B et C (voir Tableau 2) représentent une augmentation progressive du pourcentage d'alimentation en syngaz au pilote jusqu'à 20% traitant les conditions nominales d'utilisation de l'AE-T100 (Cas B, 15% - 85%) jusqu'à des conditions de mélanges riches dans la zone pilote afin de traiter une gamme étendue de fonctionnement de la chambre de combustion en y vérifiant les impacts sur la stabilité de flamme ainsi que les émissions polluantes.

Enfin, nous étudierons l'impact lié à la présence d'eau dans les syngaz en simulant l'utilisation d'un syngaz à teneur en vapeur d'eau de 0,5 kg d'eau par kilogramme de biomasse (voir syngaz 0,5 kg H_2O, Tableau 1) pour 2 répartitions de combustibles (voir Tableau 2), la première représentant un mélange pauvre pour la flamme pilote (10% du combustible au pilote), la seconde étant considérée comme une répartition nominale classique (Φ_{local} = 0,5). Dans ces conditions, l'utilisation de syngaz W50 (0,5 kg H_2O/ kg de biomasse) correspond à l'adjonction de 7.8 g/s de vapeur d'eau dans la chambre de combustion, pour 4.3 g/s pour le syngaz W20 (0,2 kg H_2O/ kg biomasse).

3. Résultats

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux champs de températures et à la composition des gaz d'échappement, plus particulièrement au CO et au NO_x, dans le but d'étudier l'impact sur les émissions et sur la stabilité de flamme d'une large répartition de syngaz à haute teneur en vapeur d'eau entre la zone pilote et la zone principale ainsi que l'importance de la teneur en vapeur d'eau du syngaz lui-même.

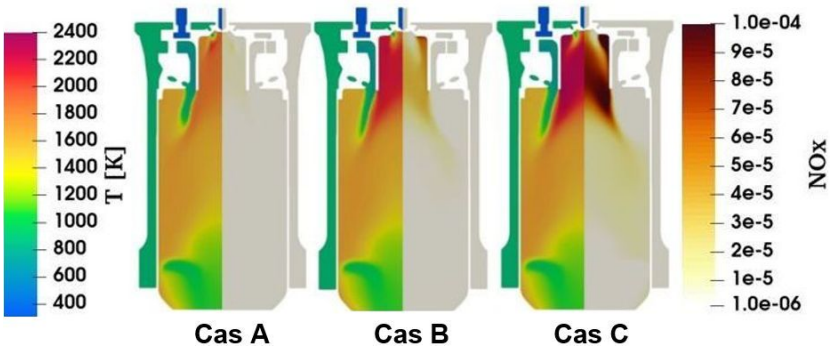


Figure 2 : Evolution du champ de température et du champ de production de NO_x où l'on voit une augmentation du niveau de températures et de NO_x jusqu'à un $\Phi_{l,pilote}$ de 0,66 (Cas C).

Tableau 3 : Composition des gaz d'échappement et Températures pour les cas considérés

	0,2 kg H_2O/kg biomasse			0,5 kg H_2O/kg biomasse	
	Cas A	**Cas B**	**Cas C**	**Cas D**	**Cas E**
Répartition % Pilote / Principal	10 - 90	15 - 85	20 - 80	10 - 90	15 - 85
$T_{moy,pil}$	1850 K	2150 K	2274 K	1784 K	2140 K
T_{sortie}	1230 K	1234 K	1235 K	1211 K	1214 K
$\Phi_{l,pilote}$	0,33	0,5	0,66	0,33	0,5
NO_x [$ppmv@15\%O_2$]	2	4,1	8,5	0,7	1,5
CO [$ppmv@15\%O_2$]	2,9	2,7	3	4	3,5

3.1. Impact de la répartition de combustibles pilote/principal

Le cas A (10% pilote - 90% principal, Tableau 3) correspond à la limite basse de stabilité de flamme de la zone pilote. En effet, pour cette répartition pilote/principal de syngaz, la richesse locale correspondante pour la flamme pilote est faible ($\Phi_{l,pilote}$ = 0,33 pour le syngaz Versus 0,7 pour la même répartition pilote/principal en gaz naturel). En augmentant progressivement le pourcentage de syngaz en zone pilote, nous constatons que le champ de température est lui clairement influencé par la distribution du combustible au niveau du front de flamme (voir Figure 2). La température moyenne de la chambre pilote augmente fortement avec la richesse locale ($\Phi_{l,pilote}$), de $1850\,\mathrm{K}$ (Cas A, voir Tableau 3) à $2150\,\mathrm{K}$ (Cas B) et $2274\,\mathrm{K}$ (cas C, 20% pilote - 80% principal) alors que la température moyenne des gaz en sortie est conservée pour une puissance thermique totale identique. Les températures plus élevées en zone pilote engendrent une production croissante de NO_x (voir Tableau 3) qui entraînent des émissions globales plus importantes dans les gaz d'échappement, tout en restant en dessous des valeurs normées (< 15 $ppmv@15\%O_2$).

Plus particulièrement, l'analyse de l'évolution des espèces chimiques dans la chambre pilote (voir Figure 3) montre que les NO_x sont produits essentiellement dans cette zone de haute température et ces émissions entraînent de facto les tendances des fumées à l'échappement. Les NO_x thermiques augmentent avec la richesse du mélange local en zone pilote jusqu'à une répartition pilote/principal de 20% - 80 % (Cas C).

En augmentant progressivement la richesse locale au pilote, le défaut en oxygène entraîne des concentrations en CO croissant fortement en zone pilote (voir Figure 4). La concentration

de CO dans les gaz d'échappement (voir Tableau 3) tend à rester stable à mesure que la richesse locale de la zone pilote est augmentée, l'apport massif d'air secondaire et les températures plus importantes favorisant l'oxydation du CO en CO_2 et ainsi la stabilisation des émissions de CO à l'échappement ($< 6\ ppmv@15\%O_2$).

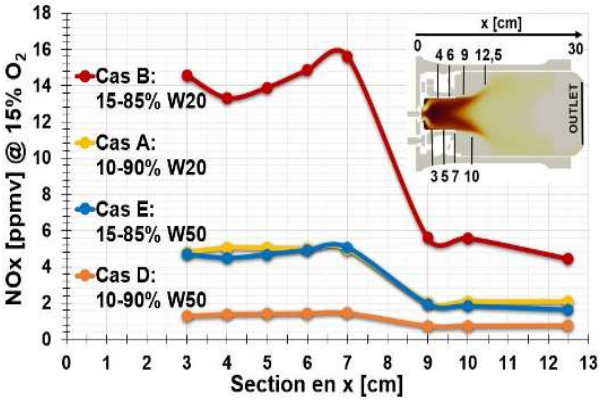


Figure 3 : Evolution de la concentration en NO_x dans la chambre pilote pour des syngaz à haute teneur en vapeur d'eau

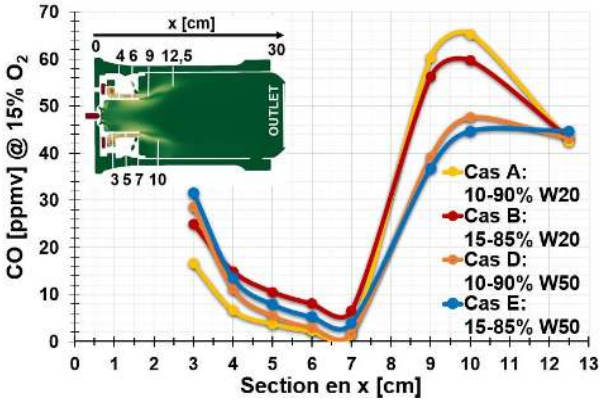


Figure 4 : Evolution de la concentration en CO dans la chambre pilote pour des syngaz à haute teneur en vapeur d'eau

3.2. Impact de la teneur en vapeur d'eau du syngaz

On constate que l'utilisation de syngaz contenant une quantité de vapeur d'eau plus importante, pour une même répartition de combustible pilote principale, diminue fortement la température moyenne dans la chambre de combustion pilote (Cas D et E, Tableau 3) entraînant des émissions de NO_x moindres en zone pilote (voir Figure 3) ce qui se répercute in fine à l'échappement. Ceci s'explique par l'effet de dilution et l'abaissement du taux de réaction chimique dus à la présence de vapeur d'eau [7]. Cette quantité de vapeur d'eau présente à l'échappement augmente par ailleurs la chaleur massique moyenne des gaz d'échappement ce qui engendre une température de sortie plus basse pour une même puissance thermique totale.

Outre la présence de vapeur d'eau dans la composition du mélange, le fonctionnement de la micro-turbine avec un mélange Air-syngaz pauvre en zone pilote ($\Phi_{l,pilote}$ = 0,33) diminue drastiquement la température moyenne de chambre de combustion à $1784\,\mathrm{K}$ (pour $2040\,\mathrm{K}$ en fonctionnement nominal) et ainsi les émissions globales de NO_x dans les gaz d'échappement à une valeur inférieure à $2\ ppmv@15\%O_2$.

4. Conclusion

L'objectif de notre travail était d'identifier le comportement à la combustion d'un gaz de synthèse à haute teneur en vapeur d'eau dans une chambre de combustion industrielle. Les résultats principaux sont qu'une augmentation de la richesse en syngaz dans la zone pilote, pour une même puissance thermique totale, favorise la stabilité de la flamme. Une richesse plus importante du syngaz en zone pilote augmente significativement la température de flamme et provoque une production de NO_x croissante jusqu'à une saturation due à un défaut d'oxygène à la flamme pilote. Les valeurs d'émissions polluantes telles que les NO_x et le CO sont maintenues toutefois dans les valeurs d'émissions limites normées pour une large plage d'utilisation du syngaz. En outre, il a été montré que la présence de vapeur d'eau dans la composition du syngaz possède un effet favorable quant à la limitation des températures globales et aux émissions de NO_x au sein de la chambre de combustion.

Références

[1] ONU, Accord de paris, https ://www.un.org/fr/climatechange/paris-agreement.

[2] M. Cadorin, *et al*., Analysis of a micro gas turbine fed by natural gas and synthesis gas : Test bench and combustor cfd analysis, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011 (2011).

[3] R. Calabria, *et al*., Numerical of a micro gas turbine fed by liquid fuels : potentialities and critical issues., Energy Procedia [Internet] 81 (2015) 1131–42.

[4] Ansaldo Energia SpA, Ae-t100 microturbine system natural gas : Technical description, https ://www.ansaldoenergia.com/offering/equipment/turbomachinery/microturbines/ae-t-100.

[5] M. Renzi, C. Riolfi, M. Baratieri, Influence of the syngas feed on the combustion process and performance of a micro gas turbine with steam injection., Energy Procedia 105 (2017) 1665–70.

[6] K. Al-attab, Z. Zainal, Micro gas turbine running on naturally aspirated syngas : An experimental investigation, Renewable Energy 119 (2018) 210–216.

[7] W. De Paepe, P. Sayad, S. Bram, S. Klingmann, F. Contino, Experimental investigation of the effect of steam dilution on the combustion of methane for humidified micro gas turbine applications, Combustion Science and Technology 188 (2016) 1199–1219.

[8] B. Ge, Y. Tian, S. Zang, The effects of humidity on combustion characteristics of a non-premixed syngas flame, International Journal of Hydrogen Energy 41 (2016) 9219–26.

[9] L. Casarsa, D. Micheli, V. Pediroda, R. Radu, Investigations of pyrolysis syngas swirl flames in a combustor model, ASME Paper GT2009-59610 (2009).

[10] J. Bompas, A. Pappa, W. De Paepe, Analysis of combustion performance of non-conventional syngas in mgt combustor : Assessment of the impact of the quality of synthesis gas towards flame stability and emissions, Proceedings of the ASME Turbo Expo (2022) Paper GT2022–82888.

[11] O. Ltd, Cfd direct ltd, https ://doc.cfd.direct/notes/cfd-general-principles/the-pimple-algorithm.

[12] ESI group, Opencfd ltd, https ://www.openfoam.com/.

[13] M. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, G. P. Smith, D. M. Golden, Gri-mech : An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion., Topical Report (1995) 156.

[14] F. Contino, H. Jeanmart, B. Lucchini, G. D'Errico, Coupling of in situ adaptive tabulation and dynamic adaptive chemistry : An effective method for solving combustion in engine simulations, Proceedings of the Combustion Institute 33 (2011) 3057–3064.

Remerciements

Les moyens de calcul ont été fournis par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif (CÉCI), financé par le Fonds de la Recherche Scientifique de Belgique (F.R.S.-FNRS) sous la convention n° 2.5020.11 et par la Région Wallonne. Ces calculs représentent en moyenne pour une simulation complète : 10 jours de simulation parallèle sur 169 CPUs.

Optimisation des aéroréfrigérants dans les usines de GNL : amélioration des performances par aspersion directe d'eau

Optimization of an LNG plant's air-cooler: performance enhancement by direct water spraying

Clément RONGIER[1], Nicolas RAMBURE[1*]

[1]Technip Energies
21-26 Boulevard de la Défense – 92000 Nanterre
[*](auteur correspondant : nicolas.rambure@ten.com)

Résumé – Dans les usines de GNL, le procédé de liquéfaction du gaz naturel s'accompagne d'un échange de chaleur important entre le fluide procédé et l'environnement. Classiquement, les aéroréfrigérants sont un type d'échangeur de chaleur utilisés pour dissiper cette quantité de chaleur. Bien que peu onéreux, les aéroréfrigérants ont une empreinte au sol importante. Une méthode d'optimisation consiste à utiliser la chaleur latente de vaporisation de l'eau afin d'en améliorer les performances. Cet article vise à quantifier l'effet des transferts de chaleur et de masse d'eau sur la performance des aéroréfrigérants.

Mots-clés : aéroréfrigérant, aspersion d'eau, échange de chaleur, CFD, usine GNL

Abstract - Within LNG plants, the LNG liquefaction process induces a significant heat transfer between the process fluid and the environment. Usually, air-coolers are used for dissipating this heat quantity. Although these heat exchangers are inexpensive, their footprint is important. One method of optimization consists in utilizing the latent heat of vaporization of water to increase the performance of air-cooler. The aim of this article is to quantify the effect of heat and mass transfer on air-coolers performance.

Keywords: air-cooler, water spraying, heat transfer, CFD, LNG plant

Nomenclature

C	concentration en vapeur, $g.m^{-3}$
D	diffusivité de la masse, $m^2.s^{-1}$
h	coefficient d'échange de chaleur, $W.m^{-2}.K^{-1}$
hcc	coefficient de transfert de masse, $m.s^{-1}$
l	longueur caractéristique, m
Lv	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$
$\dot{m}$	transfert de masse
Nu	nombre de Nusselt
Pr	nombre Prandtl
Pv	pression de vapeur saturante, Pa
Re	nombre de Reynolds
Rv	constante des gaz parfaits, $J.mol^{-1}.K^{-1}$
Sh	nombre de Sherwood
Sc	nombre de Schmidt
dS	surface élémentaire, m^2

Symboles grecs

Φ	flux de chaleur, W
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

Indices et exposants

e	film d'eau
0	air

1. Introduction

La consommation énergétique mondiale a connu une croissance significative au cours des dernières décennies [1]. Parmi les sources d'énergie, le gaz naturel liquéfié (GNL) a pris une place de plus en plus importante, jusqu'à devenir une composante clé du mix énergétique [2]. Occupant environ 600 fois moins de volume qu'en phase gazeuse, le GNL peut être transporté sur de longues distances, ce qui permet de relier facilement les sites de productions aux marchés de consommation.

Une usine GNL est une immense machine thermique ou l'échange de chaleur entre fluide procédés et environnement est crucial. Une des solutions classiquement utilisées pour dissiper la chaleur est l'utilisation d'aéroréfrigérants [3-4]. Cet échangeur offre l'avantage d'être peu onéreux mais a une empreinte au sol importante. Une méthode d'optimisation consiste à exploiter la chaleur latente de vaporisation de l'eau afin d'améliorer les performances des aéroréfrigérants. Plusieurs études ont démontré l'intérêt de l'aspersion d'eau pour augmenter les transferts de chaleurs. Classiquement l'eau est pulvérisée dans l'air pour abaisser la température de celui-ci par refroidissement adiabatique [5-7].

D'autres études ont démontré l'intérêt de pulvériser l'eau directement sur le tube. Walczyk s'est intéressée à l'étude d'un condenseur en toit équipé de tubes ailetés. Le fait d'asperger de l'eau sous forme de spray sur les tubes a conduit à une augmentation des performances de l'échangeur de 125% [8]. Ensuite, Tao *et al.* ont étudié l'influence de la vitesse de l'air et de la quantité d'eau vaporisée et ont mis en évidence la présence d'un optimum sur les performances thermiques d'un refroidisseur par évaporation [9]. Xiao *et al.* se sont également intéressé à l'étude du refroidissement par spray sur des tubes plats à ailettes ondulées [10]. Ils ont notamment investigué l'effet du spray sur le refroidissement de l'air (par évaporation des gouttes d'eau) et sur l'évaporation du film d'eau à la surface des tubes. Ainsi, une vaporisation d'eau directement sur les tubes permet de maximiser le processus d'évaporation : la chaleur du fluide procédé est transférée au film d'eau au travers du tube.

Dans cet article, l'étude vise à quantifier l'effet des transferts de chaleur et de masse d'eau sur la performance des aéroréfrigérants. L'approche adoptée consiste à mieux appréhender les phénomènes physiques mis en jeu. Dans un premier temps, nous reviendrons sur le fonctionnement d'un aéroréfrigérant mouillé. Nous présenterons ensuite le dispositif expérimental, développé en vue de reproduire le fonctionnement d'un aéroréfrigérant à l'échelle laboratoire. Cela a pour objectif de mieux comprendre l'effet de l'aspersion d'eau sur les tubes et l'augmentation des performances. Enfin, un modèle CFD a été développé en vue de prédire le gain en performance de l'aéroréfrigérant humidifié. Les résultats numériques se sont révélés être en accord avec les données expérimentales.

2. Fonctionnement de l'aéroréfrigérant mouillé

Un ventilateur aspire l'air ambiant plus froid que le fluide procédé et le propulse au travers d'un faisceau de tubes à ailettes. L'air au contact de la première rangée de tubes du faisceau va se réchauffer et son humidité relative va diminuer (l'air s'assèche). À partir de la seconde rangée, les tubes seront recouverts d'un film d'eau à la température du fluide procédé. Ce film s'évapore grâce à la différence de concentration en vapeur d'eau entre la surface de l'eau et l'air au travers de la couche limite de diffusion.

Intéressons-nous maintenant à ce qui se passe localement à la surface du tube. Supposons une surface plane recouverte d'un film d'eau à la température T_e, au voisinage de laquelle circule un écoulement d'air dont la concentration en vapeur est C_0, la pression de vapeur Pv_0 et la température T_0.

La surface de l'eau est à la concentration en vapeur C_e, correspondant à l'état de saturation à la température T_e. Au contact entre l'eau et l'air, il se produit simultanément un transfert de chaleur sensible dû au gradient de température et un transfert de masse dû au gradient de concentration en vapeur de l'air. Ce transfert masse, conduit à un transfert de chaleur latente LV_e. Les équations de transfert de chaleur sensible (1) et de masse (2) sont données ci-dessous.

$$d\Phi = h\,(T_e - T_o)ds \tag{1}$$

$$d\dot{m} = h_{cc}\,(C_e - C_o)ds \tag{2}$$

En faisant intervenir la liaison entre concentration et pression partielle, nous pouvons exprimer la puissance totale échangé entre l'air et l'eau par l'équation suivante :

$$d\Phi_T = \left[h\,(T_e - T_o) + Lv_e\,\frac{h_{cc}}{R_v T}(Pv_e - Pv_0)\right]ds \tag{3}$$

Le transfert de chaleur sensible se fait à travers la couche limite thermique alors que le transfert de masse se fait dans la couche limite de diffusion. Des considérations de similitude permettent d'introduire les nombres adimensionnels de Nusselt et de Sherwood définis comme :

$$Nu = \frac{hl}{\lambda} \tag{4}$$

$$Sh = \frac{hcc\ l}{D} \tag{5}$$

Nu et Sh peuvent s'exprimer comme des fonctions : $Nu = f(Re, Pr)$ $Sh = g(Re, Sc)$.

On peut calculer pour un écoulement laminaire les fonctions f et g.

$$Nu = 0{,}662.Re^{1/2}.Pr^{1/3} \tag{6}$$

$$Sh = 0{,}662.Re^{1/2}.Sc^{1/3} \tag{7}$$

Pour un écoulement turbulent, il faut les déterminer expérimentalement. Les mesures réalisées par Bergman [11] montrent que le rapport *Sh*/*Nu* est proche de 1 lorsque la température d'eau et comprise entre 20 et 50°C. D'autres mesures réalisées par Cairns [12] montrent que le rapport Sh/Nu passe de 1 à 5 lorsque la température de l'eau augmente de 65°C à 95°C.

Au vu de notre configuration de nos tubes à ailettes et de la gamme de température de nos échangeurs, nous n'avons pas trouvé de bibliographie couvrant notre étude et nous devons réaliser des mesures expérimentales pour déterminer les performances thermiques de l'adjonction d'eau. Le prochain paragraphe a pour objectif de présenter le dispositif expérimental utilisé.

3. Dispositif expérimental et résultats

Nous avons construit une maquette représentative de nos futurs échangeurs humide. Le faisceau est constitué de huit tubes à ailettes brevetés d'un diamètre de 19,05mm et de 30cm de long, superposés et alimentés en parallèle en eau chaude par une chaudière électrique de 12 kW régulée en température (Tmax 85°C). Pour maximiser l'échange convectif dans les tubes, un dispositif d'écoulement annulaire a été inséré à l'intérieur de ceux-ci. Chaque tube est équipé de thermocouples placés en amont et en aval de la zone d'échange côté eau.

L'air, quant à lui, est non régulé en température ni en hygrométrie et est propulsé par un ventilateur à débit réglable (vitesse faciale environ 3m/s). La température et l'hygrométrie de l'air sont mesurées avant et après le faisceau.

L'eau qui sera évaporée est de l'eau déminéralisée. Elle est aspergée depuis le haut du faisceau à contrecourant du flux d'air. Un système de régulation commande l'électrovanne de l'aspersion afin qu'il n'y ait pas d'eau qui coule en bas du dernier tube.

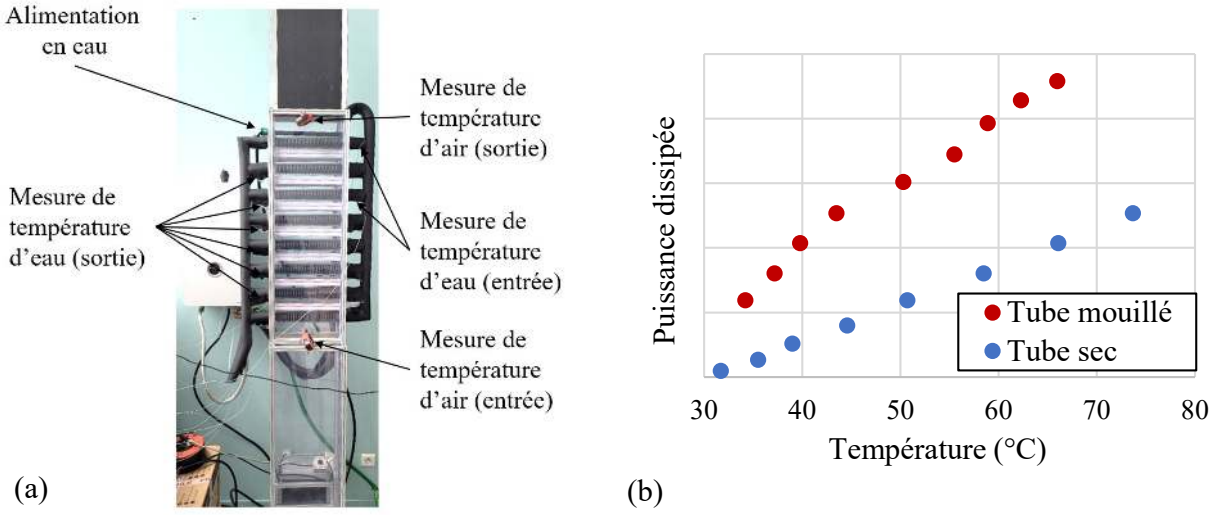


Figure 1 : Dispositif expérimental (a) et résultats expérimentaux sur la 4e rangée (b).

Nous avons réalisé un comparatif lorsque le faisceau est sec et lorsqu'il est humidifié (figure 1). Nous avons calculé la puissance dissipée par chaque rangé de tube grâce à un bilan thermique avec une précision absolue de +/- 3%. Nous montrons ici les résultats obtenus pour le 4e tube pour une température ambiante de 18°C et une hygrométrie de 78%.

L'évolution de la puissance dissipée en fonction de la température est monotone et croissante que le tube soit sec ou humide. Nous remarquons aussi une différence notable entre le tube sec en bleu et le tube humide en rouge pour toute la gamme de température étudiée. Plus la température du tube est élevée plus l'apport de l'humidification est importante. Pour une même puissance dissipée, nous pouvons réduire la température du fluide procédé de 30°C.

4. Simulation CFD d'un aéroréfrigérant mouillé

4.1. Description du modèle

4.1.1. Géométrie

La figure 2 propose de visualiser le faisceau de tube d'un aéroréfrigérant. Cet échangeur est composé de 5 rangées de tube ailetés, chacune comprenant un certain nombre de tubes. Pour effectuer une étude CFD sur cet échangeur de chaleur, il est primordial de simplifier la géométrie, comme illustré sur la figure 3. Pour ce faire, une partie du faisceau de tube a été considérée, Notre géométrie simplifiée comprend alors 7 tubes localisés dans la partie centrale du faisceau, ce qui permet de s'affranchir des effets de bords. Dans le prochain paragraphe, nous allons détailler les hypothèses et conditions aux limites.

(a)

(b)

Figure 2 : *Architecture d'un aéroréfrigérant (a) et zoom sur le faisceau de tubes ailetés (b).*

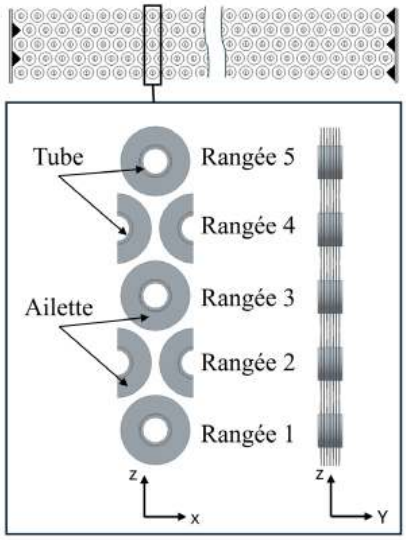


Figure 3 : *Géométrie de l'aéroréfrigérant considérée pour l'étude CFD.*

4.1.2. Modèles, hypothèses et conditions aux limites

Les simulations CFD par volume finis sont réalisées avec le logiciel *FloEFD*. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues pour un écoulement instationnaire externe. Les écoulements laminaire et turbulent sont prédits avec un seul système d'équation basé sur les équations FANS (*Favre-averaged Navier-Stockes equations*) [13]. Les écoulements turbulents sont résolus à l'aide d'un modèle **k-ε** amélioré (modèle LB **k-ε**) et la couche limite est résolue à l'aide de lois de paroi (*Two-Scale Wall Functions*) [14]. Le couplage entre la vitesse et la pression est assuré à l'aide de l'algorithme SIMPLE. Les dérivées spatiales sont approximées par des opérateurs différentiels implicites de 2nd ordre. Les dérivées temporelles sont approximées par un schéma d'Euler implicite de 1er ordre. Les conditions aux limites, illustrées sur la figure 4 sont les suivantes :

- Une condition de périodicité est appliquée suivant les directions $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$. Elle a pour objectif de réduire le domaine de calcul et par conséquent les temps de calcul.
- Une vitesse uniforme ascendante de 3m/s (suivant la direction $\vec{e}_z$) est imposée à l'entrée du domaine de calcul. Elle permet de reproduire le fonctionnement du ventilateur de l'aéroréfrigérant. Pour le calcul thermique, la température de l'air ambiant (à la pression atmosphérique) est égale à 25°C.
- Une condition d'humidité relative à la pression atmosphérique est considérée dans tout le domaine pour une température de référence de 25°C. Elle est de 40%.
- La gravité est appliquée suivant la direction $-\vec{e}_z$.
- Une source de chaleur surfacique égale à 30kW/m² est appliqué sur la paroi interne de chaque tube.
- Une condition de film d'eau est appliquée sur la surface des ailettes des rangées 3, 4 et 5. L'épaisseur du film est fixée à 100µm.
- Pour les conditions initiales, la température du solide est initialisée à 25°C.

La technique de maillage utilisées est appelée *Immersed Boundary Meshing* [15]. Cette technique permet de créer un maillage cartésien (figure 5) dans lequel intervient des cellules particulières, les « SmartCells ». Elles sont présentent à l'interface fluide-solide et peuvent contenir à la fois des domaines fluides et solides. Ces cellules permettent d'éviter le raffinement

du maillage aux zones d'interfaces illustré sur la figure 5, est de type cartésien couplé à l'approche de frontière immergée [15]. Nous avons ici un maillage constitué de 220000 cellules.

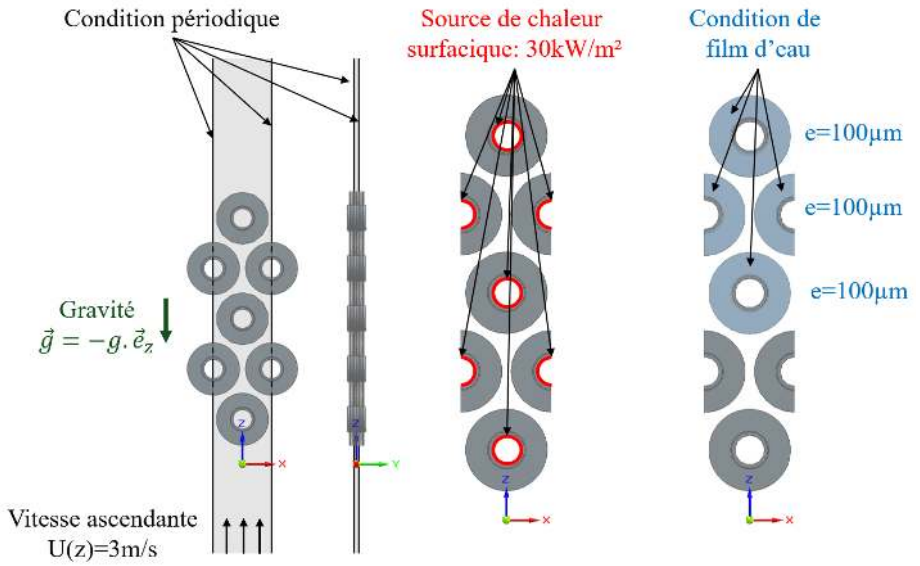


Figure 4 : *Hypothèses et conditions aux limites.*

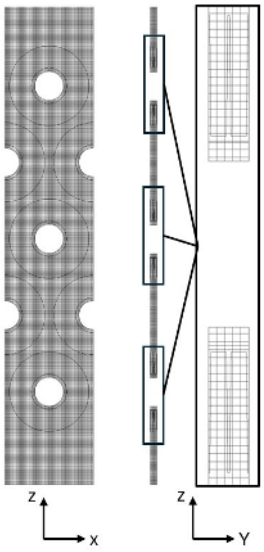


Figure 5 : *Maillage*

Dans la référence [13], les hypothèses et le modèle de film évaporatif implémenté dans le logiciel FloEFD sont explicités en détail en pages 31-38. Nous noterons que ce modèle n'est uniquement disponible que pour une analyse transitoire.

4.2. Analyse des résultats

La figure 5 présente l'évolution temporelle des champs de température sur la surface des ailettes dans le cas d'un aéroréfrigérant sec (a) et mouillé (b). La figure 6 propose la visualisation de l'évolution temporelle de la température moyenne de chaque rangée. Dans le cas d'un aéroréfrigérant sec, nous noterons que la température des ailettes atteint un régime permanent pour un temps physique de 200s. Nous noterons que la température moyenne des ailettes augmente de la rangée 1 vers la rangée 5, cette dernière étant la plus chaude (figure 5-a). Cela s'explique par le fait que l'air ambiant chauffe au contact des tubes ailetés et que l'échange conducto-convectif au niveau des rangées supérieurs est moins important. Ce phénomène est cohérent avec le fonctionnement d'un aéroréfrigérant. Nous noterons également la présence d'un gradient de température radial sur la surface des ailettes, induit par la zone de recirculation localisée en aval du tube.

Dans le cas d'un aéroréfrigérant mouillé, nous pouvons noter que la condition de film d'eau, d'épaisseur initiale 100µm, permet de considérablement réduire la température des ailettes sur lesquelles le film a été appliqué (i.e. les rangées 3 à 5). Nous pouvons mettre en évidence la présence de trois zones :

Nous noterons également que pour un temps physique compris entre 0 et 100s, la température moyenne des ailettes des trois rangées supérieures est du même ordre de grandeur (figure 4 et 5-b). Pour une source de chaleur donnée, nous pouvons en déduire que l'évaporation du film d'eau permet d'augmenter fortement la performance thermique de l'aéroréfrigérant, la chaleur latente de vaporisation de l'eau étant nettement supérieure à la chaleur sensible de l'air. Nous noterons également que pour un temps physique supérieur à 130s, la température des rangées 3 à 5 augmente, jusqu'à atteindre un régime permanent pour un temps physique d'environ 400s. Cela s'explique par l'évaporation du film d'eau. Nous pouvons identifier la présence de trois zones sur la température moyenne des rangées 3 à 5 (figure 5-b) :

- Une première zone (en bleu) pour laquelle le phénomène d'évaporation est prépondérant ;
- Une seconde zone (en vert), pour laquelle nous observons une augmentation modérée de la température, qui se traduit par l'évaporation du film qui perd en épaisseur et donc en masse (figure 6) ;
- Et enfin, une troisième zone pour laquelle la température augmente plus fortement, ce qui traduit l'évaporation totale du film, jusqu'à atteindre le régime permanent.

Enfin, nous noterons que le régime permanent atteint pour l'aéroréfrigérant mouillé est retardé d'environ 300s. Nous pouvons en déduire que, l'aspersion directe d'eau conduit à :

- Une surface d'aéroréfrigérant réduite pour une même source de chaleur
- Une augmentation importante de quantité de chaleur produite par l'aéroréfrigérant pour une même surface, ce qui peut se traduire par un plus grand traitement de gaz dans une usine GNL.

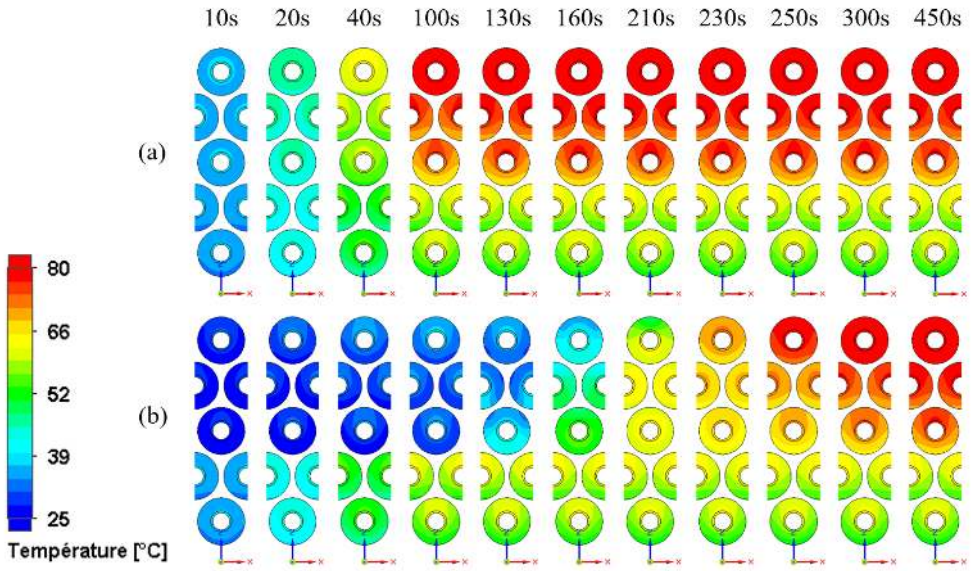


Figure 5 : *Champs de température sur les ailettes : aéroréfrigérant sec (a) et aéroréfrigérant mouillé, i.e. avec condition de film d'eau sur les rangées 3, 4 et 5 (b).*

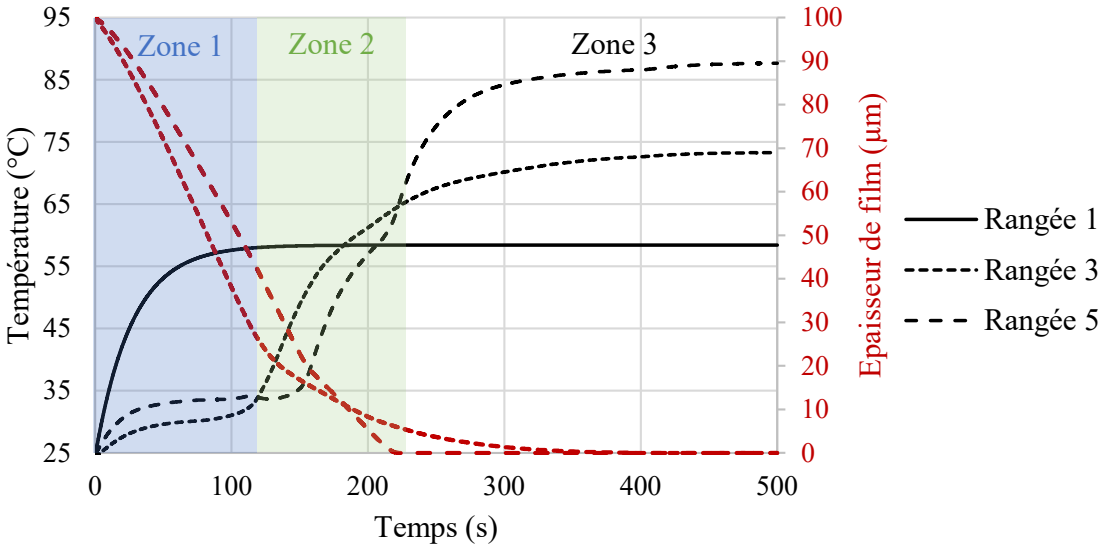


Figure 6 : *Température moyenne des ailettes en fonction du temps dans le cas d'un aéroréfrigérant mouillé.*

5. Conclusion et perspectives

Nous avons montré expérimentalement que notre manière d'asperger le faisceau de tube par de l'eau augmente de façon significative la puissance dissipée par l'échangeur. Cela se faisant sans perte d'eau en amont (pas d'eau qui ruissèle sous l'échangeur) ou en aval du faisceau (gouttelette emportée par le flux d'air). Nous devons étudier dans le futur si nous ne pouvons pas améliorer la structure de l'ailette pour conserver plus d'eau au niveau de la surface d'échange. Les simulations engagées ont montré une similitude avec les résultats expérimentaux mais doivent être encore travaillées. Cette étude transitoire était nécessaire pour voir l'évolution de l'épaisseur du film liquide à la surface de l'ailette. La prochaine étape sera de passer à une étude stationnaire du problème pour optimiser la disposition des tubes dans le faisceau de l'échangeur.

Références

[1] Taylor, P., Francoeur, M., d'Ortigue, O.L., Tam, C., Trudeau, N., Worldwide trends in energy use and efficiency, *Proc. Paris, Int. Energy Agency* (2008), 1-36

[2] Daudu, C.D., Adefemi, A., Adekoya, O.O., Okoli, C.E., Ayorinde, O.B., Daraojumba, A.I., LNG and climate change: evaluating its carbon footprint in comparison to other fossil fuels, *Engineering Science & Technology Journal*, 5-2 (2024), 412-426

[3] Erwin, D.L., Industrial chemical process design, *McGraw-Hill Co* (2002)

[4] Shah, R.K., Sekulic, D.P., Fundamentals of heat exchanger design, *John Wiley & Sons Inc* (2003)

[5] Hajidavalloo, E., Eghtedari, H., Performance improvement of air-cooled refrigeration system by using evaporatively cooled air condenser, *International Journal of Refrigeration*, 33-5 (2010), 982-988

[6] Youbi-Idrissi, M., Macchi-Tejeda, H., Fournaison, L., Guilpart, J., Numerical model of sprayed air cooled condenser coupled to refrigeration system, *Energy conversion and management*, 48-7 (2007), 1943-1954.

[7] *ASHRAE Handbook*, Chapitre 40 Colling Towers (2020)

[8] Walczyk, H. Enhancement of heat transfer from air-fin coolers with water spray, *Chemical Engineering and Processing*, 32 (1993), 131-138

[9] Tao, H., Peng T., Qingxuan, L., Experimental study on heat transfer performance of evaporative cooler, *2017 International Conference on Advanced Mechatronic Systems* (2017)

[10] Xiao, L., Wu, T., Feng, S., Du, X., Yang, L., Experimental study on heat transfer enhancement of wavy finned flat tubes by water spray cooling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 110 (2017), 383-392

[11] Incropera, F.P., DeWitt, D. P., Bergman, T. L., Lavine, A. S. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (2011)

[12] Cairns R.C., Approximation methods for designing cooler-condensers, *Chemical Engineering Science*, 3-5, (1954), 215-227

[13] Siemens, Technical Reference, *Simcenter FloEFD for SolidEdge* (2023)

[14] Mentor Graphics, Enhanced turbulence modeling in FloEFD (2011)

[15] Mentor Graphics, Advanced immersed boundary cartesian meshing technology in FloEFD (2011)

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Technip Energies.

Étude numérique de l'intensification des échanges dans un absorbeur de capteur solaire

Pascale Bouvier[1,2,*], **Feriel Yahiat**[1,2], **Serge Russeil**[1], **Daniel Bougeard**[1]

[1]IMT Nord Europe, Institut Mines-Telecom, Univ. Lille, Centre Énergie Environnement, F-59000 Lille, France
[2]Junia, Smart Systems and Energies, F-59000, Lille, France
[*](auteur correspondant : pascale.bouvier@junia.com)

Résumé - Les centrales thermiques solaires, munies de concentrateurs cylindro-paraboliques, disposent d'un absorbeur. La géométrie de ce dernier est un tube dont la surface est chauffée par le rayonnement solaire qui est concentré par un miroir cylindro-parabolique. L'objectif de notre travail porte sur l'intensification des transferts thermiques au niveau de l'écoulement interne de l'absorbeur du système. Deux configurations géométriques sont étudiées. La géométrie SIT (Swirl Internal Tube) où la paroi extérieure est droite de section circulaire tandis que le noyau central génère un mouvement de « swirl ». Et la géométrie SET (Swirl External Tube) où c'est la paroi extérieure qui engendre un mouvement de «swirl» tandis que le noyau est rectiligne et caractérisé par une section de passage elliptique. L'étude est menée par voie numérique pour plusieurs nombres de Reynolds, allant de 940 à 7500, et vise à évaluer l'impact des déformations sur les transferts de chaleur au sein de l'absorbeur. Après avoir validé la modélisation numérique sur le cas du collecteur SEGS LS-2 PTC, le facteur de performance thermo-hydraulique (PEC), pour un régime laminaire (Re=940), atteint une valeur égale à 1,2.

Nomenclature

c_p	capacité thermique massique, $\mathrm{Jkg^{-1}K^{-1}}$	*Symboles grecs*	
D_a	diamètre de l'absorbeur, mm	λ	conductivité thermique, $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$
D_e	diamètre externe, mm	μ	viscosité dynamique, $\mathrm{Pa.s}$
$D_h = 4S/P$	diamètre hydaulique, mm	ρ	masse volumique, $\mathrm{kg.m^{-3}}$
f	coefficient de frottement, -	Indices et exposants	
I_b	irradiation directe normale, $\mathrm{W.m^{-2}}$	eau	relatif à l'eau
Nu	$= \frac{h_{moy} D_h}{\lambda}$ nombre de Nusselt, -	E	relatif à l'entrée
P	périmètre mouillé, m	S	relatif à la sortie
q_v	débit volumique, $\mathrm{l.min^{-1}}$	A_{inox}	relatif à l'acier inoxydable
Re	$= \frac{u D_h \rho}{\mu}$= nombre de Reynolds, -	0	géométrie de référence
T	température, K		
T_m	température de mélange, K		

1. Introduction

Dans le contexte actuel de préoccupation croissante face au changement climatique, l'utilisation de l'énergie solaire est devenue une option privilégiée pour garantir un avenir durable pour notre planète. Cependant des efforts considérables en recherche et développement sont encore nécessaires pour surmonter les défis liés à l'exploitation de cette ressource [1], [2], [3]. Les centrales thermiques solaires, munies de concentrateurs cylindro-paraboliques, disposent d'un absorbeur. La géométrie de ce dernier est un tube dont la surface, chauffée par le rayonnement solaire, est concentré par un miroir cylindro-parabolique. L'objectif de notre étude porte sur l'intensification des transferts thermiques au niveau de l'écoulement interne de l'absorbeur du système. C'est en fait la suite de l'étude [4] qui est davantage axée sur la technologie liée à l'absorbeur. Après une validation expérimentale du collecteur solaire SEGS LS-2 [5], nous

nous intéressons à deux configurations. La géométrie SIT (Swirl Internal Tube) où la paroi extérieure est droite, de section circulaire, tandis que le noyau central génère un mouvement de $Swirl$. Et la géométrie SET (Swirl External Tube) où c'est la paroi extérieure qui engendre un mouvement de $Swirl$ tandis que le noyau est rectiligne et caractérisé par une section de passage elliptique. Dans cette communication, aprés avoir présenté la démarche dans le cas d'un tube annulaire simple, nous effecturons la modélisation numérique de deux géométries, la SIT et la SET, dans la configuration du capteur solaire concentré, où la densité de flux imposée n'est pas uniforme. Les performances thermo-hydrauliques en fonction du nombre de Reynolds sont évaluées après une analyse de la distribution des vecteurs vitesses transversaux et de la distribution de champs de température.

2. Géométries SIT, SET et absorbeur annulaire de référence

Le dispositif qui est sélectionné, comme base de référence, est le module SEGS LS-2 PTC qui représente le modéle standard d'absorbeur, à savoir un tube droit simple. De nombreuses études [1], [2] l'utilisent car il y a de nombreux résultats expérimentaux pour valider nos modèles numériques [5]. D'ailleurs, dans cette communication, nous effectuons une validation de notre modèle numérique au paragraphe 3.3. avec les résultats du module SEGS LS-2 PTC. L'absorbeur annulaire de référence est représenté sur la figure 1.

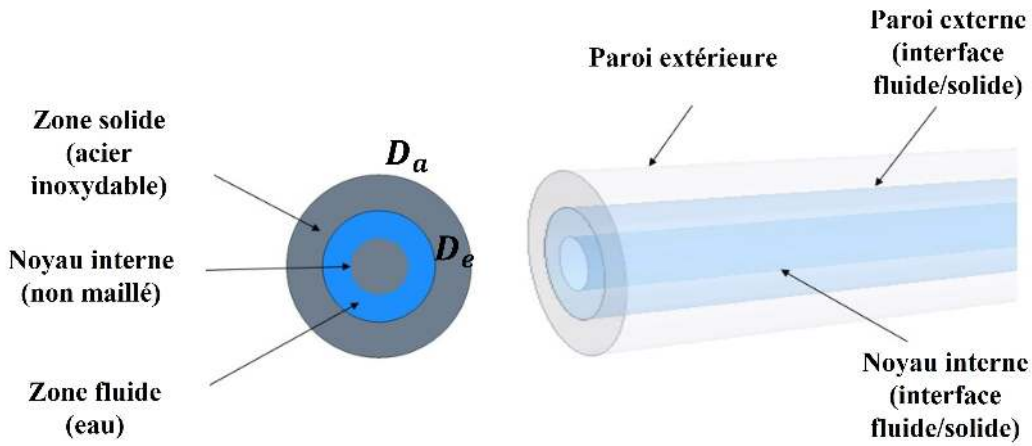


Figure 1 : Absorbeur annulaire de référence

Ce dernier sera utilisé dans la partie relative aux performances thermo-hydrauliques. Nous évaluerons l'impact des modifications géométriques des deux géométries : La SIT (Swirl Internal Tube) et la SET (Swirl External Tube) qui sont présentées sur les figures 2 et 3.

Les paramètres géométriques relatifs à chaque configuration sont résumés dans le tableau 1. Ces paramètres sont exprimés en fonction du diamètre hydraulique, soit $a_e = A_e D_h\ mm$ est le demi grand axe de l'ellipse externe, $b_e = B_e D_h\ mm$ est le demi petit axe de l'ellipse externe, $a_i = A_i D_h\ mm$ est le demi grand axe de l'ellispe externe, $b_i = B_i D_h\ mm$ est le demi petit axe de l'ellipse interne, $p_i = P_i D_h\ mm$ est le pas de torsion de la paroi interne et $p_e = P_e D_h\ mm$ est le pas de torsion de la paroi externe. La longueur du tube est $L_{tube} = 2000\ mm$. D_a, D_e et D_h sont en mm tandis que A_e, A_i, B_e, B_i, P_e et P_i sont adimensionnels.

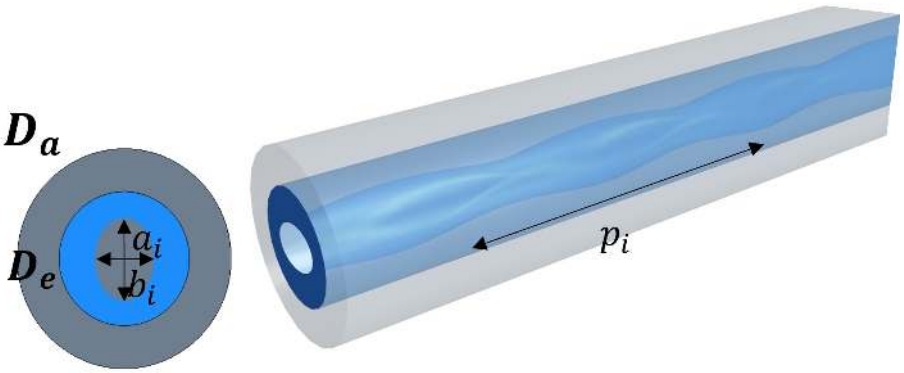


Figure 2 : La géométrie SIT

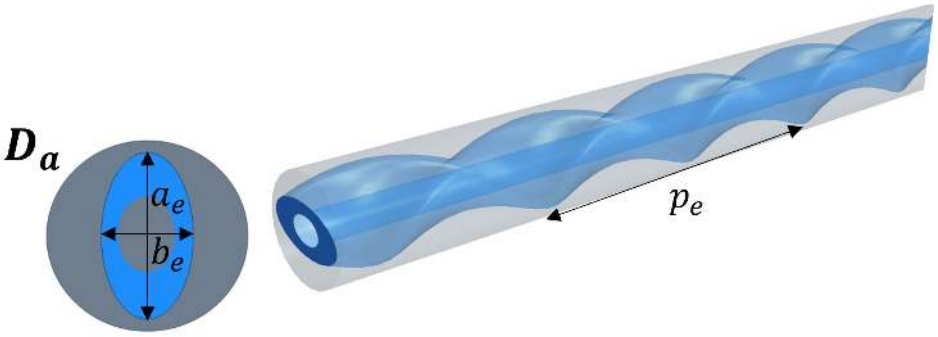


Figure 3 : La géométrie SET

Cas	D_a	D_e	D_h	A_e	B_e	A_i	B_i	P_i	P_e
SIT	70	$42,7$	22	–	–	$12,3$	$8,6$	–	$8,66$
SET	70	–	22	$1,39$	$0,72$	0.56	0.39	12	–
Ref	70	$42,7$	22	–	–	$0,47$	$0,47$	–	–

Tableau 1 : Paramètres géométriques des configurations proposées

3. Le modéle numérique

3.1. Modèle, propriétés du fluide et conditions aux limites

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues pour des écoulements laminaires ou turbulents, en fonction du nombre de Reynolds. L'écoulement est stationnaire et incompressible dans les géométries SIT, SET et l'absorbeur de référence. Le couplage entre la pression et la vitesse est effectué en utilisant l'algorithme SIMPLE. Des schémas de discrétisation au second ordre amont sont utilisés pour les termes de divergence et centrés pour les gradients. Pour assurer une convergence satisfaisante, les seuils des résidus sont fixés à 10^{-8} pour l'énergie et 10^{-5} pour les autres équations. Afin de s'assurer

davantage de la bonne convergence, le bilan de masse et d'énergie entre l'entrée et la sortie ont été également vérifiés pour chaque simulation. Les simulations par volumes finis ont été réalisées avec le logiciel $StarCCM+$. Le fluide circulant dans l'espace annulaire est de l'eau (Eau) et la paroi exterieure est en acier inoxydable ($Acier_{inox}$). Les propriétés physiques sont supposées constantes sur l'intervalle de température considéré et présentées dans le tableau 2.

	$\rho\,(kg.m^3)$	$\mu\,(Pa.s)$	$\lambda\,(W.m^{-1}.K^{-1})$	$c_p\,(J.kg^{-1}.K^{-1})$
Eau	$997,56$	$8,88.10^{-4}$	$0,62$	4181
$Acier_{inox}$	8030	–	20	503

Tableau 2 : Propriétés thermophysiques du fluide et du solide

Les conditions aux limites sont les suivantes :

— Un débit est imposé à l'entrée du domaine de calcul en régime laminaire et turbulent. Il correspond à des nombres de Reynolds allant de 940 à 7500 dans le cas de l'absorbeur de référence. Pour l'écoulement turbulent, le modéle $k-\omega$ SST, est utilisé pour des nombres de Reynolds supérieurs à 2000. Il permet de mieux reproduire les tourbillons longitudinaux, les zones de recirculation ainsi que les gradients de pression [6].

— La paroi extérieure est en acier inoxydable, de diamètre D_a et est soumise à un flux non uniforme (paragraphe 3.2). Tandis que le noyau (paroi intérieure) est adiabatique.

— A la sortie du tube, tous les gradients longitudinaux sont nuls, excepté pour la pression.

3.2. Densité de flux imposé

Au niveau de la paroi extérieure solide, une densité de flux non uniforme est imposée. Cette dernière est issue de la méthode de Monte Carlo Ray-Trace (MCRT) qui est basée sur le comportement statistique prédictif du lancer de rayon pour modéliser le transfert thermique par rayonnement [7]. La densité de flux en fonction de θ est représentée sur la figure 4. C'est cette densité de flux, variable sur le périmètre du tube, qui est imposée comme condition limite à la paroi extérieure des tubes dans nos simulations.

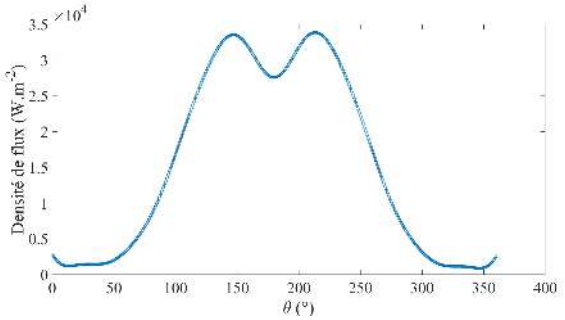


Figure 4 : Densité de flux non uniforme

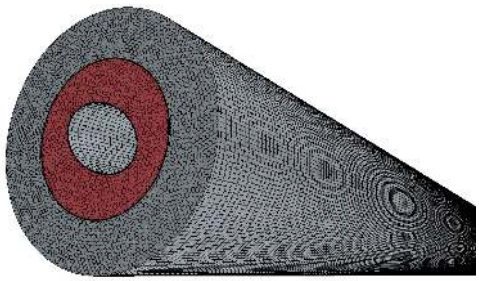


Figure 5 : Maillage de la SIT

3.3. Maillage

La géométrie des différentes configurations et le maillage sont réalisés sous $StarCCM+$. Le type de maillage appliqué sur tout le domaine de calcul est polyédrique. A proximité des parois externe et interne, le maillage est resserré de manière à capter au mieux les forts gradients pariétaux. La validation du maillage a été effectuée sur la configuration du SEGS LS-2 PTC [5].

Les résultats sont dans le tableau 3. Une erreur relative de 1% est observée ce qui est acceptable. Un exemple de maillage correspondant à la géométrie SIT est présenté sur la figure 5.

Cas	**Fluide**	$\mathbf{q}_v$	$\mathbf{I}_b$	$T_{mE}(°C)$	$T_{mS}(°C)$
$Expérimental$	Eau	$20,7$	$925,1$	$29,5$	$47,3$
$Numérique$	Eau	$20,7$	1000	$29,5$	$47,8$

Tableau 3 : Validation avec le SEGS LS-2 PTC

3.4. Topologie de l'écoulement et distribution de la température

3.4.1. Profils de vitesse

Les macro-déformations pariétales provoquent l'apparition d'écoulements secondaires. L'observation de la distribution des vecteurs vitesse transversaux, sur la section de sortie, permet d'analyser avec plus d'attention leurs topologies. La figure 6 présente cette distribution, sur la section de sortie, pour les deux configurations étudiées et pour un nombre de Reynolds de 3750. Nous savons que les macro-déformations de type "torsion" génèrent un écoulement secondaire principalement tangentiel [8]. Dans le cas de la configuration SIT, cet écoulement se situe principalement à proximité du noyau central. En revanche, dans le cas de la configuration SET, nous observons un écoulement tangentiel plus intense à proximité de la paroi externe.

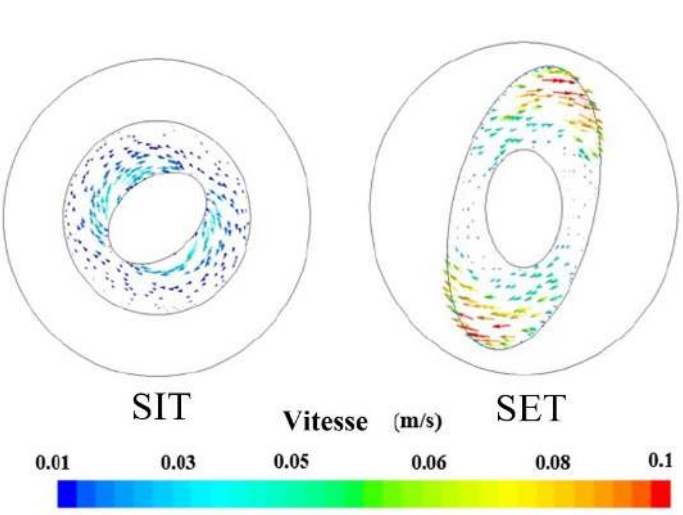


Figure 6 : Distribution des vecteurs vitesse transversaux

3.4.2. Distribution de la température

Une première évaluation qualitative de l'influence de ces macro-déformations sur le transfert thermique a été réalisée en visualisant la distribution de température sur la paroi extérieure ainsi que sur la section de sortie des différentes configurations, comme illustré dans la figure 7. Une similitude de distribution de température entre l'absorbeur annulaire de référence et la configuration SIT est observée. Cette observation s'explique par le fait que l'écoulement tangentiel généré près du noyau n'est pas suffisant pour homogénéiser la température sur toute la section de passage ni pour améliorer le transfert de chaleur. C'est dû au fait que le noyau

interne est adiabatique. La distribution de température est un peu meilleure dans le cas de la SET mais nous n'obtenons pas une homogénisation de la température.

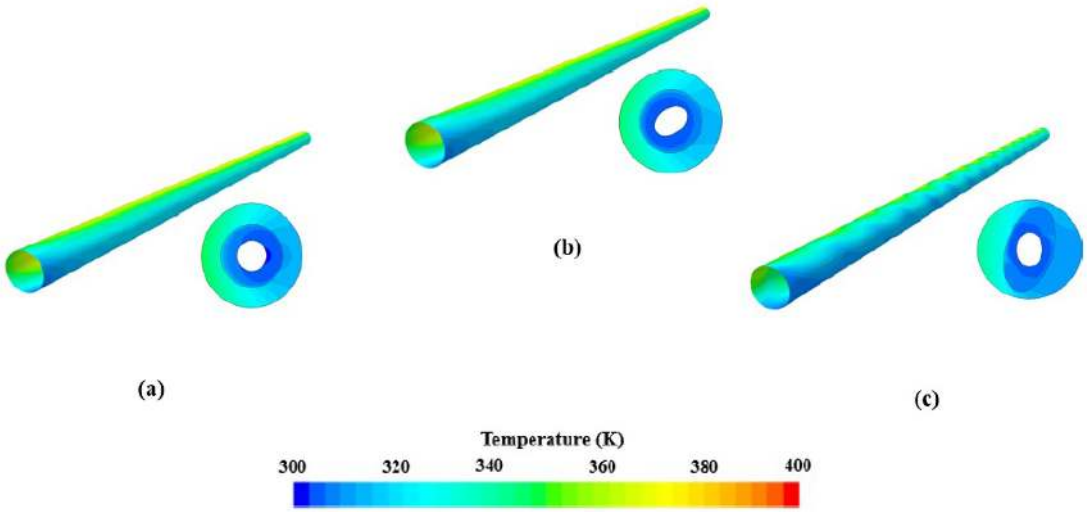


Figure 7 : Distribution de température pour un Re=3750

4. Performances thermo-hydrauliques

Pour évaluer les performances thermo-hydrauliques des configurations SIT et SET, un facteur de performances est utilisé : le PEC (Performance Evaluation Criterion) qui est calculé par la relation suivante (Eq. (1))

$$PEC = \left(\frac{Nu}{Nu_0}\right)\left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\frac{1}{3}} \tag{1}$$

où le nombre de Nusselt est défini par l'expression

$$Nu = \frac{h_{moyen} D_h}{\lambda} \tag{2}$$

qui fait intervenir le coefficient d'échange moyen en h_{moyen} en $W.m^{-2}K^{-1}$ basé sur la longueur L du tube.

Quand au facteur de frottement, il est défini par l'expression

$$f = 2\frac{\Delta p D_h}{\rho u^2 L} \tag{3}$$

où u est la vitesse du fluide en $m.s^{-1}$ et Δp la variation de pression statique en Pa.

C'est une formulation qui est largement répandue dans les milieux académique et industriel, car elle permet d'évaluer à la fois l'amélioration du transfert thermique et l'impact sur la puissance de pompage nécessaire caractérisé par le coefficient de frottement f. Cette approche est particulièrement utilisée pour l'optimisation et le dimensionnement des installations, où l'équilibre entre l'efficacité du transfert thermique et la consommation énergétique est un facteur clé. Nous utilisons ce facteur pour évaluer l'effet global de ces deux configurations sur

l'amélioration du transfert de chaleur. Le nombre de Nusselt a été tracé en fonction du nombre de Reynolds pour les géométries SIT et SET comme illustré sur la figure 8. La superposition des courbes entre l'absorbeur de référence et la configuration SIT confirme que la simple torsion du noyau interne ne suffit pas à améliorer le transfert thermique dans ce type d'absorbeur annulaire, compte tenu des conditions thermiques de l'étude. En revanche la torsion de la paroi externe dans la configuration SET entraîne une intensification du transfert thermique. Le nombre de Nusselt augmente de façon significative. À titre d'exemple, il passe de 4 pour la géométrie de référence, à 13,6 pour un nombre de Reynolds de 940, ce qui représente une augmentation de quasi 200 $\%$ en régime laminaire. Le facteur de frottement a aussi été évalué (voir figure 9). Les résultats montrent que l'application de déformations pariétales augmente non seulement les performances thermiques, mais également le frottement par rapport à la géométrie de référence. L'augmentation la plus importante est observée en régime laminaire, pour un nombre de Reynolds de 940. Par rapport à la géométrie de référence, une augmentation du f de 16,5 $\%$ dans le cas de la SIT et de 80 $\%$ dans le cas de la SET. Pour les performances thermo-hydrauliques, le cas de la SIT sont inférieures à 1 sur toute la plage de débit considérée dans cette étude. Cela est dû au fait que la présence d'un noyau torsadé contribue à l'augmentation des pertes de charge sans intensifier le transfert thermique, ce qui conduit à des performances thermo-hydrauliques insatisfaisantes (PEC < 1). En revanche, pour la SET, le PEC est de 1,2 pour le régime laminaire ($Re = 940$).

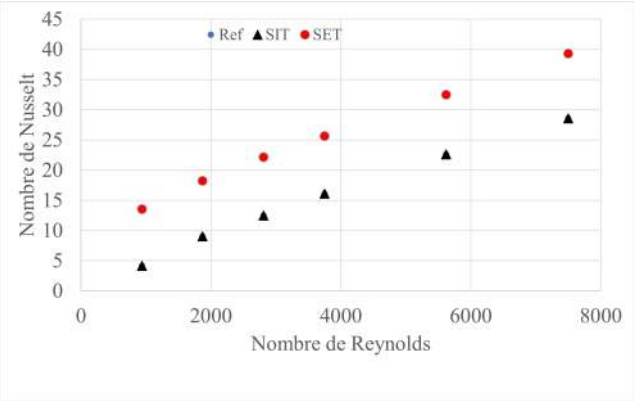


Figure 8 : Variation du nombre de Nusselt

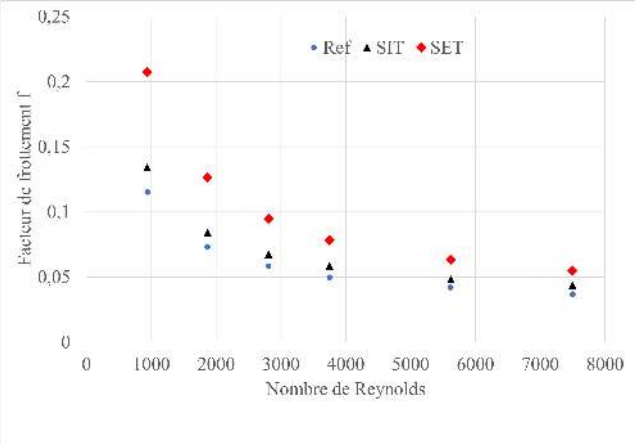


Figure 9 : Variation du facteur de frottement f

5. Conclusion

L'étude numérique menée sur l'intensification des échanges thermiques dans un absorbeur de capteur solaire a permis d'évaluer l'impact des modifications géométriques sur les performances thermo-hydrauliques du système. Deux configurations, SIT (Swirl Internal Tube) et SET (Swirl External Tube), ont été étudiées et comparées à une géométrie de référence. Les résultats obtenus montrent que la configuration SIT, caractérisée par la torsion du noyau, ne génère pas une amélioration significative du transfert thermique dû à la limitation de l'écoulement tangentiel. En revanche, la configuration SET, caractérisée par la torsion de la paroi externe, entraîne une augmentation notable des performances thermo-hydrauliques qui atteignent 1,2 pour un Reynolds de 940.

Ces travaux ouvrent la voie à de nouvelles optimisations d'absorbeurs solaires, notamment en combinant les avantages des différentes configurations pour maximiser le rendement des

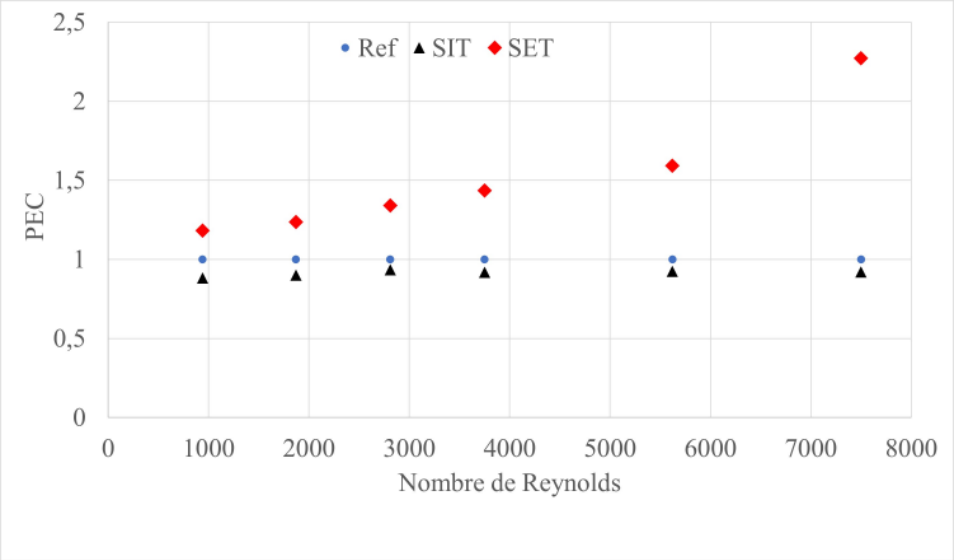


Figure 10 : Variation du facteur de performances thermo-hydrauliques

centrales thermiques solaires tout en minimisant les pertes de charge. Une fois que l'absorbeur sera optimisé, il sera intégré dans une Centrale Solaire à Concentration.

Références

[1] H. Yılmaz, A. Mwesigye, Modeling, simulation and performance analysis of parabolic trough solar collectors : A comprehensive review, *Applied Energy* 225 (2018) 135–174

[2] W. Ajbar, A. Parrales, A. Huicochea, J.A. Hernandez, Different ways to improve parabolic trough solar collectors' performance over the last four decades and their applications : A comprehensive review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 156 (2022)

[3] E. Kabir, P. Kumar, S. Kumar, Adedeji A., Adelodund, K.-H. Kim, Solar energy : Potential and future prospects, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*82 (2018) 894900

[4] P. Bouvier, F. Yahiat, S. Russeil, C. Andre, D. Bougeard, Étude expérimentale et numérique des déformations pariétales sur l'intensification des transferts de chaleur et du mélange dans un écoulement interne tubulaire. *32éme Congrès Français de thermique* STRASBOURG, France 2024

[5] V.E Dudley, G.J Kolb, A.R Mahoney, T.R Mancini, C.E Matthews, M. Sloan, D. Kearney, Test results : SEGS LS-2 solar collector, *Report of Sandia National Laboratories (SANDIA-94-1884)*, 1994

[6] C. Habchi, M. Oneissi, S. Russeil, D. Bougeard, T. Lemenand, Chaotic mixing in a planar, curved channel using periodic slip, *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification* 169 (2021).

[7] M. A. B. Taher, U. Pelay, S. Russeil, D. Bougeard, Étude numérique des performances optiques d'un concentrateur, *JITH-19ème édition des journées internationales de thermique*, Tanger – Maroc (2022) 15–20.

[8] F. Yahiat, P. Bouvier, S. Russeil, D. Bougeard, C. André, Swirl influence on thermohydraulic performances within a heat exchanger/reactor with macro deformed walls in laminar flow regime, *Chem. Eng. Process., Process Intensif.* 189 (2023) 109373

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Master Bowen Wang

Simulation numérique 3D de l'intensification des échanges thermo-fluidiques dans un micro-canal d'échangeur thermique par micro-structuration des surfaces d'échange.

Mickaël PERRIN[1], Thierry de LAROCHELAMBERT[1*], Yannick BAILLY[1], Jean-Claude ROY[1], Ali ISMAIL[1]

[1] Université Marie et Louis Pasteur, CNRS, Institut FEMTO-ST, UTBM, F-90000 Belfort, France
[*] (auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé – La micro-structuration des surfaces d'échange est une voie prometteuse pour assurer la densification des composants électroniques et des équipements énergétiques en intensifiant les échanges thermiques aux échelles micro- et millimétriques sans perdre en dissipation mécanique.
L'exploration théorique et la simulation numérique 3D de l'intensification des échanges thermo-fluidiques des surfaces de micro-échangeurs par distribution de cuvettes et protubérances sphériques alternées ont été menées au laboratoire avec le code CFD Ansys Fluent.
La variation des paramètres géométriques de micro-structuration a permis de montrer leur influence déterminante pour obtenir des facteurs de performance élevés par modification des écoulements.

1. Introduction

L'augmentation continue de la densification et des fréquences d'horloge des microprocesseurs et des mémoires, de la puissance volumique de l'électronique de puissance, et le déploiement des technologies vertes (co- & tri-génération, conversion énergétique, stockage électro-chimique) requièrent la miniaturisation et une efficacité accrues des micro-échangeurs de chaleur en y intensifiant fortement les transferts thermiques, sans pénaliser pour autant les gains de puissance thermique par l'élévation des puissances mécaniques d'écoulement.

La micro-structuration des surfaces d'échange est une voie prometteuse pour assurer cet objectif de manière passive [1]. Un micro-échangeur à parois micro-structurées par distribution de cuvettes et protubérances sphériques, conçu et testé au laboratoire, ayant montré une élévation significative de l'efficacité d'échangeur [2], une exploration théorique et numérique de l'intensification des échanges thermo-fluidiques par ce type de micro-structuration a été menée au laboratoire pour des dispositifs magnétocaloriques [3][4].

Après une brève revue de l'état de l'art sur les méthodes d'intensification des micro-échanges thermo-fluidiques et des performances associées (section 2), l'article décrit le modèle de micro-canal d'échangeur avec distribution de protubérances et de cuvettes sphériques (section 3), puis les grandeurs et paramètres adimensionnels des simulations numériques 3D réalisées avec le code CFD Ansys Fluent (section 4). L'étude paramétrique et l'interprétation physique de l'intensification des transferts thermo-fluidiques ainsi obtenue est conduite en section 5.

2. Intensification des échanges thermiques par micro-structuration

2.1. Recherches internationales récentes et objectifs de l'étude

Si la modification optimisée de la forme et de la distribution des micro-canaux par méthode structurale [5] est une voie aujourd'hui utilisée pour accroître les performances des mi-

cro-échangeurs compacts, la micro-structuration de surface des parois fait aussi l'objet de recherches continues depuis une vingtaine d'années pour y parvenir. Pour éviter le risque de contre-performance des micro-structurations par inserts générant des pertes de charge par fluide mort et turbulence [1], la technique de distribution surfacique de protubérances et/ou de cuvettes [6] – et plus généralement biomimétique [7] – présente l'avantage d'accroître les échanges thermiques bien plus que les pertes de charge. Les simulations numériques permettent désormais d'explorer de nombreuses variantes géométriques mais produisent des résultats parfois contradictoires ou difficiles à interpréter [6][8][9]. En règle générale, les cuvettes sont moins efficaces que les protubérances ; les protubérances et/ou cuvettes sont plus efficaces décalées qu'alignées dans la direction d'écoulement ; les parois opposées sont plus efficaces antisymétriques que symétriques ; la performance thermo-fluidique des micro-canaux semble augmenter avec le nombre de Reynolds, mais la dispersion des résultats selon les méthodes de simulation, la variété des configurations géométriques, la nature laminaire ou turbulente des écoulements rend difficile leur généralisation et la recherche de configurations optimales.

La présente étude se focalise par conséquent sur la simulation 3D par méthode des volumes finis (code de calcul Ansys Fluent) d'un micro-canal à parois micro-structurées antisymétriques à distribution de rangées alternées et décalées de protubérances et de cuvettes sphériques, traversé par un écoulement liquide laminaire incompressible. L'objectif est d'étudier la performance thermo-fluidique de la micro-structuration en variant la vitesse moyenne d'écoulement et le facteur géométrique principal de la distribution dans tout le domaine laminaire, pour en dégager des lois d'évolution et une possible structure optimale.

2.2. Facteur de performance d'intensification des échanges thermo-fluidiques

Les méthodes d'intensification des échangeurs thermiques pouvant produire simultanément l'augmentation recherchée des échanges thermiques et celle, indésirable, des pertes de charge, l'efficacité globale de la micro-structuration est mesurée par le *facteur de performance PF* d'intensification des échanges thermo-fluidiques, proposé par Webb et Eckert [10]:

$$PF = \frac{\left(Nu \,/\, Nu_0\right)}{\left(f \,/\, f_0\right)^{1/3}} \tag{1}$$

où Nu_0, f_0, Nu, f sont les nombres de Nusselt et les coefficients de frottement de l'écoulement dans le canal avant et après micro-structuration, respectivement. Il représente le *gain de conductance thermique* K/K_0 du micro-canal à surface d'échange A, puissance mécanique dissipée $\mathscr{P}$, nombres de Reynolds Re et Prandtl Pr constants ($\mathscr{P}/\mathscr{P}_0 = A/A_0 = Re/Re_0 = Pr/Pr_0 = 1$) :

$$\frac{K}{K_0} = \frac{\left(Nu \,/\, Nu_0\right)\left(\mathscr{P} \,/\, \mathscr{P}_0\right)^{1/3}\left(A \,/\, A_0\right)^{2/3}}{\left(Re \,/\, Re_0\right)\left(Pr \,/\, Pr_0\right)\left(f \,/\, f_0\right)^{1/3}} \tag{2}$$

3. Micro-canal micro-structuré par cuvettes et protubérances

3.1. Paramètres géométriques adimensionnels de la micro-structuration

Les deux parois actives du micro-canal (longueur L = 10 mm, largeur W = 5 mm, hauteur H = 0,5 mm) sont uniformément chauffées sur leurs faces externes à travers leur épaisseur E = 0,5 mm. Les parois latérales sont adiabatiques. La micro-structuration des deux surfaces actives est constituée de rangées alternées de protubérances – cuvettes générées par des sphères virtuelles de diamètre D = 0,5 mm, distantes de P = 0,5 mm, de sorte que leurs hauteurs ou profondeurs B peuvent varier entre 0 et 0,5 mm (Fig. 1).

Ces deux faces micro-structurées sont antisymétriques (protubérances et cuvettes de l'une en face des cuvettes et protubérances de l'autre), de sorte que la section droite S et le diamètre hydraulique D_h de passage du fluide caloporteur restent constants tout au long du canal pour éviter les effets de pincement pouvant générer des pertes de charge supplémentaires (Fig. 2).

3.2. Choix des grandeurs adimensionnelles d'étude

Les grandeurs géométriques adimensionnelles du micro-canal sont rapportées à sa hauteur, soit $W^* = W/H = 10$; $L^* = L/H = 20$, $D^* = D/H = 1$; le paramètre d'étude $H^* = B/H$ peut varier de 0 à 1 et impose la valeur relative $d^* = d/H$ du diamètre $d = D\,[1 - (1 - 2B/D)^2]^{1/2}$ des protubérances – cuvettes sur les faces actives.

Les grandeurs physiques adimensionnelles du transfert thermo-fluidique sont les nombres de Reynolds de l'écoulement Re, de Nusselt Nu du micro-canal et de Prandtl Pr du fluide :

$$Re = \frac{U_m D_h}{\nu}\,,\quad Nu = \frac{hD_h}{k}\,,\quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k} \qquad (3\text{ a, b, c})$$

où U_m est la vitesse moyenne du fluide (eau, incompressible), et h le coefficient d'échange thermique global paroi – fluide, défini à partir de la température moyenne des deux parois T_{pm}, du flux thermique surfacique j et de la température de référence $T_{réf} = (T_e + T_s)/2$ par :

$$h = \frac{j}{\left(T_{pm} - T_{réf}\right)}\,, \qquad (4)$$

(T_e et T_s sont les températures moyennes d'entrée et de sortie du fluide dans le micro-canal).

4. Simulation numérique 3D des échanges thermo-fluidiques

4.1. Conditions aux limites et régime fluidique

Le volume d'ensemble de l'étude (Fig. 3) est structuré de la manière suivante :

- les plaques solides conductrices (gadolinium) inférieure et supérieure, micro-structurées sur leurs faces internes, constituent le canal. Le flux thermique surfacique $j = 3{,}5\times10^5$ W m^{-2}, uniformément appliqué sur leurs faces externes, est élevé mais évite l'ébullition du fluide (eau) circulant dans le canal. Les quatre autres faces sont adiabatiques ;
- le volume fluide parallélépipédique, long de 20 mm, de même section que le canal et centré sur celui-ci. Les deux parties en amont et en aval de ce volume, qui débordent de 5 mm du canal, assurent la *continuité thermique avec le canal* et l'établissement du *régime dynamique établi du fluide avant son entrée dans le canal*, grâce à la condition générale de non-glissement du fluide sur toutes les parois et à l'absence d'échange thermique imposé sur ses quatre surfaces latérales. Les conditions de température T_0 du fluide et de vitesse V_0 imposées sur la face d'entrée en amont sont uniformes, et une pression relative nulle est imposée sur la face fluide de sortie, avec $U_m = V_0$ (section d'écoulement constante) ;
- la symétrie du volume d'ensemble et des conditions aux limites par rapport au plan médian XY perpendiculaire aux plaques et parallèle à la direction X de l'écoulement est appliquée à toute la solution thermo-fluidique en régime laminaire, de sorte que les simulations sont effectuées sur la seule demi-largeur $W/2$ de ce volume, avec une condition de Neumann $\partial/\partial Z = 0$ sur le plan médian $Z = 0$.

4.2. Etude de sensibilité des maillages volumiques et surfaciques

Le maillage de l'ensemble du volume de calcul est déterminé par méthode des résidus en effectuant une étude de sensibilité basée sur cinq critères : nombre de divisions sur l'axe X des volumes fluides d'entrée, de sortie et du canal ; sur l'axe Y de l'épaisseur H du canal et E des plaques ; sur l'axe Z de la demi-largeur $W/2$ du système. Dans le cas des plaques micro-structurées, les critères sont la taille maximale de maille dans le volume de calcul et sur les surfaces des calottes sphériques. Dans les deux cas, le maillage minimum au-delà duquel les résidus de calcul des pertes de charge n'évoluent plus est retenu (Tableau 1). Le maillage optimal du domaine de calcul est détaillé en Fig. 4 dans le cas des plaques micro-structurées.

Maillage du volume de calcul	*zone*	*axe*	*divisions (nombre)*	*maille* (µm)	*éléments (nombre)*
(*canal lisse*)	entrée/sortie fluide	X	40	125	468 000
	plaques	X	60	167	
	canal fluide	Y	60	8	
	plaques	Y	60	8	
	demi-largeur canal	Z	30	83	
(*canal micro-structuré*)	volume global			50	4 522 471
	calottes sphériques			20	

Tableau 1 : *Maillage optimum retenu (cas du canal lisse et du canal micro-structuré)*

4.3. Analyse des résultats de simulation

Les simulations numériques 3D sont conduites pour les canaux lisse et micro-structuré par incréments de 100 de Re de 100 à 2000, avec T_0 = 300 K et $V_0 = U_m = \mu Re/(\rho D_h)$; pour chaque valeur de Re, la rugosité relative B/H balaie la plage de 0,05 à 0,25 par pas de 0,05.

4.3.1. Intensification des échanges thermiques du canal micro-structuré

Le nombre de Nusselt du canal micro-structuré relativement à celui du canal lisse (Fig. 5) traduit une intensification des échanges thermiques et présente une augmentation monotone du rapport $Nu^* = Nu/Nu_0$ avec Re et $B^* = B/H$ dans toute la plage d'étude, atteignant 180 % pour B^* = 0,25 à Re = 2000. Plus particulièrement, Nu^* croît très fortement aux faibles Re (Re < 500) puis plus modérément à Re plus élevé (Re > 1000) autour de B^* = 0,2. Les courbes $Nu^*(Re, B^*)$ présentent un point d'inflexion pour B^* > 0,15 entre ces deux plages de croissance, pouvant manifester un phénomène physique sous-jacent (*cf.* 5.2).

Les champs de flux surfaciques dissymétriques des plaques chauffées (Fig. 6) présentent un échange thermique maximal (vert) sur les premières protubérances d'entrée du fluide sur la plaque inférieure, qui s'atténue vers la sortie, les bords d'attaque des cuvettes se comportant au contraire comme des zones d'échange thermique faible tout comme les surfaces planes entre calottes sphériques. On observe une contribution majeure des bords d'attaque des protubérances et moins marquée des bords de fuite des cuvettes à l'échange thermique.

Le champ de température surfacique quant à lui (Fig. 7) montre l'efficacité très élevée du refroidissement de la plaque inférieure dès l'entrée du fluide froid, diminuant à mesure que le fluide s'échauffe dans le canal. L'efficacité de refroidissement des parois produite par la micro-structuration se traduit par une baisse importante de leur température (en particulier autour de $Re \sim 500$) et une moindre élévation de température de l'eau en sortie de canal (Fig. 8).

4.3.2. Pertes de charge du canal micro-structuré

Comme attendu, le coefficient de pertes de charge du micro-canal augmente légèrement avec B^* et Re (Fig. 9), mais dans des proportions nettement plus faibles que le nombre de Nusselt (augmentation maximale de 90 % pour $B^* = 0{,}25$ à $Re = 2000$). L'allure du graphe $f^* = f/f_0$ (Re), analogue à celle du graphe $Nu^*(Re)$, suggère un même mécanisme sous-jacent.

L'examen des lignes de courant (Fig. 10) montre leur ondulation entre les deux plaques antisymétriques, leur resserrement sur les protubérances et leur écartement dans les cuvettes où apparaissent des recirculations. Le mélange des lignes de courant, déjà visible à $Re = 100$, s'intensifie avec l'augmentation de Re, favorisant les brassages transverses suivant l'axe Z.

5. Facteur de performance d'intensification des échanges

5.1. Etude paramétrique du facteur de performance

Les courbes paramétriques FP (Re, B^*) montrent que la micro-structuration est efficace dans toute la plage de Re et de rugosité relative B^* (Fig. 11). Elles présentent de manière accrue les mêmes caractéristiques que les courbes Nu^* (Re, B^*) et f^* (Re, B^*) : forte augmentation autour de $B^* = 0{,}2$ aux faibles débits ($Re < 500$) ; augmentation moindre mais régulière avec Re et B^* au-delà de $B^* = 0{,}1$; apparition d'un point d'inflexion dans la plage $500 < Re < 1000$ pour $B^* \geq 0{,}2$.

La performance de la micro-structuration proposée dans cette étude (FP dépasse 2 pour $B^* = 0{,}25$ et $Re > 1500$, et dépasse 1,5 pour $B^* \geq 0{,}15$ dans une très large plage de Re) se situe dans le haut des performances des micro-structurations à bas Reynolds [11]. En tenant compte de l'accroissement de surface d'échange dû aux calottes sphériques dans l'Equation (2), nous pouvons définir un Facteur de Performance Majoré (*enhanced performance factor*) à surface d'échange projetée constante, par l'Equation (5) suivante :

$$FPM = FP\left(A / A_0\right)^{2/3}. \tag{5}$$

Le graphe FPM (Re, B^*) montre l'impact élevé de cette augmentation de surface (Fig. 12).

5.2. Interprétation et analyse d'échelles

La modification des écoulements et l'évolution très marquée du nombre de Nusselt relatif Nu^* et des facteurs de performance FP *et* FPM avec l'augmentation de Re et B^* est liée aux *interactions entre échelles de transport des perturbations* engendrées par la disposition et la taille des calottes sphériques. Ces interactions peuvent favoriser le mélange des lignes de courant et l'amincissement des couches limites thermiques pariétales de manière plus ou moins marquée, selon le phasage entre le transport périodique longitudinal des perturbations thermiques entre calottes sphériques et les fluctuations transverses des propagations thermiques.

L'équation de transport des quantités de mouvement fluides normales aux parois conduit à l'échelle des fluctuations de vitesse $V' \sim \nu/B$ et de temps de diffusion $\tau \sim B^2/\nu \sim \delta_{th}^2/\alpha$ engendrées par les calottes sphériques, où $\delta_{th} \sim B/Pr^{1/2}$ est l'échelle de perturbation thermique normale aux parois. Les perturbations thermiques, de vitesse caractéristique normale $V'_{th} \sim \nu/\delta_{th}$, sont diffusées avec un temps caractéristique $\tau_{th} \sim \delta_{th}^2/\nu \sim B^2/(\nu Pr)$. Ces perturbations, transportées par l'écoulement à la vitesse moyenne de l'écoulement U_m, sont amplifiées si elles transitent entre deux protubérances successives dans le même temps τ_{th} (en phase), induisant une croissance maximum du transfert thermique autour de $Re \sim Re_m$ d'après l'Equation (6) :

$$U_m \sim \frac{P\sqrt{3}}{\tau_{th}} \sim \frac{P\nu\sqrt{3}}{B^2} Pr \Rightarrow Re_m \sim \frac{PD_h\sqrt{3}}{B^2} Pr\,, \tag{6}$$

puis un minimum de croissance (point d'inflexion) si elles transitent directement entre trois protubérances par-dessus la protubérance intermédiaire pour $Re_i \sim 2\ Re_m$, avant une nouvelle augmentation de croissance, conformément aux courbes $B^* = 0{,}15$ ($Re_m \sim 980$, $Re_i \sim 2000$, non visible car en limite de plage laminaire $Re_c = 2000$), 0,2 ($Re_m \sim 550$, $Re_i \sim 1100$), et 0,25 ($Re_m \sim 350$, $Re_i \sim 700$) en Fig. 11. La pente $d(FPM)/d(Re)$ ne présente de maximum que si $Re_m < Re_c$, et donc une rugosité relative de micro-structuration minimale, Equation (7) :

$$B^* > \sqrt{\frac{PD_h\sqrt{3}}{Re_c H^2} Pr} \sim 0{,}105\ , \tag{7}$$

d'où la décroissance monotone de la pente $d(FPM)/d(Re)$ FPM à $B^* = 0{,}1$ et 0,05.

Les micro-échelles dynamique et thermique δ'_ν et δ'_θ de la *couche limite perturbée sur les protubérances* dérivent des équations de transport avec une distance caractéristique $l \sim D_h$ pour $B^* \leq 0{,}1$ puis $l \sim P$ pour $0{,}1 < B^* < 0{,}2$ puis $l \sim B$ pour $B^* \geq 0{,}2$ suivant la plage de Re, avec $\delta'_\theta \sim \delta'_\nu/Pr^{1/3}$ et $\delta'_\nu \sim (D_h\, l/Re)^{1/2}$. La *perturbation* du coefficient de transfert thermique $h' \sim k/\delta'_\theta$, issue de l'équation de transfert thermique à la paroi, conduit à la *perturbation* du nombre de Nusselt $Nu' \sim h'B/k \sim (B/l)\ Pr^{1/3}\ Re^{1/2}$ se superposant au nombre Nu_0 qui gouverne la couche limite en cours d'établissement, d'où une relation théorique générale possible de Nu^* exprimée par l'Equation (8) où $C_{B^*,Re}$ est une constante différant selon les plages de B^* et Re étudiées précédemment), assez représentative des courbes Nu^* (Re, B^*) :

$$\frac{Nu}{Nu_0} \sim 1 + C_{B^*,Re} \frac{B}{\sqrt{D_h l}} Pr^{1/3} \sqrt{Re}\ . \tag{8}$$

6. Conclusions

La micro-structuration par distribution surfacique de protubérances et cuvettes sphériques alternées étudiée dans ces simulations numériques se révèle une technique très efficace pour intensifier les transferts thermiques de micro-échangeurs. Elle présente en effet un *facteur de performance FP* élevé croissant avec la profondeur relative B^* des calottes sphériques et le nombre de Reynolds, particulièrement intense autour de $B^* \sim 0{,}2$ aux faibles valeurs de Re. Le *facteur de performance majoré FPM* proposé rend encore mieux compte de l'efficacité globale de cette technique intéressante car passive. De prochaines simulations (arrondi des calottes ; extension de B^* à 0,5 ; transition turbulente) devraient permettre d'élargir et d'approfondir l'étude, sans hypothèse de symétrie, pour optimiser la micro-structuration.

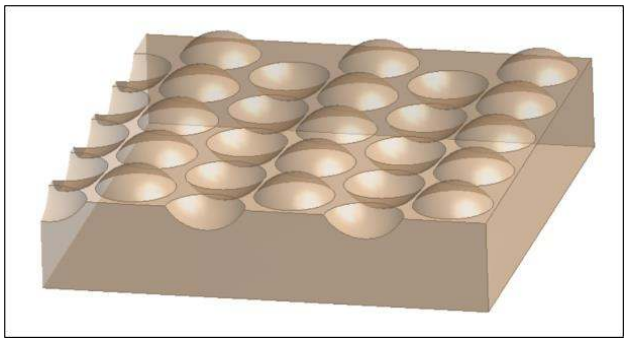


Figure 1 : *Micro-structuration du micro-canal (B/H = 0,25)*

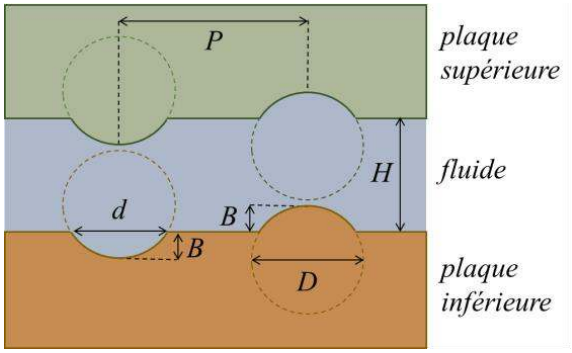


Figure 2 : *Paramètres géométriques de micro-structuration*

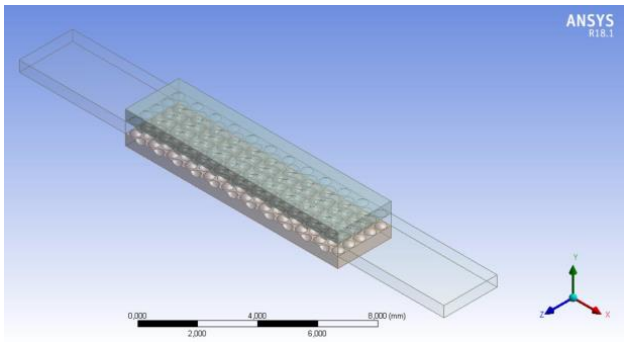


Figure 3 : *Micro-structuration du micro-canal (B/H = 0,25)*

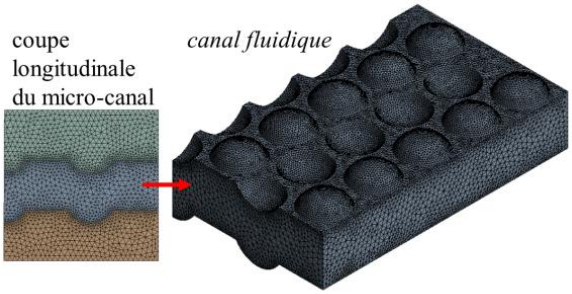


Figure 4 : *Maillage optimal du micro-canal (B/H = 0,25)*

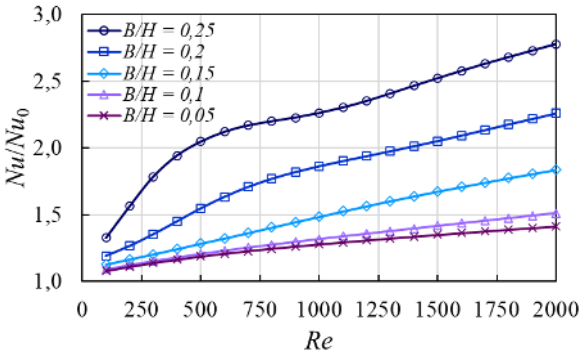


Figure 5 : *Effet de la micro-structuration sur l'intensification des échanges thermiques*

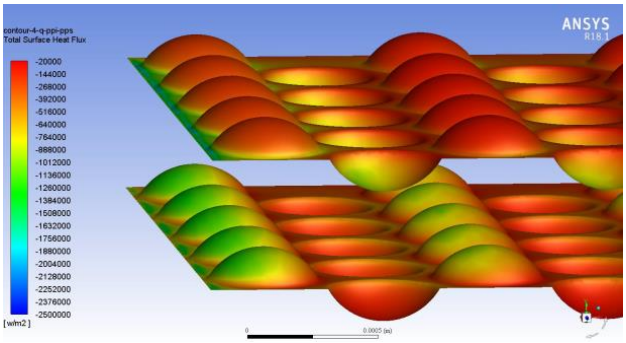


Figure 6 : *Flux thermique surfacique d'entrée de canal micro-structuré (B/H = 0,25)*

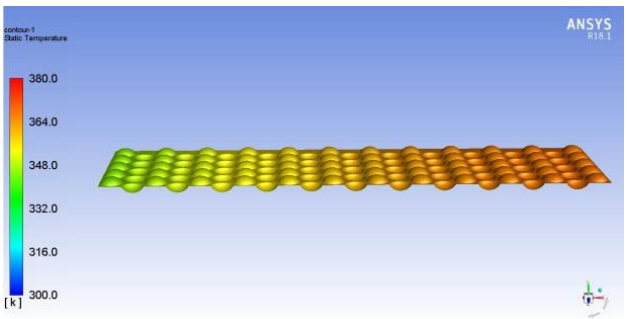


Figure 7 : *Champ de température de paroi de plaque micro-structurée inférieure (B/H = 0,25)*

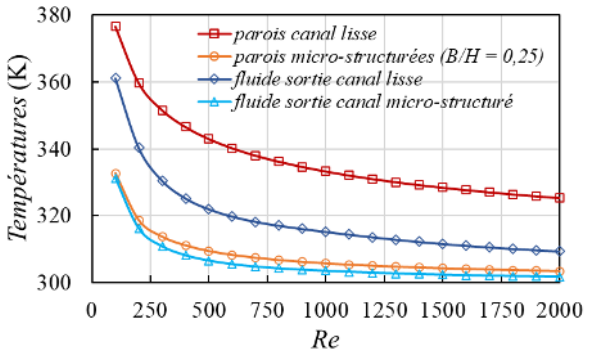


Figure 8 : *Température moyenne des parois et du fluide sortant (cas B/H = 0 et B/H = 0,25)*

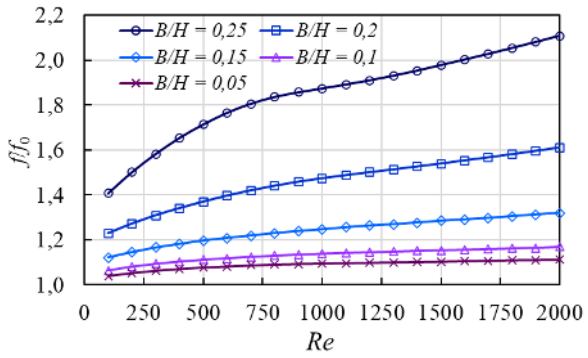


Figure 9 : *Effet de la micro-structuration sur les pertes de charge du micro-canal*

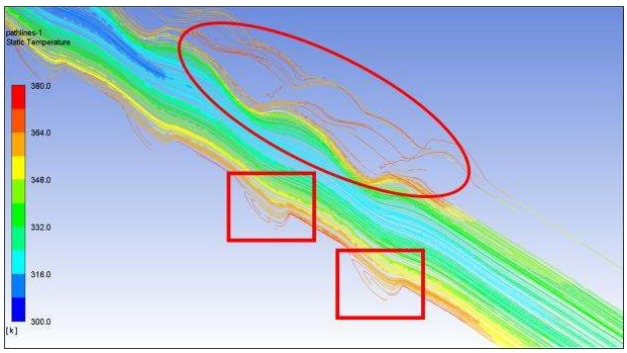


Figure 10 : *Lignes de courant fluide entre protubérances et cuvettes (B/H = 0,25 ; Re = 100)*

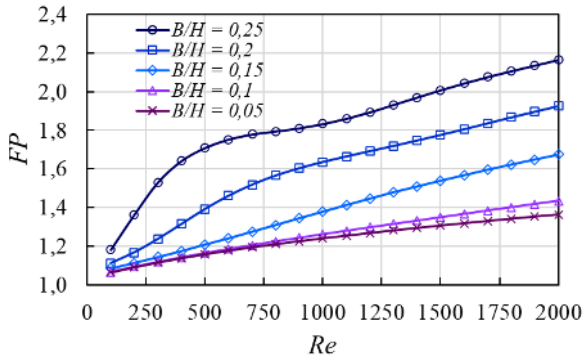


Figure 11 : *Facteur de performance thermo-fluidique de la micro-structuration*

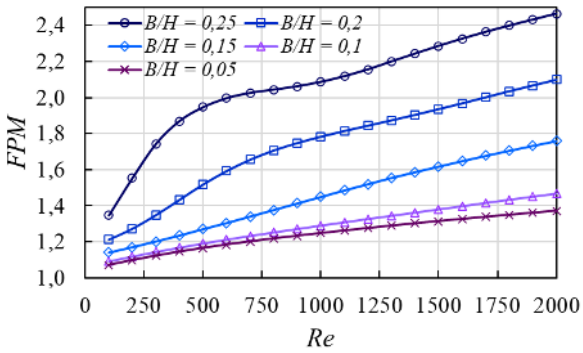


Figure 12 : *Facteur de performance majoré de la micro-structuration*

Références

[1] C. Wang, Q. Lu, Y. Liu, H. Huang, J. Sun. Progressive review of heat transfer enhancement technologies in 2010–2020, Sustain. Energy Techn., 56 (2023), 103121.

[2] A. Plait, T de Larochelambert, S. Giurgea, C. Espanet, Caractérisation d'un micro-échangeur de chaleur pour régénérateur magnétocalorique, 28ème Congrès Français de Thermique, 9-12 juin 2020, Belfort, France.

[3] A. Ismail, M. Perrin, S. Giurgea, Y. Bailly, J.C. Roy, T. Barriere, Multiphysical and multidimensional modelling of Parallel-Plate active magnetic regenerator, *Appl. Energy*, 314 (2022) 118963.

[4] A. Plait, T. de Larochelambert, S. Giurgea, C. Espanet, Experimental validation of a multiphysics modeling for a magnetocaloric bench, *Appl. Thermal Eng*., 211 (2022) 118415.

[5] Y. S. Muzychka, Constructal design of forced convection cooled microchannel heat sinks and heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2005), 3119-3127.

[6] M. Li, X. Chen, X. Ruan, Investigation of flow structure and heat transfer enhancement in rectangular channels with dimples and protrusions using large eddy simulation, *Int. J. Thermal Sci*., 149 (2020), 106207.

[7] P. Li, D. Guo, X. Huang, Heat transfer enhancement, entropy generation and temperature uniformity analyses of shark-skin bionic modified microchannel heat sink, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 146 (2020), 118846.

[8] M. A. Elyyan, A. Rozati, D K. Tafti, Investigation of dimpled fins for heat transfer enhancement in compact heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51 (2008), 2950–2966.

[9] J. Lan, Y. Xie, D. Zhang, Flow and Heat Transfer in Micro-channels With Dimples and Protrusions, *ASME. J. Heat Transfer*, 134 (2012), 021901.

[10] R. L. Webb, E. R. G. Eckert, Application of rough surfaces to heat exchanger design, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 1647-1658.

[11] C. Wang, Q. Lu, Y. Liu, H. Huang, J. Sun, Progressive review of heat transfer enhancement technologies in 2010–2020, *Sust. Energy Technol. Assess.*, 56 (2023), 103121.

Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme français "Investissements d'Avenir", projet ISITE-BFC (Contract ANR-1S-IDEX-0003).

Approche modale multilinéaire pour la décomposition spatio-temporelle du champ de rayonnement en milieu urbain

Guillaume LE GALL[1*], Martin THEBAULT[1], Valeria SIMONCINI[2], Julien RAMOUSSE[1]

[1] LOCIE UMR 5271, Université Savoie Mont Blanc, CNRS, 73370 Le Bourget-du-Lac, France
[2] Dipartimento di Matematica, Università di Bologna, 40126 Bologna, Italy
[*](auteur correspondant : guillaume.le-gall@univ-smb.fr)

Résumé - La décomposition de la variabilité spatio-temporelle du rayonnement en milieu urbain par approche modale multilinéaire est explorée. Le champ annuel d'irradiance sur un bâtiment cubique au centre d'un quartier théorique présentant une hétérogénéité structurelle est estimé par méthodes Monte Carlo. Celui-ci est organisé en tenseur d'ordre $N = 3$ sur la base de ses spécificités temporelles *a priori*, puis factorisé par décomposition en valeurs singulières multilinéaire (Tucker HOSVD). Les modes extraient facilitent l'identification des régions de l'enveloppe sujettes à des variations d'irradiance. Les périodes journalières et saisonnières de forte variabilité sont identifiées, et les perturbations connexes de la distribution spatiale du rayonnement direct par les obstructions dominantes sont décrites.

Abstract - The applicability of higher-order modal decomposition for the detailed analysis of solar radiation variability in intricate built areas is explored. The annual irradiance on a cubic building located at the centre of a theoretical district granted structural heterogeneity is estimated with a backwards Monte Carlo method. The latter is arranged as an order $N = 3$ tensor from its *a priori* known temporal characteristics, and factorised via Higher-Order Singular Value Decomposition (Tucker HOSVD). Extracted modes help the identification of variability-prone envelope regions. Information about daily and seasonal periods of high irradiance variability is obtained, and related changes in the spatial distribution of direct radiation from prominent obstructions are educed.

1. Introduction

L'urbanisation grandissante de la société déplace peu à peu l'épicentre de la consommation énergétique vers le milieu urbain [1]. Portées par le solaire, les énergies renouvelables sont alors progressivement adoptées pour limiter l'empreinte carbone des villes [2]. Les surfaces comme les façades ou les toits deviennent ainsi de potentiels collecteurs du rayonnement solaire.

La production d'énergie solaire à l'échelle urbaine reste entravée par sa complexité morphologique intrinsèque. L'agrégation de diverses géométries perturbe la propagation des composantes directe (*e.g.* ombres dynamiques portées) et diffuse (*e.g.* multiples reflections) du rayonnement solaire incident [1]. Ceci entraîne des variations importantes de la densité surfacique de flux radiatif, ou irradiance [$\mathrm{W.m^{-2}}$], reçue par une région donnée. L'impact du milieu urbain vient ici agrémenter les variations déterministes journalières et saisonnières d'irradiance au sol causées par la course naturelle du soleil, et les perturbations antérieures dues aux événements radiatifs stochastiques dans la couche atmosphérique. Cette diversité de facteurs amène notamment à des variations s'étalant sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles, allant du décimètre et/ou de la seconde jusqu'à des zones de centaines de kilomètres de large et/ou plusieurs jours [3]. Bien que plusieurs travaux aient adressé la variabilité du rayonnement solaire pour des définitions temporelles élevées [4, 5], ceux-ci se sont limités à de larges périmètres (*e.g.* région, pays). Une caractérisation fine et simultanée de cette variabilité en temps et en espace est pourtant nécessaire pour *e.g.* la préconisation de structures architecturales performantes

(éclairage naturel, apport solaire passif), la gestion efficiente des réseaux énergétiques urbains [1] (optimisation du positionnement des collecteurs, flexibilité de la production), la définition de modèles de microclimat urbain robustes [6] ou l'organisation des espaces intra-urbains. Pour cela, il est particulièrement important de considéré l'aspect tridimensionnel des infrastructures présentes, venant enrichir la perturbation de la distribution locale d'irradiance.

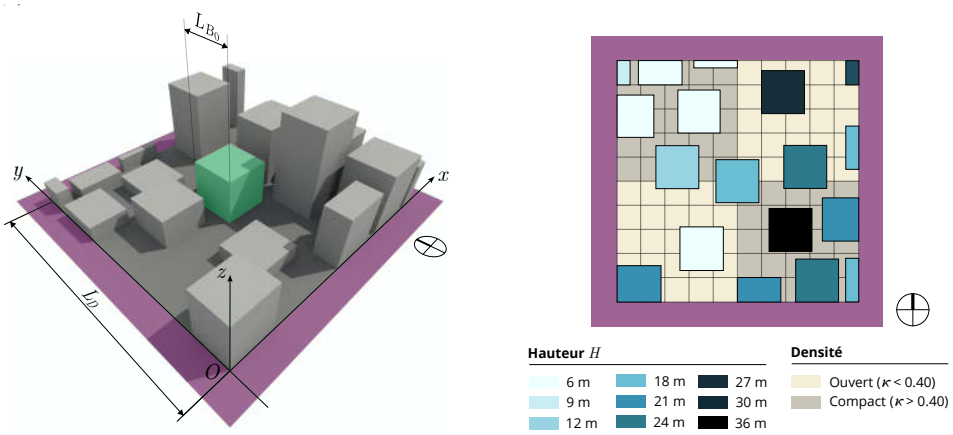
Récemment, les auteurs ont exploré pour la première fois l'utilisation de l'analyse en composantes principales (PCA) pour caractériser la variabilité spatio-temporelle annuelle du rayonnement solaire dans un contexte urbain, avec des résolutions de $1\,\mathrm{m}^2$ et 15 minutes, respectivement [7]. La PCA matricielle est étendue ici à l'algèbre multilinéaire, en vue d'affiner l'analyse de la variabilité du champ d'irradiance d'après ses principaux axes de variation présumés *via* une décomposition selon $N \geq 3$ dimensions. La méthode de Tucker [8] est adoptée et implémentée par décomposition en valeurs singulières multilinéaire (HOSVD) [9]. Le champ physique multidimensionnel *a priori* exprimé comme structure de $\mathbb{R}^{n_1 \times n_2 \times \cdots \times n_N}$ est factorisé en un tenseur *noyau* de même ordre N et autant de bases propres de modes vectoriels relatives à chaque dimension, d'après une approximation au sens des moindres carrés. La variabilité est ainsi partitionnée suivant N dimensions, dont les structures dominantes sont données par les modes extraits et les interactions intermodales quantifiées par les éléments du noyau.

Ce travail explore l'applicabilité d'une approche modale multilinéaire pour la décomposition de la variabilité du champ d'irradiance en milieu urbain. L'étude porte sur un bâtiment cubique au centre d'un quartier théorique peuplé de structures parallélépipédiques et présentant une variation régionale de ses facteurs de forme global H^* et de recouvrement κ. La Section 2.1. détaille le modèle physique. Le rayonnement annuel incident sur l'enveloppe du bâtiment (résolutions de $1\,\mathrm{m}^2$ et $15\,\mathrm{min}$) est estimé par méthodes Monte Carlo (Sec. 2.2.). Le champ simulé est ensuite arrangé en tenseur d'ordre $N = 3$ sur la base de ses spécificités temporelles intrinsèques, puis factorisé selon ses modes propres de variation par une approche de Tucker HOSVD (Sec. 2.3.). L'interprétation physique des modes extraits est présentée en Section 3. La dernière partie (Sec. 4.) conclue sur la pertinence de l'approche présentée au vu desdits objectifs, et détaille les perspectives envisagées.

2. Méthodologie

2.1. Propriétés géométriques et radiatives du modèle physique

Le modèle géométrique défini un quartier théorique de côté $L_D = 100\,\mathrm{m}$ (Fig 1.a). Un cube



(a) *Représentation 3D* (b) *Vue du dessus*

Figure 1 : *Géométrie du modèle de quartier urbain. Le bâtiment étudié est indiqué en vert (a).*

de dimension $L_{B_0} = 0.18 L_D$ est placé au centre (bloc vert), entouré de structures parallélépipédiques aléatoirement disposées. Un facteur de forme global[a] $H^* = 0.180$ et de recouvrement [b] $\kappa = 0.410$ sont adoptés (typologie *semi-compact mid-rise* [10]). Une hétérogénéité structurelle, en termes de hauteur moyenne et de densité de bâtiment, est par ailleurs appliquée à l'ensemble du quartier *via* sa subdivision en régions de largeurs $(L_D/2)$ identiques et couples (H^*, κ) distincts (Fig. 1.b). Les valeurs des indicateurs morphologiques sont données dans le Tableau 1.

	Sud-est (`se`)	Sud-ouest (`so`)	Nord-ouest (`no`)	Nord-est (`ne`)	**Quartier global**
Typologie *LCZ* [10]	*Compact high-rise*	*Open mid-rise*	*Compact low-rise*	*Open high-rise*	***Semi-compact mid-rise***
Hauteur moyenne de bât. $\bar{H}$ [m]	25.14	13.33	8.23	25.31	**18.00**
Facteur de forme global H^*[a] [-]	0.251	0.133	0.082	0.253	**0.180**
Facteur de recouvrement κ[b] [-]	0.529	0.292	0.492	0.326	**0.410**

[a] Rapport entre la hauteur moyenne de bâtiment $\bar{H}$ et le côté L_{100} d'un plan de référence d'aire $100 \times 100\,\mathrm{m}^2$ (valide si tout $H \leq 100\,\mathrm{m}$).
[b] Rapport entre l'empreinte au sol cumulée des bâtiments et la surface effective du site.

Tableau 1 : *Principaux paramètres typologiques et morphologiques de la géométrie évaluée.*

L'étude portant sur l'impact même de la géométrie, les propriétés radiatives des surfaces et les conditions atmosphériques sont intentionnellement simplifiées. Tous les matériaux sont considérés comme gris, opaques et Lambertiens (aucune dépendance directionnelle et spectrale). Le coefficient de réflexion diffuse ρ, spécifié ici sous la forme d'une BRDF * Lambertienne constante (spectralement), décrit ainsi complètement les propriétés surfaciques des structures et définit, avec la géométrie, les conditions aux limites avec l'atmosphère. Un béton foncé ($\rho_{bat} = 0.20$) et un revêtement en asphalt ($\rho_{sol} = 0.10$) sont respectivement attribués aux enveloppes des bâtiments et au sol, d'après les valeurs moyennes typiques du milieu urbain [11]. La localité de Paris, France (climat tempéré, moyenne latitude) est choisie. Un modèle de ciel clair est défini, *via* une description physique et radiative de la couche atmosphérique en l'absence de gouttelettes d'eau en suspension à l'aide du code `ecRad` [12].

2.2. Modélisation du champ annuel d'irradiance

La propagation du rayonnement est évaluée à l'aide du modèle de référence pour les transferts radiatifs en milieu urbain `htrdr-urban`. Le code a été validé vis-à-vis d'un modèle bien établi basé sur la méthode des radiosités [13], puis récemment utilisé dans des travaux impliquant des géométries urbaines [7, 14]. Une approche par méthodes Monte Carlo (MCM), largement utilisées et validées pour la modélisation des transferts radiatifs, est adoptée pour la résolution des solutions intégrales de l'équation de transfert radiatif. Elle est ici combinée à la technique des algorithmes à collision nulle, rendant le temps de calcul quasi-insensible aux dimension et résolution du modèle 3-D [13]. Cela permet ainsi une description précise des interactions (*e.g.* diffusions et réflexions multiples) susceptibles d'intervenir à l'échelle urbaine locale et au sein de la couche atmosphérique. Un tel degré de précision permet notamment de pallier le manque de données empiriques disponibles, en minimisant l'écart possible entre les valeurs simulées et les mesures réelles autrement obtenues.

Le champ annuel d'irradiance sur l'enveloppe du bâtiment central (Fig. 1a) est évalué. Les quatre façades et le toit sont discrétisés en grilles de points de mesure régulièrement espacés de $\Delta\mathbf{x} = 1\,\mathrm{m}$ dans les deux directions du plan ($n_{\mathbf{x}} = 324$ points par face). La densité de flux radiatif surfacique (discrete) est ainsi estimée sur l'intervalle $[0.3\,\mu\mathrm{m}; 3.0\,\mu\mathrm{m}]$ pour une année entière non-bissextile par simulations MCM successives ($\Delta t = 15\,\mathrm{min}$; $n_t = 35\,040$

∗. Bi-directional Reflectance Distribution Function

simulations temporelles). Une résolution de $10\,000$ estimations par pixel est fixée pour chaque simulation MCM indépendante. La position angulaire instantanée du soleil ($\pm 0.0003°$) fournie à `htrdr-urban` est calculée avec l'algorithme SPA [15] pour les coordonnées géographiques du site ($48° 51' 0''$ N ; $2° 20' 24''$ E ; 49 m alt.) et les données climatiques au sol ($P = 1013$ Pa ; $T = 294.2$ K). Noter que les profils atmosphériques obtenus avec `ecRad` (Sec. 2.1.) sont conformes aux susdites spécifications.

2.3. Décomposition de Tucker

Soit $\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$ le champ d'irradiance reçu par la surface $\Omega \subset \mathbb{R}^3$ du bâtiment sur la période annuelle $T \in \mathbb{R}$. Afin de se focaliser sur les variations induites par l'environnement bâti, la contribution déterministe du mouvement apparent du soleil par rapport au sol est retirée ici, tel que :

$$\mathbf{e}(\mathbf{x}, t) = \tilde{\mathbf{e}}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{e}_0(\mathbf{x}, t),\ \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3,\ t \in T\ (\texttt{Ctr}), \tag{1}$$

avec $\tilde{\mathbf{e}}(\mathbf{x}, t)$ et $\mathbf{e}_0(\mathbf{x}, t)$ (`NoObs`) les densités de flux radiatif sur $T \otimes \Omega$ en conditions de ciel clair avec et sans obstructions, respectivement. Les sous-espaces $T = \{t_{k_{12}}\}_{k_{12}=1}^{n_t}$ et $\Omega = \{\mathbf{x}_{k_3}\}_{k_3=1}^{n_\mathbf{x}}$ sont discrétisés d'après la définition spatio-temporelle des simulations MCM indépendantes (Sec. 2.2.). Pour rendre compte des cycles journaliers et saisonniers du champ d'irradiance *a priori* connus, l'axe temporel est à nouveau subdivisé en deux espaces vectoriels distincts $T_a = \{t_{k_1}\}_{k_1=1}^{n_{t,a}}$ et $T_j = \{t_{k_2}\}_{k_2=1}^{n_{t,j}}$ décrivant respectivement les dimensions annuelles ($n_{t,a} = 365$ jours) et journalières ($n_{t,j} = 96$ quarts d'heure), tel que $T = T_a \otimes T_j$. Le signal $\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$ est ainsi représenté par un tenseur $\boldsymbol{\mathcal{E}} \in \mathbb{R}^{n_{t,a} \times n_{t,j} \times n_\mathbf{x}}$ de rang multilinéaire (R_1, R_2, R_3).

La décomposition de Tucker cherche une base orthonormale de produits externes vectoriels $(\mathbf{v}_{r_1}^{(1)} \otimes \mathbf{v}_{r_2}^{(2)} \otimes \mathbf{v}_{r_3}^{(3)})$ ($r_i \in \{1, 2, \ldots, R_i\}$, $i = 1, 2, 3$) pour le champ $\boldsymbol{\mathcal{E}}$, tel que :

$$\hat{\boldsymbol{\mathcal{E}}} = \sum_{r_1=1}^{R_1} \sum_{r_2=1}^{R_2} \sum_{r_3=1}^{R_3} \sigma_{r_1 r_2 r_3} (\mathbf{v}_{r_1}^{(1)} \otimes \mathbf{v}_{r_2}^{(2)} \otimes \mathbf{v}_{r_3}^{(3)}), \tag{2}$$

où $\{\mathbf{v}_{r_1}^{(1)}\}_{r_1=1}^{R_1}$, $\{\mathbf{v}_{r_2}^{(2)}\}_{r_2=1}^{R_2}$ et $\{\mathbf{v}_{r_3}^{(3)}\}_{r_3=1}^{R_3}$ engendrent respectivement T_a, T_j et Ω. Les bases propres $\{\mathbf{v}_{r_i}^{(i)}\}_{r_i=1}^{R_i}$ sont orthogonales dans leur espace vectoriel respectif et déterminées de façon à minimiser l'erreur de reconstruction (au sens des moindres carrés) :

$$\min_{\hat{\boldsymbol{\mathcal{E}}}} \left\| \boldsymbol{\mathcal{E}} - \hat{\boldsymbol{\mathcal{E}}} \right\|_F{}^{\dagger}, \tag{3}$$

pour toute troncature de $\hat{\boldsymbol{\mathcal{E}}}$ au rang (r_1, r_2, r_3).

Comme pour la PCA en algèbre linéaire, l'approche de Tucker amène à une décomposition exacte du signal en *modes propres* de variation $\mathbf{v}_{r_i}^{(i)}$ relatifs maintenant à ses trois axes $i = 1, 2$ and 3, *i.e.* temporel (annuel et journalier) et spatial. Les éléments *noyaux* $\sigma_{r_1 r_2 r_3}$ quantifient ensuite les différentes interactions intermodales, informant sur la part du comportement global expliquée par chaque triplet $(\mathbf{v}_{r_1}^{(1)}, \mathbf{v}_{r_2}^{(2)}, \mathbf{v}_{r_3}^{(3)})$. Par convention, les modes $\mathbf{v}_{r_i}^{(i)}$ sont ordonnés par valeurs décroissantes de leurs contributions à la variabilité dimensionnelle [§], mesurée par leurs valeurs singulières associées $\sigma_{r_i}^{(i)}$ relatives au dépliement de $\boldsymbol{\mathcal{E}}$ selon sa i-ème dimension.

La factorisation est réalisée ici par décomposition en valeurs singulières multilinéaire (HOSVD), dont l'algorithme est détaillé dans le papier original par De Lathauwer *et al.* [9].

†. La norme de Frobenius $\|\cdot\|_F$ est raisonnablement étendue ici à l'algèbre multilinéaire.

§. Entendre ici 'la variabilité exclusivement relative une dimension i donnée'.

3. Résultats

Les résultats obtenus par Tucker HOSVD pour le champ d'irradiance $\boldsymbol{\mathcal{E}} \in \mathbb{R}^{n_{t,a} \times n_{t,j} \times n_{\mathbf{x}}}$ reçu par le bâtiment central (Fig. 1.a) sont détaillés ci-après. La discussion se limite aux deux premiers modes $\mathbf{v}_{1,2}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) obtenus pour les façades est et ouest (Fig. 2), jugés comme suffisamment représentatifs des résultats de la décomposition. Les modes spatiaux sont réorganisés de façon à afficher les variations surfaciques de flux sur les murs concernés. Conformément, les modes temporels tracent l'amplitudes des variations sur l'année et la journée, respectivement. L'interprétation des variations est indépendante de leur signe.

3.1. Séparation des variables spatiales et temporelles dominantes

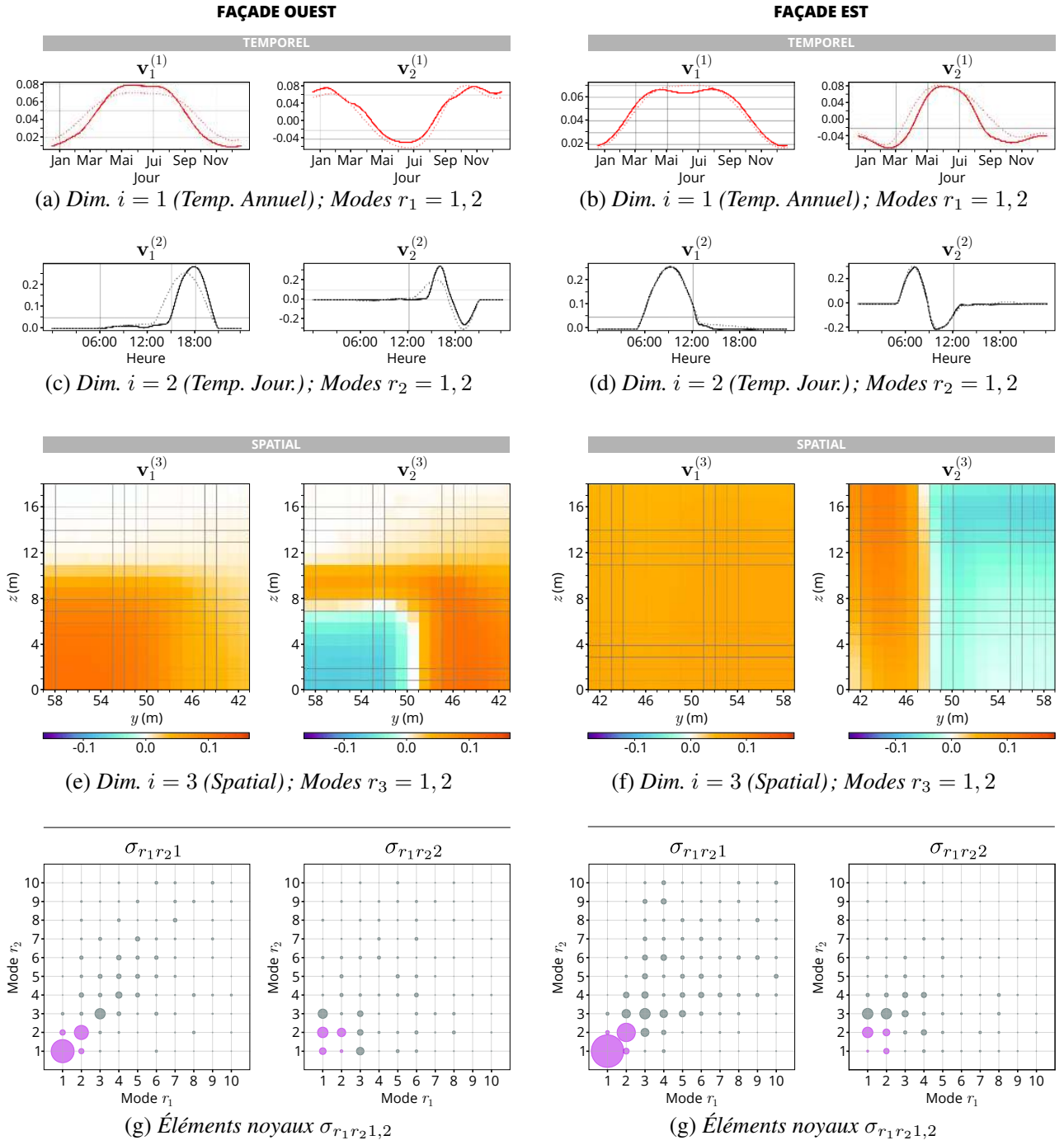
Les modulations dominantes de l'irradiance sur l'année $\mathbf{v}_{1,2}^{(1)}$ et la journée $\mathbf{v}_{1,2}^{(2)}$, et ses principales variations surfaciques $\mathbf{v}_{1,2}^{(3)}$, sont séparément illustrées par la décomposition de Tucker (Fig. 2). Des bandes fréquentielles caractéristiques sont successivement décrites par les modes temporels. Les amplitudes $\mathbf{v}_1^{(1)}$ illustrent la distribution annuelle en *cloche* de l'irradiance pouvant être attendue sur les façades ouest (Fig. 2.a) et est (Fig. 2.b), avec un maximum autour du solstice estival. De même, les tendances dominantes des variations intra-journalières d'irradiance sont décrites par les vecteurs $\mathbf{v}_1^{(2)}$ (Fig. 2.c-d), avec une restriction sur la matinée (est) ou l'après-midi (ouest). Les modes suivants $\mathbf{v}_2^{(1)}$ et $\mathbf{v}_2^{(2)}$ représentent des variations secondaires plus fines, apportant une modulation des vecteurs précédents d'indices $r_{1,2} = 1$. Par exemple, les fonctions $\mathbf{v}_2^{(2)}$ (Fig. 2.c-d) différencient maintenant les premières et secondes parties de la période d'exposition quotidienne. Par ailleurs, l'évolution globale de la distribution spatiale d'irradiance à l'échelle de la façade est donnée par les modes $\mathbf{v}_1^{(3)}$, tandis que les vecteurs $\mathbf{v}_2^{(3)}$ traduisent des changements plus localisés (Fig. 2.e-f).

Les contributions respectives des modes à la variabilité du champ global d'irradiance et leurs interconnexions mutuelles sont quantifiées par les scalaires $\sigma_{r_1 r_2 r_3}$. Les distributions des premiers éléments $\sigma_{r_1 r_2 1}$ ($r_3 = 1$) nous indiquent notamment que la structure spatiale dominante $\mathbf{v}_1^{(3)}$ est majoritairement modulée par les amplitudes $\mathbf{v}_1^{(1,2)}$, pour les deux orientations (Fig. 2.g-h). Les trois premiers modes $r_i = 1$ relatifs à chaque dimension i peuvent ainsi être simultanément interprétés. Cette relation n'est cependant pas exclusive, comme le montrent les valeurs non-nulles des éléments non-diagonaux dans les distributions de $\sigma_{r_1 r_2 r_3}$. Les vecteurs secondaires $\mathbf{v}_{r_1}^{(1)}$ et $\mathbf{v}_{r_2}^{(2)}$ ($r_{1,2} \geq 2$) viennent en effet ici aussi moduler $\mathbf{v}_1^{(3)}$. Les Figures 2.g-h montrent par exemple que $\mathbf{v}_1^{(1)}$ resterait prépondérant dans la description des variations temporelles de $\mathbf{v}_2^{(3)}$ pour les deux façades, par rapport aux modes annuels suivants.

3.2. Informations morphologiques sur les obstructions prépondérantes

L'extraction de modes HOSVD non-nuls justifie à elle seule la présence d'obstacles. L'asymétrie des modes extraits pour les deux orientations en Figure 2, informent par ailleurs sur les irrégularités morphologiques entre les régions ouest (`so`, `no`) et est (`se`, `ne`) du quartier.

Suite au pré-traitement en Équation 1, il est attendu que la magnitude des modes $\mathbf{v}_{r_i}^{(i)}$ croît proportionnellement à l'obstruction du rayonnement solaire direct par la géométrie urbaine. Presque aucune variabilité n'est observée sur le tiers supérieur des modes $\mathbf{v}_{1,2}^{(3)}$ en Fig. 2.e, trahissant ici l'absence complète d'obstruction face à cette région du mur ouest. L'empreinte du bâtiment le plus proche de ce dernier, *i.e.* le plus susceptible de perturber le rayonnement incident, est cependant dépeinte par $\mathbf{v}_2^{(3)}$. L'écart entre les amplitudes $\mathbf{v}_1^{(2)}$ pour le signal centré



(a) *Dim.* $i = 1$ *(Temp. Annuel); Modes* $r_1 = 1, 2$

(b) *Dim.* $i = 1$ *(Temp. Annuel); Modes* $r_1 = 1, 2$

(c) *Dim.* $i = 2$ *(Temp. Jour.); Modes* $r_2 = 1, 2$

(d) *Dim.* $i = 2$ *(Temp. Jour.); Modes* $r_2 = 1, 2$

(e) *Dim.* $i = 3$ *(Spatial); Modes* $r_3 = 1, 2$

(f) *Dim.* $i = 3$ *(Spatial); Modes* $r_3 = 1, 2$

(g) *Éléments noyaux* $\sigma_{r_1r_2}1,2$

(g) *Éléments noyaux* $\sigma_{r_1r_2}1,2$

Figure 2 : *Modes HOSVD* $\mathbf{v}_{1,2}^{(i)}$ *des variations temporelles annuelles* ($i = 1$) *et journalières* ($i = 2$)*, et spatiales* ($i = 1$) *pour les murs ouest (colonne de gauche) et est (colonne de droite) du bâtiment vert (Fig. 1.a). Les premiers 100 scalaires* $\sigma_{r_1r_2}1,2$ *pour les modes spatiaux* $\mathbf{v}_{1,2}^{(3)}$ *sont également affichés (g, h). Les traits pleins et en pointillés pour les dimensions* $i = 1$ *et 2 correspondent au signal centré* (`Ctr`) *et estimé en l'absence d'obstructions géométriques* (`NoObs`)*, respectivement.*

(`Ctr`; lignes pleines) et le cas `NoObs` (lignes pointillées) met d'avantage en évidence la perte d'irradiance moyenne en début d'après-midi due aux structures environnantes (Fig. 2.c). De même, $\mathbf{v}_1^{(3)}$ en Figure 2.f informe sur l'ombrage constant quasi-uniforme sur la façade est dû au cluster dense de hauts bâtiments dans cette région. Le mode suivant $\mathbf{v}_2^{(3)}$ décrit lui les ombres projetées par certaines structures spécifiques. Le passage du rayonnement incident dans l'interstice formé par les deux géométries faisant immédiatement face à la façade est au cours de la journée est précisément visible ici, avec l'alternation de leur obstruction respective se reflétant

dans l'inversion de signe de $\mathbf{v}_2^{(3)}$.

4. Discussion et Conclusions

Le présent article a étudié l'applicabilité des méthodes modales multilinéaires pour l'analyse de la variabilité du rayonnement solaire en milieu urbain. Le champ d'irradiance sur le bâtiment central d'un quartier théorique affichant une hétérogénéité structurelle est estimé par un modèle Monte Carlo de transferts radiatifs, puis décomposé *via* une approche de Tucker par HOSVD.

Les résultats illustrent les avantages de telles approches statistiques pour décomposer le comportement spatio-temporel du champ de rayonnement multidimensionnel observé à l'échelle urbaine. Les modes de variation dominants selon des dimensions *a priori* choisies, *i.e.* le temps suivant ses axes annuel et journalier, et l'espace, sont extraits et classés par ordre d'influence. Cette distinction des variables du problème permet leur étude isolée, aidant ainsi à l'identification des régions du bâtiment spécifiquement soumises à des variations spatiales et temporelles de la ressource solaire. Les tendances saisonnières et journalières sont clairement mises en évidence par les modes de variation temporels. Les plages fréquentielles caractéristiques successivement décrites par ces derniers informent ainsi sur les périodes quotidiennes et annuelles de forte variabilité. Les perturbations importantes de la distribution spatiale d'irradiance sur n'importe quelle facette du bâtiment sont également mises en évidence. L'obstruction du rayonnement direct par les structures environnantes à travers les ombres dynamiques projetées est décrite par les modes spatiaux, fournissant en retour des informations explicites sur leurs propriétés morphologiques (*e.g.* hauteur, densité). Les obstacles prévalents sont ainsi identifiés à partir de leurs contributions respectives à la variabilité du champ d'irradiance global. Les régions les plus obstructives, telles que les agrégats géométriques hauts et denses, sont identifiées.

La distinction des variations saisonnières et journalières dominantes permise par la HOSVD facilite notamment l'analyse de la variabilité temporelle globale. En supposant un arrangement tensoriel rigoureux, une telle approche multilinéaire s'avère particulièrement pertinente pour l'interprétation des variations de signaux multidimensionnels couvrant une multitude d'échelles spatio-temporelles et pouvant rapidement devenir complexes, tels que le champ de rayonnement en milieu urbain. Chaque dimension possédant un nombre spécifique de modes, il devient en outre possible d'appréhender leur prévalence individuelle quant à la variabilité globale du signal. Les diverses interactions entre les modes $\mathbf{v}_{r_i}^{(i)}$, quantifiées par les éléments du noyau $\sigma_{r_1 r_2 r_3}$, conduisent cependant à des interprétations multiples de chaque élément pouvant ainsi compliquer l'analyse globale.

La suite de ce travail serait d'étendre l'approche à des modèles urbains aux propriétés morphologiques et radiatives plus réalistes. Les auteurs explorent actuellement l'hétérogénéité radiative des surfaces, *via* l'intégration de matériaux non-Lambertiens susceptibles de perturber le rayonnement incident (*e.g.* végétation perméable, vitrage spéculaire). Malgré une complication inévitable de l'interprétation globale amenant l'étude au-delà des deux premiers modes, cela permettrait notamment d'examiner les variations actuellement quasi-invisibles du rayonnement diffus. Les dépendances angulaires et spectrales peuvent également être intégrées dans la décomposition, avec des applications potentielles dans l'analyse des îlots de chaleur urbains (ICU). La décomposition simultanée de l'ensemble des surfaces urbaines est actuellement examinée, avec pour objectif l'analyse de la distribution du rayonnement à l'échelle du quartier. L'approche de Tucker est particulièrement utile ici pour rendre compte des diverses échelles spatiales mises en jeu. Des améliorations algorithmiques, comme la rotation des modes extraits ou la diagonalisation du tenseur noyau, constituent d'autres pistes de recherche.

Références

[1] A. Arias-Rosales and P.R. LeDuc. Urban solar harvesting : The importance of diffuse shadows in complex environments. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 175 :113155, 2023.

[2] A.A. Tehrani, O. Veisi, B.V. Fakhr, and D. Du. Predicting solar radiation in the urban area : A data-driven analysis for sustainable city planning using artificial neural networking. *Sutain. Cities Soc.*, 100(8) :105042, 2024.

[3] G.M. Lohmann. Irradiance variability quantification and small-scale averaging in space and time : A short review. *Atmos.*, 9(7) :264–286, 2018.

[4] M.C. Zarzo and P.C.P. Marti. Modeling the variability of solar radiation data among weather stations by means of principal components analysis. *Appl. Energy*, 88(8) :2775–2784, 2011.

[5] K.T.N. Ihsan, H. Takenaka, A. Higuchi, A.D. Sakti, and K. Wikantika. Solar irradiance variability around asia pacific : Spatial and temporal perspective for active use of solar energy. *Sol. Energy*, 276 :112678, 2024.

[6] N. Villefranque, F. Hourdin, L. d'Alençon, S. Blanco, O. Boucher, C. Caliot, C. Coustet, J. Dauchet, M. El Hafi, V. Eymet, O. Farges, V. Forest, R. Fournier, J. Gautrais, V. Masson, B. Piaud, and R. Schoetter. The teapot in a city : A paradigm shift in urban climate modeling. *Sci. Adv.*, 8(27) :eabp8934, 2022.

[7] G. Le Gall, M. Thebault, C. Caliot, and J. Ramousse. Principal component analysis for the characterisation of spatiotemporal variations of the solar resource in urban environments. In *Proceedings of the 17th International Heat Transfer Conference, Cape Town, South Africa, 14-18 August*, page 11. Begell House Inc., 2023.

[8] R.L. Tucker. Some mathematical notes on three-mode factor analysis. *Psychometrika*, 31 :279–311, 1966.

[9] L. De Lathauwer, B. De Moor, and J. Vandewalle. A multilinear singular value decomposition. *SIAM J. Matrix. Anal. Appl.*, 21(4) :1253–1278, 2000.

[10] I. D. Stewart and T. Oke. Local climate zones for urban temperature studies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 93 :1879–1900, 2012.

[11] A.Z. Ramírez and C.B. Muñoz. Albedo effect and energy efficiency of cities. In C. Ghenai, editor, *Sustainable Development - Energy, Engineering and Technologies - Manufacturing and Environment*, page 18. InTech, 2012.

[12] R.J. Hogan and A. Bozzo. Ecrad : A new radiation scheme for the ifs. Technical report, European Centre for Medium-Range Forecasts (ECMWF), Reading, UK, 2016. Available at http ://www.ecmwf.int/en/research/publications.

[13] C. Caliot, R. Schoetter, V. Forest, V. Eymet, and T. Chung. Model of spectral and directional radiative transfer in complex urban canopies with participating atmospheres. *Bound.-Layer Meteorol.*, 186 :145–175, 2023.

[14] R. Schoetter, C. Caliot, T.Y. Chung, and R.J. Hogan. Quantification of uncertainties of radiative transfer calculation in urban canopy models. *Bound.-Layer Meteorol.*, 189 :103–138, 2023.

[15] I. Reda and A. Andreas. Solar position algorithm for solar radiation applications. Technical report, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO, 2008. Available at https ://www.nrel.gov/docs.

Remerciements

Ce travail est soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du projet 'Investissements dAvenir [ANR-18-EURE-0016 Solar Academy]. Les auteurs expriment également leur gratitude au groupe de recherche INdAM, dont est membre V. Simoncini, pour leur soutien.

Modèle thermique de transformateur ferroviaire sous différentes conditions thermiques et électriques.

Thermal modelisation of a railway power transformer under different thermal and electrical conditions.

Anthony WASSERMANN[1,2], Philippe BAUCOUR[1*], Dimitri BONNET[1], Didier CHAMAGNE[1], Brice JONCKHEERE[2], Dimitri MANTEL[2]

[1] Université Marie et Louis Pasteur (UMLP), CNRS , Institut FEMTO-ST, 90000 Belfort, France
[2] Direction Générale Industrielle et Ingénierie, Direction Technique, Département Traction Électrique 93574 La Plaine Saint Denis, France
[*](auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

Résumé - Les transformateurs de traction électrique utilisés pour l'alimentation des trains sont soumis à des appels de charges importants et non réguliers (pic de courant au passage du train). La sollicitation électrique et la fréquence d'utilisation des transformateurs dépendent de leurs localisations. Chaque transformateur est soumis à des contraintes différentes. Ces contraintes se traduisent par un échauffement par effet Joule, induisant un vieillissement accéléré et un risque potentiel d'incendie. Cette étude porte sur la modélisation nodale 2D thermique des transformateurs immergés dans de l'huile naturelle, avec pour objectif un dimensionnement optimal en termes de longévité et de coût.

Abstract - The railway power transformers used for powering trains are subject to significant and irregular load demands (current spikes when the train passes). Located along the tracks, they impose constraints in terms of electrical stress and therefore use frequency. This results in heating due to the Joule effect, leading to accelerated aging and a potential fire hazard. This study focuses on the 2D thermal nodal modeling of transformers immersed in natural oil, with the aim of achieving optimal design in terms of longevity and cost.

Nomenclature

T	Température, °C	k	Conductivité thermique, $\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$
Q	Source de chaleur, W	h	Coefficient de convection, $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
G	Conductance thermique, $\mathrm{W.K^{-1}}$	P	Puissance thermique, W
ρ	Masse volumique, $\mathrm{kg.m^{-3}}$	e	Épaisseur, m
V	Volume, $\mathrm{m^3}$	M	Somme des conductances, $\mathrm{W.K^{-1}}$
C_p	Capacité thermique massique, $\mathrm{J.K^{-1}.kg^{-1}}$	U	Coefficient d'échange global, $\mathrm{W.K^{-1}}$
S	Surface d'échange, $\mathrm{m^2}$		
t	Temps, s		

1. Introduction

Dans le domaine ferroviaire, les transformateurs électriques sont utilisés pour alimenter les lignes de train. Suivant leurs localisations, les trains peuvent être alimentés jusqu'à $25\ \mathrm{kV}$ alternatif monophasé ou $1{,}5\ \mathrm{kV}$ continu. Cependant, ces transformateurs à huile ont une durée de vie dépendante de leurs utilisations et de l'échauffement produit lors de l'alimentation des lignes à chaque passage de train. Actuellement, les normes IEC 60076 [1] sont utilisées pour le dimensionnement en se basant sur une utilisation en pleine charge, stratifiant les niveaux de température dans l'huile. Cependant, cette méthode n'est pas adaptée au domaine ferroviaire qui engendre des appels de charge intenses et brefs, cadencés par le passage de trains. Les transformateurs utilisés peuvent alors être surdimensionnés, générant des coûts d'entretien importants et avoir une mauvaise connaissance des points chauds.

C'est dans cette optique d'utilisation que la modélisation de l'échauffement des transformateurs est nécessaire. Elle peut être réalisée de manière classique via un outil de modélisation tel que ANSYS Fluent. Cela nécessite l'utilisation d'un maillage très fin [2] résultant en un temps de calcul élevé. L'intérêt d'utiliser une approche nodale est de décomposer un système en plusieurs nœuds, représentant des éléments volumiques, sous différentes conditions (physiques, thermiques, mécaniques) réduisant les itérations et le temps de calcul. A l'origine, la méthode nodale est utilisée en électricité en se basant sur la loi de Kirchhoff [3] affirmant que la somme des intensités entrantes et sortantes d'un nœud est nulle. C'est à partir des années 1970 [4] que cette méthodologie est utilisée pour la thermique en utilisant l'analogie électrique.

2. Développement d'un modèle simplifié, la méthode nodale

La modélisation nodale repose sur l'étude des bilans thermiques de chaque nœud au cours du temps. Ainsi, pour un noeud (noté i) connecté à ses voisins (noté j), nous retrouvons le bilan de l'équation (1) :

$$\sum_{j=1}^{n} G_{ij} \cdot (T_j - T_i) + Q_i = \rho_i V_i \cdot Cp_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} \tag{1}$$

C'est grâce à ce système d'équations simple que le temps de calcul d'un réseau nodal est inférieur à celui d'un modèle CFD. Le système nodal est réalisé en décomposant le modèle en plusieurs volumes représentés par des nœuds. Leurs tailles, masses et types sont indépendants et interagissent entre eux via des liaisons. Ces interactions sont étudiées à l'aide de la théorie des graphes. Cette théorie, reliant mathématique et informatique [5], permet de modéliser des relations ou des connexions entre différents objets dans le but de réaliser un graphe comprenant des nœuds et des liens.

Dans cette première étude, le transformateur est représenté schématiquement suivant une coupe transversale (Figure 1), de manière à simplifier la création des régions. En fonction de la géométrie et des matériaux, il est possible de distinguer 5 régions différentes et continues : une région représentant le noyau magnétique en fer doux, deux régions "cuivre" issues des bobines primaire et secondaire, une région "huile" dans laquelle est plongé l'ensemble noyaux et bobines et enfin, une région "acier" servant à contenir l'huile.

Avec cette représentation, l'enveloppe en acier interagit uniquement avec l'huile, alors que cette dernière est en contact physique avec toutes les autres régions. De même, le noyau magnétique interagit avec les régions cuivre, mais les régions cuivre n'interagissent pas entre elles.

Ces interactions peuvent être alors présentées sous forme de graphe (Figure 2). Dans ce cas, chaque nœud représente une région et chaque lien représente une interaction physique.

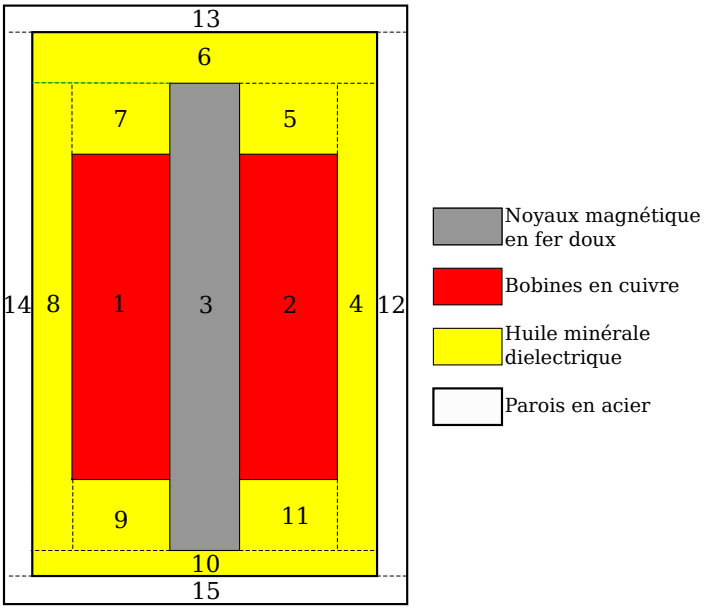


Figure 1 : *Schéma d'un transformateur à bain d'huile avec la décomposition de la région "huile".*

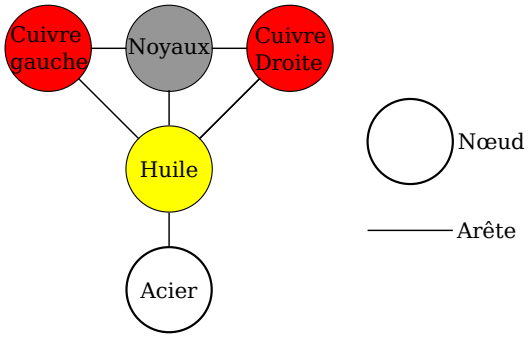


Figure 2 : *Interaction entre les régions d'un transformateur à bain d'huile.*

Chacune de ces régions est à nouveau découpée en nœuds dans le but de réaliser un maillage. Ce dernier est un maillage quadrilatère non structuré, permettant d'affiner plus ou moins les mailles. Chaque nœud représente un volume homogène en température et en composition. Afin de connaître le gradient de température opérant dans une région, ces nœuds interagissent entre eux via des arêtes, modélisant les flux de transfert opérant entre deux nœuds. Dans cet article, seule la conduction et la convection sont prises en compte. Le rayonnement est négligé et les mouvement convectifs ne sont pas pris en compte.

2.1. Définitions des conditions limites

La conduction est réalisée à l'aide de la loi de Fourrier, représentant les transferts occurrents entre deux nœuds solides. Dans le but d'obtenir le bilan d'un nœud (équation (1)), la quantité de chaleur émise est fonction de la somme des flux occurrents sur ce nœud.

Les transferts thermiques via la convection se basent sur la loi de Newton, étant similaire à la loi de Fourier (une conductance G fonction d'une différence de température ΔT), l'ajout d'une convection se fait en ajoutant le flux convectif au bilan thermique. En définissant une température ambiante T_∞, il est alors possible d'imposer une condition de Cauchy.

La loi de Newton permet également l'imposition d'une condition de Dirichlet. Pour ce faire, le coefficient de convection h est supposé infini, impliquant une transmission quasi instantanée de la température ambiante T_∞. La température de surface T_S devient égale à la température ambiante.

Lors de leurs utilisations, les transformateurs sont soumis à un courant électrique induisant de l'effet Joule. Ce phénomène, localisé dans les bobines, est la principale source de chaleur provoquant leurs échauffements. L'imposition d'une source de chaleur est prise en compte directement par le bilan thermique (équation (1)) à l'aide du terme source Q.

Du fait que cette puissance thermique est directement appliquée sur un nœud, sa quantité est

dépendante de la géométrie. De fait, une région considérée comme «source» peut être soumise à une densité de flux impliquant une distribution dépendante de la surface occupée par chaque nœud.

Il est alors possible d'imposer une source uniquement à un nœud ou à un groupe de nœuds, indépendamment de la région. L'influence d'un flux radiatif externe peut être modélisée en imposant une puissance thermique aux nœuds considérés comme paroi de notre système. En connaissant la densité de ce flux thermique surfacique ainsi que la surface des parois soumises au rayonnement, la puissance de l'échauffement est quantifiable et permet de répondre aux conditions de Neumann. De plus, si une paroi est considérée comme source et est soumise à un flux radiatif, le terme source Q de l'équation bilan est égal à la somme de la puissance émise Q_e et de la puissance d'absorption Q_a du nœud.

2.2. Résolution matricielle

La réalisation d'un bilan thermique peut se calculer de façon linéaire à l'aide de l'équation (1), mais également sous forme matricielle (équation (2)). En regardant toutes les équations de tous les nœuds, nous pouvons isoler les coefficients de conduction de la température. La somme des conductions se retrouve dans une matrice de conductance m et la température, dans un vecteur de température $\overrightarrow{T}$.

$$\sum_{j=1}^{n} G_{ij} \cdot (T_j - T_i) = \underbrace{[\sum^{n_0} G_{0,j}}_{m_{0,j}} \cdots \underbrace{\sum^{n_n} G_{n,j}]}_{m_{n,j}} \times \begin{bmatrix} T_0 \\ \vdots \\ T_n \end{bmatrix} = M \times \overrightarrow{T} \tag{2}$$

De manière concrète et dans le but d'utiliser une décomposition nodale répertoriant les différents types de transfert et de sources thermiques déterminés précédemment, un solide 2D est découpé en 6 nœuds distincts et est soumis à des flux radiatifs et convectifs (Figure (3)). Le rayonnement est considéré comme sources de chaleur Q des nœuds d'une paroi, et la convection est réalisée sur la paroi opposée à l'aide d'une température ambiante T_∞ et des conductances convectives G_{bnd}.

Le nœud bnd est à différencier des autres nœuds n car il est uniquement utilisé pour ajouter de la convection lors des calculs de bilan thermique réalisés sur ses nœuds voisins (un nœud est voisin d'un autre s'ils sont directement liés). Il ne possède pas de source thermique interne et aucun bilan n'y est réalisé.

Le système d'équations linéaires (3) est la représentation matricielle de la Figure 3. À l'aide des conditions limites déterminées dans la section 2.1, il est possible de quantifier la matrice des conductances m_{ij} et le vecteur des sources thermiques $\overrightarrow{Q}$ mais dans le vecteur regroupant toutes les températures du système, uniquement la température ambiante T_∞ est connue (du fait que le nœud bnd soit utilisé pour l'imposition d'une condition de Cauchy, sa température T_{bnd} est égale à T_∞). Sous cette forme, il est impossible de résoudre directement le système. Il est donc nécessaire d'isoler les températures de chaque nœud i dans un second vecteur $\overrightarrow{T_i}$.

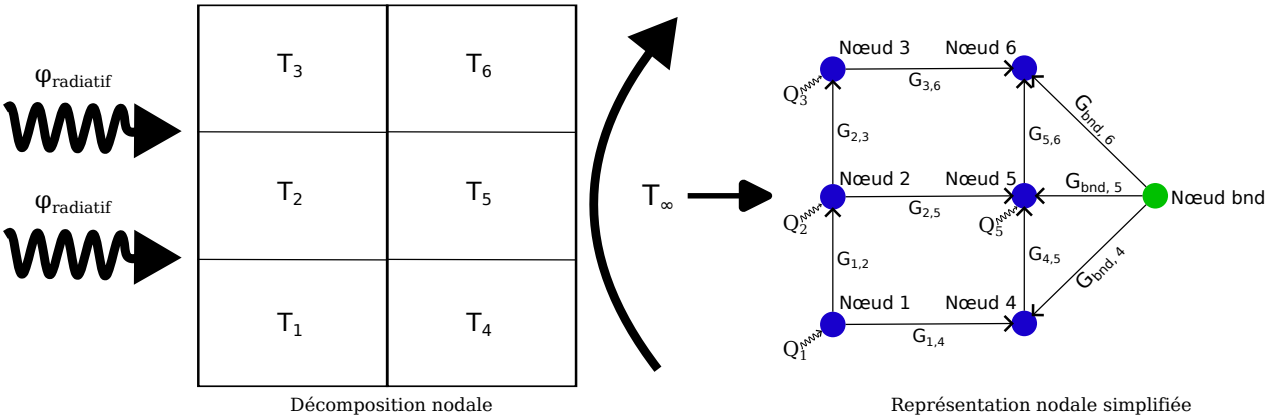


Figure 3 : *Modélisation nodale d'un solide 2D soumis aux conditions de Cauchy, de Dirichlet, de Neumann et possédant une source de chaleur.*

$$\begin{array}{c} \\ n_i \\ \vdots \\ n_6 \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} n_i & \cdots & n_6 \end{array} \\ \begin{bmatrix} m_{ij} & \cdots & n_6 \\ \vdots & \ddots & \\ & & \end{bmatrix} \end{array} \begin{array}{c} n_{bnd} \\ \\ m_{bnd,j} \\ \\ \end{array} \times \begin{bmatrix} T_i \\ \vdots \\ T_{bnd} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Q_i \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3}$$

Dans les travaux de recherche de Petitgirard [6, 7] et dans l'article de conférence de Nguyen [8], ils isolent les lignes inconnues (T_i) du vecteur température, avec les colonnes correspondantes $(m_{i,j})$ de la matrice des conductances. Le système obtenu (4) se compose alors de deux produits matriciels, l'un est formé avec les températures inconnues des nœuds du solide (bleu), et l'autre avec les températures définies à l'aide des conditions limites (vert). Sachant que seul le vecteur $\overrightarrow{T_i}$ (bleu) est inconnu, le système est solvable.

$$\begin{array}{c} \\ n_i \\ \vdots \\ n_6 \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} n_i & \cdots & n_6 \end{array} \\ \begin{bmatrix} m_{ij} & \cdots & \\ \vdots & \ddots & \\ & & \end{bmatrix} \end{array} \times \begin{bmatrix} T_i \\ \vdots \\ \\ \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Q_i \\ \vdots \\ \\ \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} m_{bnd,j} \\ \vdots \\ \\ \end{bmatrix} \times [T_{bnd}] \tag{4}$$

3. Modèle nodal 2D d'un transformateur

Dans cette étude, un transformateur de 7300 kVA a été choisi comme modèle. Le système modélisé est le même que celui de la Figure (1), mais en modifiant les dimensions. Il a fallu dans un premier temps créer les objets qui composent ce transformateur, c.-à-d. le fer, le cuivre, l'huile et l'acier. Le fer et le cuivre sont des graphes simples rectangulaires, de plus du fait de leurs géométries et leurs conditions, les régions "cuivre gauche" et "cuivre droit" sont issues du même objet "cuivre". Elles sont toutes deux composées de 3×10 nœuds et sont considérés

Matériaux	Cuivre	Fer doux	Huile diélectrique	Acier S235
Conductivité thermique ($\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)	401	83	60	50
Maillage	**1** : 9×3	**3** : 11×3	**4** : 2×9	**12** : 1×14
	2 : 9×3		**5** : 3×2	**13** : 9×1
			6 : 9×3	**14** : 1×14
Syntaxe			**7** : 3×2	**15** : 9×1
n° région : $n_x \times n_y$			**8** : 2×9	
			9 : 3×2	
			10 : 9×2	
			11 : 3×2	
Nombre de noeuds	54	33	105	46
Source de chaleur (kW)	2×660	0	0	46

Tableau 1 : *Tableau des caractéristiques physiques des régions*

comme source de chaleur, dues à l'effet Joule. Cette modélisation se base sur la programmation orientée objet, un objet peut être utilisé ou dupliqué pour interagir avec d'autres objets. Dans notre cas, il est possible de lier des objets uniquement si leurs nœuds coïncident. La création de ces liaisons peut se faire soit en imposant une résistance thermique nulle, soit en imposant une résistance de contact qui permettrait la modélisation d'une interface ou d'un solide très fin.

La principale difficulté réside dans la construction du graphe de l'huile, car celui-ci n'est pas entièrement rempli. Ce vide est essentiel pour permettre l'interconnexion des régions "cuivre" et "fer". Afin de garantir la continuité des nœuds, leur suppression n'est pas envisageable, rendant ainsi nécessaire la création de la région "huile". L'un des avantages de cette approche est qu'elle permet de générer des régions aux formes complexes en assemblant plusieurs régions élémentaires de formes simples. Par conséquent, l'huile, constituée d'un regroupement de huit régions (cf : Figure (1)), ainsi que les parois en acier, issues de la fusion de quatre régions, peuvent interagir à la fois avec des graphes simples et entre elles.

Les informations nécessaires à la création du modèle sont répertoriées dans le Tableau (1). Les conductivités thermiques du cuivre et du fer ont été déterminées à l'aide des documents [9, 10, 11]. Cependant, l'huile référencée est celle fournie par la société ISTpure [12] informant que sa conductivité thermique est d'environ de $0{,}15\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ à $60\ ^\circ\mathrm{C}$. Comme nous sommes à des valeurs de température dépassant les $800\ ^\circ\mathrm{C}$, nous avons décidé de lui attribuer une conductivité de $60\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$ afin de compenser les effets convectifs. Ces derniers ne peuvent donc pas être négligés.

Maintenant que le modèle du transformateur a été créé, il est nécessaire de lui imposer des conditions limites. Comme dit précédemment, les régions "cuivre" possèdent des sources de chaleur internes issues de l'effet Joule et dues au fonctionnement du transformateur. D'après les normes IEC60076 [1] , les transformateurs doivent pouvoir délivrer leur puissance nominale en régime permanent. Pour cette modélisation, la puissance produite par l'échauffement des régions "cuivres" est fixée à $1{,}32\ \mathrm{MW}$.

Dans un but de simplification, le modèle sera uniquement soumis aux conditions limites de Cauchy imposant une température ambiante de 25°C transmise aux parois via la convection naturelle pour les faces haut et bas et forcée pour les faces gauche et droite. De plus, ces dernières possèdent des ailettes, c'est pour cela que lors de la modélisation le coefficient d'échange ap-

parent U est directement utilisé comme conductance. Il y a 16 ailettes soit 32 faces au contact d'une convection forcée de $80\ \mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}}$ de part et d'autre du transformateur soit un coefficient U égal à $16{,}5 \times 10^3\ \mathrm{W \cdot K^{-1}}$.

L'ensemble des conditions de modélisation se retrouve dans le tableau 2

Parois		Haute	Basse	Gauche	Droite
Température	(°C)	25	15	25	25
Coefficient de convection thermique h	$(\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}})$	10	10		
Coefficient d'échange apparent U	$(\mathrm{kW \cdot K^{-1}})$			$16,5$	$16,5$

Tableau 2 : *Tableau des conditions limites*

La réalisation de la matrice des conductances M du système d'équations linéaires (5) se fait à l'aide de l'outil Python NetworkX [13]. Nous obtenons une matrice symétrique possédant sur sa trace l'ensemble de ses régions et sur la partie supérieure (ou inférieure) leurs interactions, c'est-à-dire qu'il y a autant de matrices $M^{i,j}$ que d'arêtes (Figure (2)). L'avantage de cette méthode est que cette matrice sera toujours diagonale et symétrique, permettant l'utilisation d'une méthode de résolution de matrice creuse. Le système linéaire (5) est de la forme $A \cdot \overrightarrow{X} = \overrightarrow{B}$, le vecteur $\overrightarrow{B}$ est constitué des conditions limites dans lequel nous retrouvons les sources de chaleur uniquement appliquées aux régions cuivre mais aussi, l'ensemble des termes convectif (bnd) (issu des conditions de Cauchy) uniquement appliqués aux parois en acier du modèle.

[1] : Cuivre gauche
[2] : Noyaux
[3] : Cuivre droite
[4] : Huile
[5] : Acier

$$\begin{bmatrix} M^{1,1} & M^{1,2} & & M^{1,4} & \\ M^{2,1} & M^{2,2} & M^{2,3} & M^{2,4} & \\ & M^{3,2} & M^{3,3} & M^{3,4} & \\ M^{4,1} & M^{4,2} & M^{4,3} & M^{4,4} & M^{4,5} \\ & & & M^{5,4} & M^{5,5} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} T^1 \\ T^2 \\ T^3 \\ T^4 \\ T^5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -Q^1 \\ 0 \\ -Q^3 \\ 0 \\ M^{bnd,5} \cdot T^{bnd} \end{bmatrix} \quad (5)$$

La résolution est faite à l'aide de la bibliothèque Python Scipy [14] utilisant une méthode de résolution de matrice creuse. Dans le but d'étudier l'influence de la taille du transformateur de $7300\ \mathrm{kVA}$, une première modélisation est réalisée avec les descriptions précédentes (Figure 4), et une deuxième, avec un transformateur moitié moins grand (Figure 5). Le nombre de nœuds, la résistance électrique et la puissance d'échauffement sont identiques mais la hauteur devient $0{,}95\ \mathrm{m}$ et le coefficient d'échange apparent U devient $8{,}25\ \mathrm{W \cdot K^{-1}}$ à la place de $16{,}5\ \mathrm{W \cdot K^{-1}}$ car les surfaces gauche et droite sont réduites de moitié, impliquant une réduction de la surface des ailettes.

Pour les deux modélisations (Figures 4, représentant le transformateur de 1,9 m de haut et Figures 5, représentant le transformateur de 0,95 m de haut), les parois gauche et droite, soumises aux ailettes, arrivent à maintenir leurs températures à 25°C malgré la différence de surface soumise à convection. Les températures maximales des modélisations se retrouvent aux interfaces entre le cuivre et l'acier et non au centre des régions "cuivre". La conduction réalisée par le noyau de fer est alors assez importante pour que les 2 sources interagissent entre elles. Dans cette configuration, le point chaud (HSP en anglais, que l'on retrouve dans les normes

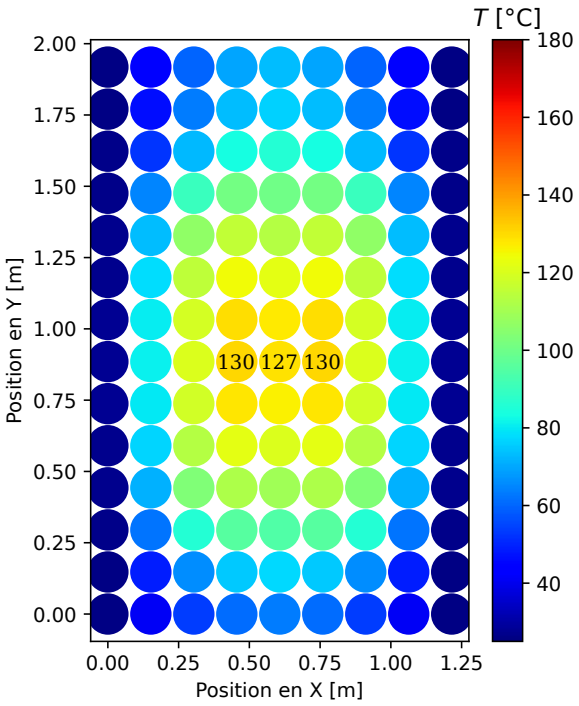


Figure 4 : *Cas a : Modélisation nodale thermique d'un 1er transformateur de 1,2× 1,9 m^2*

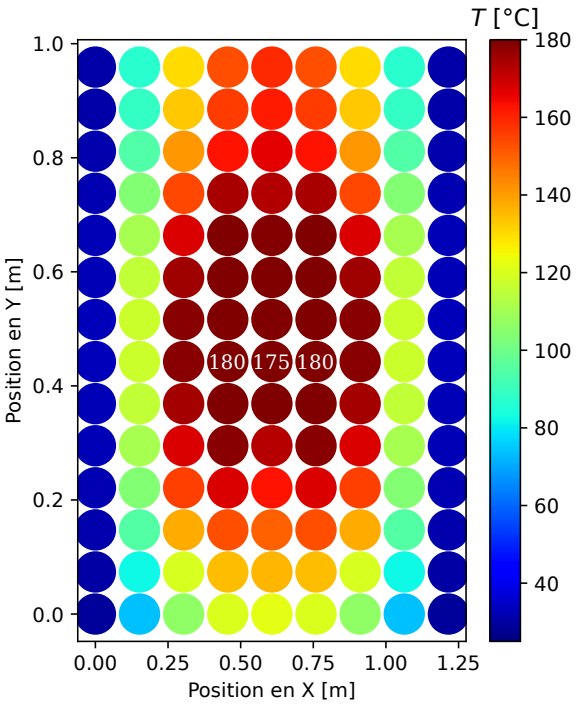


Figure 5 : *Cas b : Modélisation nodale thermique d'un 2^{e} transformateur de 1,2× 0.95 m^2*

IEC60076 [1]) se retrouve centré entre le noyau et la bobine. La température maximale relevée pour le 1er transformateur (Figure 4) est de 130 °C. Cette température est souvent définie comme température limite d'utilisation. Au-delà de cette limite, les transformateurs immergés peuvent subir des dégradations. Dans le 2nd cas (Figure 5), la température maximale relevée est de 180 °C, dépassant les normes de sécurité et le rendant inutilisable dans ces conditions.

4. Conclusion

Cette méthode de modélisation thermique nodale, validée par comparaison avec la modélisation par volumes finis (non décrite dans cette étude), utilise la programmation orientée objet dans le but de créer des graphes. Ces graphes représentent les régions du modèle que l'on souhaite modéliser et, par leur aspect d'objet informatique, ils peuvent interagir entre eux permettant la réalisation de formes complexes. L'évolution de la température au sein de notre modèle peut être déterminée en régime permanent et transitoire (non décrit dans cette étude). Sachant que le but de cette méthode est le gain de temps de calcul, à titre de comparaison, un système composé de 13 000 points, modélisant la conduction dans un solide pendant 3,5 jours et avec un intervalle de temps de 10 secondes, a été réalisé en 3 h par la méthode nodale et 12 h par Fluent. Il est donc intéressant d'utiliser cette approche dans un contexte industriel.

Dans cette étude, la modélisation du transformateur immergé a démontré que la convection opérant dans l'huile ne peut pas être négligée. C'est pour cela que les prochaines études se baseront sur l'ajout de la modélisation d'un mouvement de fluide en nodal.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Ecole Doctorale EIPHI (contrat ANR-17-EURE-0002) et la Région Bourgogne Franche-Comté pour avoir soutenu ce travail.

Modélisation FEM multi-échelle du transfert thermique lors du processus AFP in-situ sur des composites thermoplastiques

Bruno A. STORTI[1*], **Adrien LE REUN**[1], **Steven LE CORRE**[1]

[1]Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes (LTEN) (Nantes Université - CNRS)
[*](auteur correspondant : bruno.storti@univ-nantes.fr)

Résumé - La modélisation du transfert thermique durant l'AFP in-situ sur des composites thermoplastiques est complexe en raison de la source de chaleur hautement concentrée, issue de l'absorption laser, qui se déplace à grande vitesse le long des surfaces de contact entre le substrat et le pli en cours de dépose. La combinaison d'une vitesse de dépose élevée et de la faible diffusivité thermique du matériau rend le problème fortement advectif (Pe $\gg 1$), ce qui peut entraîner des instabilités numériques. De plus, la source radiative laser, concentrée sur une zone de l'ordre de quelques dizaines de micromètres selon la distribution des fibres, introduit un problème multi-échelle. Tandis que les techniques eulériennes peuvent traiter des trajectoires simples, des chemins plus complexes nécessitent la flexibilité d'une méthode ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian). Ce travail propose une méthodologie *Chimera-FEM* avec une formulation ALE, combinant un maillage mobile local composé d'éléments de l'ordre du micromètre, pour capturer précisément la source radiative, et un maillage fixe plus grossier, pour définir la géométrie globale. Le modèle intègre les propriétés thermo-dépendantes du matériau composite et prend en compte l'anisotropie de sa conductivité thermique, liée aux conductivités longitudinales et transversales distinctes des fibres. La distribution des fibres dans le composite est prise en compte dans l'homogénéisation afin de modéliser précisément les transferts thermiques. Les résultats montrent que la méthodologie proposée permet de prédire avec précision les profils de température transitoire dans les composites pendant le processus AFP pour un contrôle thermique fin de phénomènes clés tels que l'adhésion, la cristallinité et les contraintes résiduelles. Elle s'adapte aux pièces complexes et de grandes épaisseurs, démontrant sa robustesse pour divers scénarios de fabrication.

Mots-clés : Transfert thermique, Composites thermoplastiques, Méthodologie *Chimera-FEM*, Multi-échelle, ALE

1. Introduction

Les industries automobile, aérospatiale et aéronautique, entre autres, adoptent de plus en plus les matériaux composites en raison de leur rapport résistance/poids élevé. Le placement automatisé des fibres (AFP, Automated Fiber Placement) permet de fabriquer des pièces composites via un procédé de fabrication additive. Ce procédé consiste à déposer une bande composite pré-imprégnée tout en appliquant une source de chaleur bien contrôlée, généralement un laser opérant dans une gamme de longueurs d'onde de 980 à 1020 nm [1]. Ce laser élève la température du matériau jusqu'à son point de fusion, tandis qu'un rouleau exerce une pression spécifique pour assurer la consolidation du matériau.

Les thermoplastiques présentent des avantages significatifs par rapport aux thermodurcissables dans les processus AFP. Alors que les thermodurcissables subissent des transformations chimiques irréversibles lors de la consolidation, les thermoplastiques peuvent être recyclés, ressoudés et réutilisés, ce qui en fait un choix plus durable. De plus, un contrôle précis des paramètres du processus pendant la consolidation in-situ est essentiel pour obtenir des pièces de haute qualité, caractérisées par une faible porosité et une cristallinité contrôlée.

La modélisation numérique de l'évolution de la température joue un rôle central dans la prédiction des résultats de la consolidation. Des modèles thermiques précis permettent une estimation détaillée de l'historique thermique du matériau composite pendant l'AFP, essentielle pour optimiser les paramètres du processus et garantir la qualité des pièces. Dans la modélisation des processus AFP, deux approches sont couramment utilisées : l'approche eulérienne [1, 2] et l'approche lagrangienne [3]. L'approche eulérienne, largement adoptée dans la littérature, suppose un domaine fixe par rapport au rouleau de consolidation et au matériau, introduisant un terme d'advection dans les équations de transfert thermique. Son implémentation dans les cadres des méthodes des éléments finis (FEM) [1, 2] ou des différences finies (FD) [4, 5] est relativement direct, car le maillage reste stationnaire. Cependant, cette approche présente des limites lorsqu'il s'agit de trajectoires complexes de la source de chaleur, car le terme d'advection doit être mis à jour en permanence pour chaque élément du maillage.

Pour surmonter ces limitations, une méthodologie *Chimera-FEM* [6, 7], également connue comme *overset*, impliquant deux domaines indepéndants, constitue une alternative prometteuse. Un domaine plus raffiné suit la source de chaleur, tandis que l'autre reste plus grossier et stationnaire, couvrant l'ensemble de la pièce. Cette approche permet de gérer simultanément les défis liés à un domaine en mouvement et à la nécessité d'un raffinement local autour de la source radiative [7]. Cette approche permet de traiter le problème multi-échelle, avec une taille d'élément dans la maille patch de $\sim 2\,\mu\mathrm{m}$ pour représenter la source de chaleur, et de $\sim 20\,\mu\mathrm{m}$ dans la zone de collage. En revanche, dans la maille de fond, la taille varie de $\sim 25\,\mu\mathrm{m}$ dans la zone de collage à $\sim 5\,\mathrm{mm}$ dans les zones à faible gradient, telles que l'outil. Les travaux antérieurs des auteurs ont exploré l'application des schémas *Chimera* pour une approche Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) dans la simulation de processus de soudage [7]. Ces études ont démontré le potentiel des méthodologies *overset* pour relever les défis liés aux simulations thermiques de processus complexes. Dans ce travail, nous étendons et adaptons le modèle *overset* pour résoudre un problème thermique transitoire de l'AFP, en abordant des complexités telles que des sources de chaleur hautement concentrées, des propriétés anisotropes des matériaux composites, la déformation et la translation des maillages et les chevauchements de maillages.

2. Cas d'étude

La géométrie étudiée correspond au drapage d'une cornière de grande épaisseur, analysée dans le cadre du projet de recherche MATCHII, comme illustré à la Figure 1. En raison de la présence d'une courbure, cette géométrie présente une complexité particulière pour sa production. Le modèle numérique inclut à la fois la pièce en matériau composite et l'outillage métallique. La géométrie et le maillage, adaptés à des simulations allant de 2 à 100 plis correspondant à l'épaisseur de la pièce, ont été générés à l'aide du logiciel open-source SALOME. Un script Python paramétrique a été utilisé pour contrôler le nombre de plis et modifier des caractéristiques géométriques telles que l'épaisseur ou le rayon de courbure.

3. Modèle numérique

Dans ces études, une modélisation FEM bidimensionnelle est utilisée. La géométrie, modélisée par le domaine de calcul Ω, est séparée en deux sous-domaines : un domaine fixe Ω_1 (background), englobant l'ensemble de la pièce et l'outillage, et un domaine mobile Ω_2 (patch) (voir Figure 2), où est définie la source de chaleur générée par le laser, se déplaçant à la vitesse du rouleau ($\vec{v}$). Le domaine Ω_2 a des dimensions de 16 mm x 0.2 mm. Ce domaine est positionné précisément entre deux plis et représente à la fois la source de chaleur due à la bande entrante et

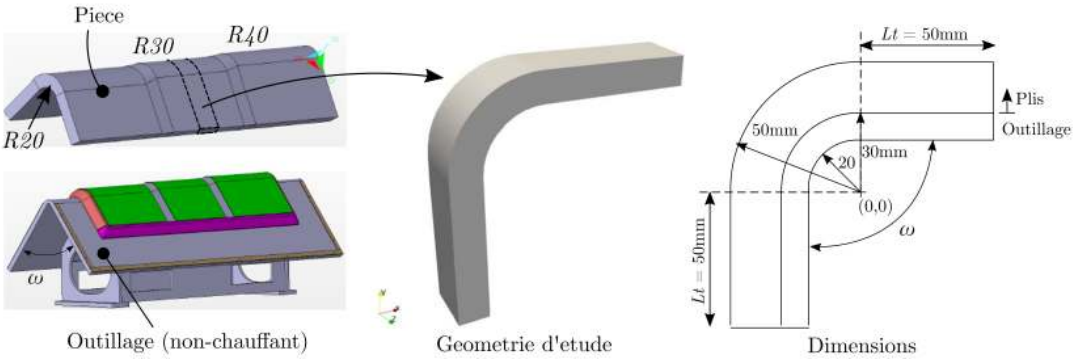


Figure 1 : *CAO de la géométrie de la pièce du projet et géométrie d'étude.*

la source radiative incidente sur le substrat (voir détail Figure 2). La source de chaleur définie dans Ω_2 provient d'un calcul radiatif antérieur des auteurs basé sur la microstructure du matériau composite préimprégné [8], réalisé avec un code FreeFEM [9] pour résoudre les équations du transfert radiatif à la micro-échelle sur un domaine computationnel représentatif de la microstructure, en utilisant une condition aux limites collimatée pour un angle d'incidence laser de 15° et une puissance de $P \approx 3600W$. Deux cas sont analysés dans ce travail :

— Cas 1 : la source thermique se déplace entre le pli numéro 1 et le pli numéro 2.
— Cas 2 : la source thermique se déplace entre le pli numéro 99 et le pli numéro 100.

L'objectif de cette étude est de vérifier la robustesse de la méthodologie *overset* dans des scénarios de fabrication complexes, comme celui présenté ici, où une source de chaleur hautement concentrée se déplace à grande vitesse sur une géométrie courbe.

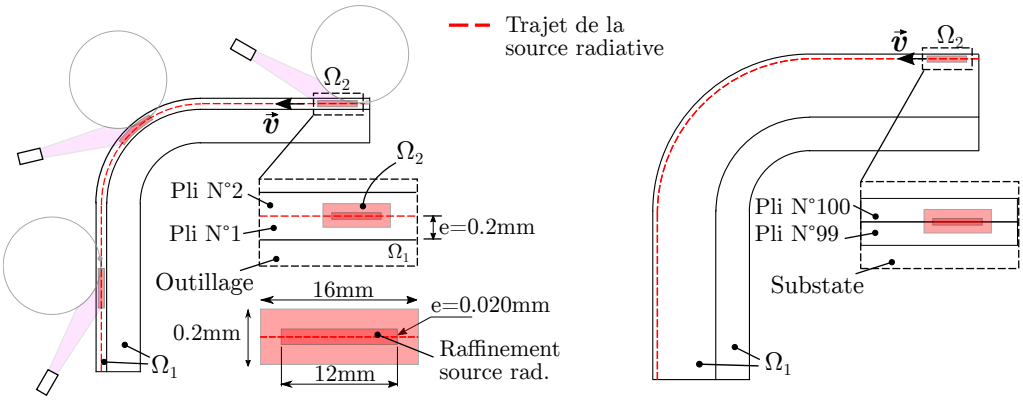


Figure 2 : *Trajectoire de la source de chaleur pour le 'Cas 1' (2 plis) et le 'Cas 2' (100 plis).*

3.1. Maillages superposés

Le maillage utilisé pour $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ (Cas 1) contient un total de 237273 éléments triangulaires linéaires, dont 62366 appartiennent au domaine Ω_2 et le reste au domaine stationnaire Ω_1 (voir Figure 3). Pour le Cas 2, Ω_1 contient 206936 éléments. Le maillage de fond Ω_1 est densément raffiné dans la zone des plis où passera la source de chaleur. En revanche, un déraffinement progressif est appliqué vers l'outillage, où les gradients thermiques sont supposés faibles. La taille des éléments dans Ω_2, au niveau de la zone irradiée par le laser, est de ~ 2 µm (voir détail Figure 3(b)), afin de représenter précisément la source radiative à la micro-échelle. Dans la région de collage, les éléments du Ω_2 atteignent une taille de ~ 20 µm (voir détail Figure 3(d)), tandis que ceux du maillage de fond ont une taille légèrement supérieure, de ~ 25 µm. Dans l'outillage, la taille des éléments est ~ 5 mm. Des expériences numériques ont

démontré que ce maillage est approprié pour être utilisé dans le présent schéma *overset*.

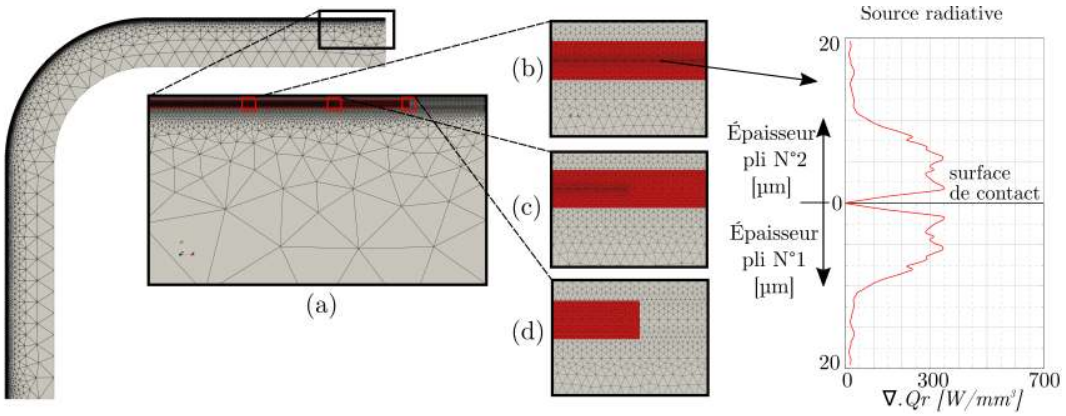


Figure 3 : *Maillage des domaines Ω_1 et Ω_2 du schéma overset : (a) raffinement entre les plis. (b) raffinement de Ω_2 vers la source de chaleur. (c) transition du raffinement de Ω_2 vers la zone sans source. (d) couplage entre les domaines. À droite : valeur de la source radiative utilisée dans le modèle overset.*

3.2. Équations fondamentales

Les équations gouvernantes pour chaque domaine, Ω_1 et Ω_2, sont présentées ci-dessous. Pour le domaine patch mobile Ω_2, les équations résolues sont celles de l'advection-diffusion dans une modélisation de type lagrangienne. Concernant Ω_1, la diffusion avec des propriétés thermo-dépendantes est résolue, étant donné que ce domaine reste immobile tout au long de la simulation. Cependant, les nœuds définissant les conditions aux limites évoluent dans le temps pour tenir compte du couplage $\Omega_1 \leftrightarrow \Omega_2$, à l'aide d'une interpolation d'ordre élevé [7].

$$\rho C_p(T)\frac{\partial T(\boldsymbol{x},t)}{\partial t} = \nabla\cdot(\boldsymbol{\lambda}(\boldsymbol{x})\nabla T(\boldsymbol{x},t)) \quad \forall \boldsymbol{x}\in\Omega_1, t>0 \tag{1}$$

$$\rho C_p(T)\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\vec{v}\cdot\nabla T(\boldsymbol{x},t)\right) = \nabla\cdot(\boldsymbol{\lambda}(\boldsymbol{x})\nabla T(\boldsymbol{x},t)) + \nabla\cdot Q_r(\boldsymbol{x}) \quad \forall \boldsymbol{x}\in\Omega_2, t>0 \tag{2}$$

Dans ces équations, ρ représente la densité, $C_p(T)$ la capacité thermique massique dépendante de la température, $\boldsymbol{\lambda}$ le tenseur anisotrope de conductivité thermique, T la température inconnue, t le temps, $\boldsymbol{x}$ les coordonnées cartésiennes, et $\nabla\cdot Q_r$ le terme source de chaleur radiative. Étant donné que la géométrie du rouleau et les réflexions rouleau-substrat ne sont pas prises en compte, la source de chaleur reste constante sur la région éclairée (12 mm), tout en suivant, en épaisseur, la distribution indiquée dans la Figure 3 (droite). Comme mentionné précédemment, $\boldsymbol{\lambda}$ est défini comme anisotrope afin de tenir compte du fort contraste de conductivité thermique entre la direction longitudinale et la direction transversale des fibres [10]. Le tenseur $\boldsymbol{\lambda}$ pour un domaine où les fibres sont alignées sur l'axe x est défini comme suit :

$$\boldsymbol{\lambda}^o = \begin{bmatrix}\lambda_{xx} & 0\\ 0 & \lambda_{yy}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\lambda_{long} & 0\\ 0 & \lambda_{transv}\end{bmatrix} \tag{3}$$

où λ_{xx} représente la conductivité thermique dans la direction des fibres, et λ_{yy} représente la conductivité thermique transversale du composite. En guise d'hypothèse, $\boldsymbol{\lambda}$ est considérée comme constante par rapport à la température [10, 11]. Pour cette géométrie, le tenseur de conductivité thermique varie en fonction de la position des éléments de la maille. Pour le domaine Ω_1, cela est trivial puisque la maille reste stationnaire et qu'un simple calcul de prétraitement doit être effectué. Cependant, pour les éléments de la maille Ω_2, qui se déplacent, ce tenseur doit être mis à jour en fonction de la trajectoire de la source de chaleur. Les détails de l'implémentation dans PETSc-FEM sont présentés dans la section suivante.

3.3. Schéma d'implémentation *overset* dans PETSc-FEM

Le schéma *Chimera* est implémenté dans le code open-source PETSc-FEM [12], dans le module *advdif*. Un script hook est utilisé pour l'implémentation *Chimera*, où le tenseur de conductivité thermique du domaine Ω_2 est mis à jour à chaque itération selon la position des éléments de la maille, en suivant l'algorithme 1. La transformation du tenseur de conductivité thermique est définie comme suit :

$$\boldsymbol{\lambda}_e(\theta) = \boldsymbol{R}(\theta)\boldsymbol{\lambda}^o\boldsymbol{R}^\top(\theta) \tag{4}$$

où :

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}^\top(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \tag{5}$$

Ici, θ représente l'angle de l'élément par rapport à l'origine (voir Figure 4) et dépend de la position $\boldsymbol{x}_e = x_e, y_e$ de chaque élément de la maille.

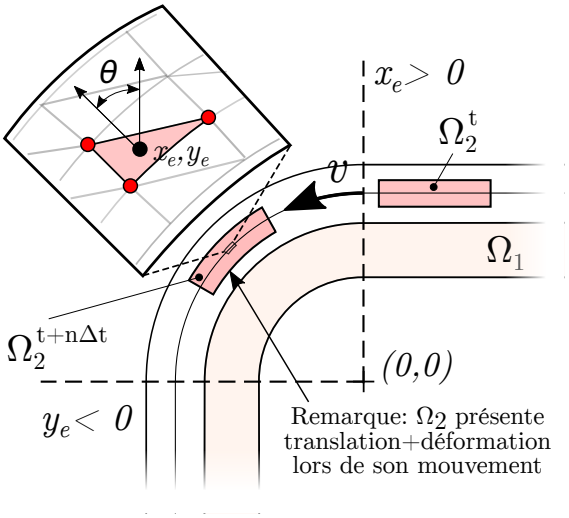


Figure 4 : *Mise à jour du tenseur de conductivité thermique en fonction de la position de* Ω_2.

Algorithm 1: Mise à jour des positions des nœuds et du tenseur λ

Input : $\vec{v}, xnod, icone, props$
$t \leftarrow t + \Delta t$
for *elements de* Ω_2*;* **do** //
  $xnod \leftarrow$ calculer avec t et $\vec{v}$
  $x_e, y_e \leftarrow$ barycentres avec $xnod$, $icone$ et t
  if $(x_e < 0 \wedge y_e > 0)$ **then**
    calculer θ_e avec x_e, y_e
    construire $\mathbf{R}(\theta)$ et $\mathbf{R}^\top(\theta)$
    calculer $\boldsymbol{\lambda}_e(\theta) = \mathbf{R}(\theta)\boldsymbol{\lambda}^o\mathbf{R}^\top(\theta)$
  else
    if $x_e > 0$ **then**
      attribuer $\boldsymbol{\lambda}_e = \boldsymbol{\lambda}^o$
    else
      attribuer $\boldsymbol{\lambda}_e = [\boldsymbol{\lambda}^o]^T$
return $\boldsymbol{\lambda}$(t) et x(t) pour les éléments de Ω_2;

3.4. Conditions aux limites et considérations du modèle

Pour modéliser les pertes thermiques vers l'environnement, incluant la convection et le rayonnement, un coefficient de convection équivalent $h_{eq} = 10\,\mathrm{W/(m^2 \cdot K)}$ a été utilisé comme condition aux limites. Les équations ont été résolues avec le solveur GMRes (*Generalized Minimal Residual Method*), et le préconditionneur Jacobi. Le schéma temporel employé est celui d'Euler implicite (*Backward Euler*) avec un pas de temps fixé à $\Delta t = 0.0005\,\mathrm{s}$. La vitesse de drapage est de $|\vec{v}| = 500\,\mathrm{mm/s}$, tandis que la température initiale a été définie à $T_i = 20\,^\circ\mathrm{C}$. La température de l'outillage est maintenue constante à $20\,^\circ\mathrm{C}$. Le problème est fortement advectif en raison d'une vitesse de depose élevée et d'un faible coefficient de diffusivité thermique du composite (voir Section 3.5), entraînant un nombre de Peclet élevé : Pe = $\rho\, Cp\, |\vec{v}|\, L\, \lambda^{-1} \approx 3.5 \times 10^4$, avec L la longueur de la pièce. Dans la région source de chaleur Ω_2, le nombre de Peclet de maille est $\mathrm{Pe}_h = \rho\, Cp\, |\vec{v}|\, h_x\, (2\lambda)^{-1} \approx 0.8$. Toutefois, $\mathrm{Pe}_h > 1$ dans d'autres régions du domaine, justifiant l'utilisation d'une stabilisation SUPG [7]. La simulation a été réalisée sur un unique cœur de processeur, avec un temps de calcul total d'environ six heures.

3.5. Propriétés des matériaux

Les matériaux utilisés pour la matrice du composite, fibres de carbone et outil, sont détaillés dans le Tableau 1. Conformément à [10], une loi de mélange est utilisée pour le terme $\rho Cp(T)$, avec une fraction volumique de fibres de 58% déterminée à partir des fiches techniques et vérifiée par micrographie. Les propriétés de la matrice LM-PAEK AE 250 ont été mesurées dans les laboratoires du LTEN dans le cadre du projet MATCH, tandis que celles des fibres de carbone proviennent de [10].

Matériau	$\lambda(\lambda_t/\lambda_l)$	ρ	C_p
	$\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	$\mathrm{kg\,m^{-3}}$	$\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}$
LM-PAEK	0.27	1287	$T < T_g,\ 2.78T + 1100.51$ $T_g \leq T < T_m,\ 3.71T + 1074.35$
CF AS7	2.2/10.0	1790	$-0.00295T^2 + 3.493T + 578.4$
Aluminum	205	2700	900

Tableau 1 : *Propriétés thermiques de la matrice, des fibres et de l'outil. Les températures de transition vitreuse (T_g) et de fusion (T_m) de la matrice ont été identifiées à* 149.4 °C *et* 309.2 °C*, respectivement.*

4. Résultats

La Figure 5 présente les champs de température à différents instants du processus de dépose pour les deux cas d'étude simulant un nombre de plis différent. Les détails des images montrent que les températures les plus élevées sont rencontrées à l'interface des plis mis en contact pendant la déposition du matériau, atteignant jusqu'à 315°C. Bien que cette température diminue de 162°C à travers l'épaisseur du composite, une température maximale de 153°C est observée à la face arrière du composite. Ces résultats peuvent être examinés en détail dans la Figure 6, qui présente la température le long de la longueur d'arc A-B (voir Figure 5) à différents instants. En comparant le champ de température obtenu dans le cas des 2 plis avec celui des 100 plis à

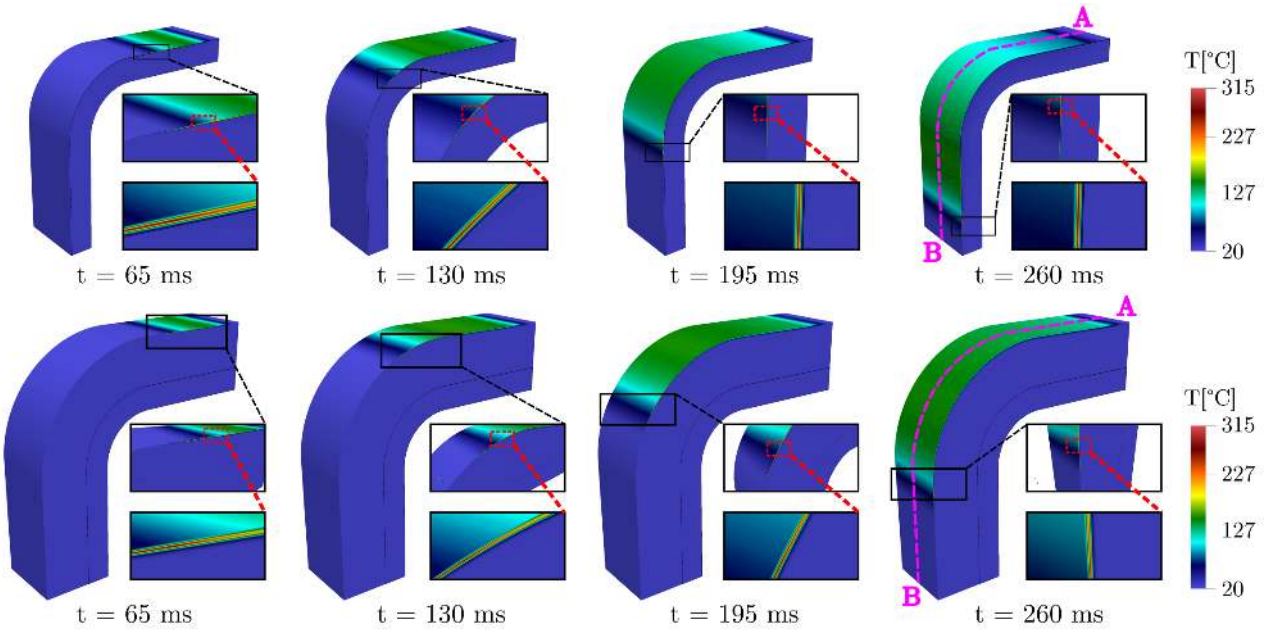


Figure 5 : *Champ de température transition obtenu pour les cas 1 et 2 à différents instants de la dépose.*

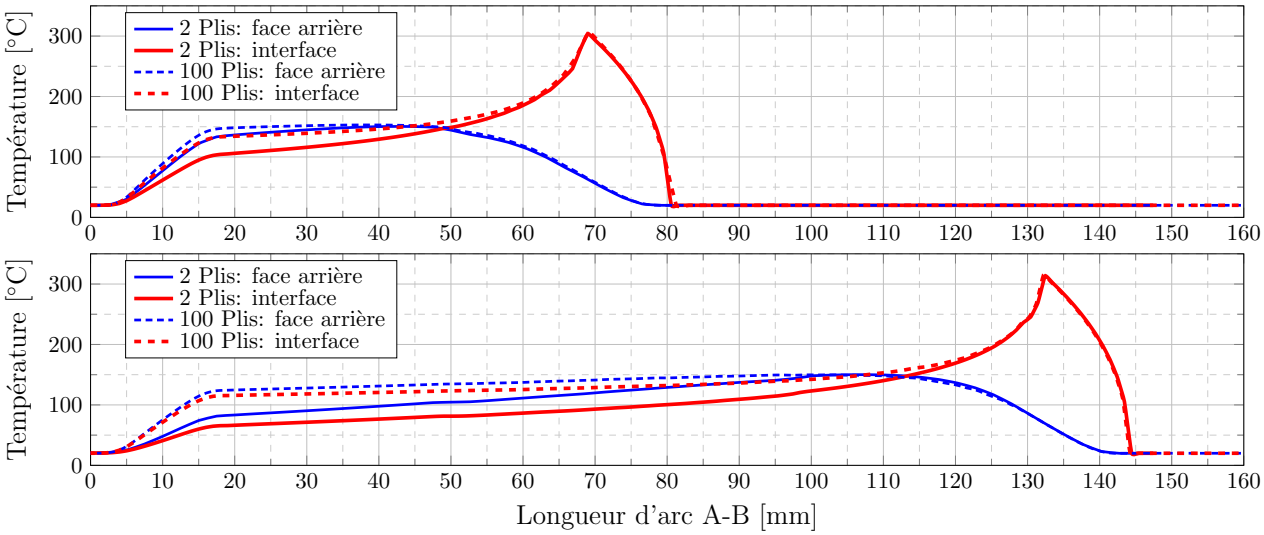


Figure 6 : *Température sur la face arrière du pli déposé et à l'interface pour les Cas 1 et Cas 2 à 130 ms (haut) et 260 ms (bas).*

différents instants, il est possible d'observer la différence de comportement thermique entre les deux cas au même instant. La forte épaisseur dans le cas d'un composite à 100 plis implique une diminution de sa vitesse de refroidissement. Ces résultats suggèrent que, pour obtenir une histoire thermique similaire lors du montage de la pièce, la loi de chauffage pourrait être ajustée en fonction de l'épaisseur du matériau.

5. Conclusion

Ce travail introduit un schéma *Chimera* basé sur les éléments finis pour modéliser la déposition de matériau lors du processus de placement automatisé des fibres (AFP). Cette approche multi-échelle intègre une source de chaleur radiative hautement concentrée sur les premières couches de fibres. Le modèle numérique proposé couple la grande vitesse de dépose et l'utilisation d'une source de chaleur intense avec la translation et la déformation du maillage. Il prend également en compte l'anisotropie transitoire du composite, les interactions multi-domaines entre l'outillage et le composite, ainsi que les non-linéarités des propriétés thermo-dépendantes. La résolution du problème est réalisée via le schéma *overset*. Ce schéma a prouvé son efficacité dans la modélisation du processus AFP pour deux cas : 2 et 100 plis. Pour une source de chaleur radiative et une vitesse de dépose identiques, le matériau se refroidit plus rapidement dans une configuration à 2 plis. Ce résultat s'explique par la résistance thermique accrue due à une plus grande quantité de plis déposés, augmentant ainsi l'isolation thermique entre la bande et l'outillage. En outre de la validation partielle de l'approche introduite dans cette étude, ces résultats questionnent l'utilisation d'une loi de chauffage uniforme au cours de la dépose. Les travaux futurs incluront l'intégration du rouleau de consolidation, la correction de la source de chaleur en tenant compte des réflexions macroscopiques, ainsi qu'une validation expérimentale approfondie de la méthodologie. En outre, l'effet de la température de réglage de l'outillage sera étudié.

Références

[1] V. Le Louët. *Etude du comportement thermique de bandes composites pré-imprégnées au cours du procédé de fabrication AFP avec chauffage laser.* PhD thesis, Université de

Nantes, 2018.

[2] O. Baho, G. Ausias, Y. Grohens, and J. Férec. Simulation of laser heating distribution for a thermoplastic composite : Effects of AFP head parameters. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 110 :2105–2117, 2020.

[3] G. K. Jeyakodi. Finite element simulation of the in-situ afp process for thermoplastic composites using abaqus. *Delft University of Technology*, 2016.

[4] K. Xia, R. Harik, J. Herrera, J. Patel, and B. W. Grimsley. Numerical simulation of afp nip point temperature prediction for complex geometries. In *SAMPE 2018 Conference and Exhibition*, 2018.

[5] B. W. Grimsley, R. J. Cano, T. B. Hudson, F. L. Palmieri, et al. In-situ consolidation automated fiber placement of thermoplastic composites for high-rate aircraft manufacturing. In *SAMPE 2022 Conference and Exhibition*, 2022.

[6] G. Houzeaux, J.C. Cajas, M. Discacciati, B. Eguzkitza, A. Gargallo-Peiró, M. Rivero, and M. Vázquez. Domain decomposition methods for domain composition purpose : chimera, overset, gluing and sliding mesh methods. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 24(4) :1033–1070, 2017.

[7] B. A. Storti, A. E. Albanesi, I. Peralta, M. A Storti, and V. D. Fachinotti. On the performance of a Chimera-FEM implementation to treat moving heat sources and moving boundaries in time-dependent problems. *Finite Elements in Analysis and Design*, 208 :103789, 2022.

[8] B. A. Storti, A. Le Reun, and S. Le Corre. Accurate 3D modeling of laser-matter interaction in the AFP process by a conductive-radiative FEM approach. *Materials Research Proceedings*, 41, 2024.

[9] Mohd Afeef Badri. *Efficient finite element strategies for solving the radiative transfer equation*. PhD thesis, Université de Nantes, 2018.

[10] A. Le Reun, V. Le Louët, S. Le Corre, and V. Sobotka. Numerical simulation at the microscale for the heat transfer modelling in the thermoplastic composites laser-assisted AFP process. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 179 :108010, 2024.

[11] J. Audoit, L. Rivière, J. Dandurand, A. Lonjon, E. Dantras, and C. Lacabanne. Thermal, mechanical and dielectric behaviour of poly (aryl ether ketone) with low melting temperature. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 135 :2147–2157, 2019.

[12] PETSc-FEM : a general purpose, parallel, multi-physics FEM program (GNU). International Center of Computational Method in Engineering (CIMEC), Argentina. https ://cimec.org.ar/foswiki/Main/Cimec/PETScFEM.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le programme MATCHII, géré par l'IRT Jules Verne (Institut de Recherche Technologique en Technologies Avancées de Fabrication pour les Structures Composites, Métalliques et Hybrides), pour le financement reçu. Ils tiennent également à exprimer leur gratitude envers les partenaires industriels et académiques de ce projet : AIRBUS, LOIRETECH, DAHER, LS2N et ENSAM.

Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans une centrale photovoltaïque flottante : utilisation de la méthode des frontières immergées

Baptiste BERLIOUX[1,2*], Baptiste AMIOT[3], Joseph VERNIER[3,2], Martin FERRAND[3,4], Rémi LE BERRE[2], Oume-Lgheit RHAZI[2], Ronnie KNIKKER[1], Hervé PABIOU[1]

[1] INSA-Lyon, CNRS, CETHIL, UMR5008, F-69621, Villeurbanne, 69100, France
[2] EDF R&D - Dpt. Technology and Research for Energy Efficiency, Écuelles, 77250, France
[3] CEREA - École des Ponts, EDF R&D, Marne la Vallée, 77455, France
[4] EDF R&D - Dpt. Fluid Mechanics Energy and Environment, Chatou, 78401, France
[*](auteur correspondant : baptiste.berlioux@edf.fr)

Résumé - Les centrales photovoltaïques flottantes présentent de nombreux avantages, notamment en termes d'optimisation de la ressource foncière, de potentiel de refroidissement des modules, et de réduction de l'évaporation. La modélisation numérique par la méthode des frontières immergées est utilisée pour simuler les transferts de chaleur et de masse dans une centrale flottante, offrant une certaine finesse dans la modélisation de la géométrie. Les résultats numériques sont confrontés à des essais en soufflerie et une application au photovoltaïque flottant présente les premiers résultats de l'impact sur le taux d'évaporation.

Nomenclature

Abréviations
PV Photovoltaïque
PVF Photovoltaïque flottant
APV Agrivoltaïsme
CFD Computational Fluid Dynamics
IBM Immersed Boundary Methods
Géométries
L Longueur du domaine, m
h Hauteur du domaine, m
L_s Longueur d'entrée, m
L_{pv} Longueur du panneau, m
e_{pv} Epaisseur du panneau, m
B Hauteur du panneau, m
α Inclinaison du panneau, $^\circ$
p_{pv} Espacement entre les panneaux, m
Nr Nombre de rangées
Variables
T_w Température de l'eau, $^\circ\mathrm{C}$
q_w Humidité spécifique de l'eau, $\mathrm{kg\,kg^{-1}}$
z_0 Rugosité du sol, m
ϵ_{evap} Réduction d'évaporation
φ_T Densité de flux de chaleur, $\mathrm{W\,m^{-2}}$
φ_q Densité de flux de masse, $\mathrm{kg\,m^{-2}\,s^{-1}}$

1. Introduction

Face à la pression croissante sur les sols disponibles [1], les centrales PV s'intègrent de plus en plus dans une logique de double usage, avec des applications innovantes comme le photovoltaïque flottant (PVF) ou l'agrivoltaïsme (APV) [1, 2]. Ces approches multi-usages ne se limitent pas à optimiser la rentabilité des surfaces, mais introduisent également des interactions complexes avec les différents systèmes environnants. En modifiant le microclimat local, elles influencent directement la dynamique de différents phénomènes et inversement. Par exemple, dans le cas du PVF, les panneaux influencent les flux de chaleur et de masse au-dessus de la surface de l'eau, contribuant à réduire l'évaporation des lacs et des réservoirs [1]. En retour, les panneaux peuvent bénéficier d'un effet de refroidissement naturel (cooling effect) grâce à l'eau [1]. Ces interactions bidirectionnelles entre systèmes soulignent la nécessité de mieux comprendre

les couplages entre les performances des panneaux PV et les dynamiques des milieux qu'ils modifient. Bien que des modèles existent pour analyser ces interactions [3], ils peinent à intégrer précisément les effets conjoints des conditions météorologiques et des échanges thermiques et massiques. Ces phénomènes sont fortement influencés par les conditions locales, telles que la vitesse de l'écoulement, les niveaux de turbulence, ou encore les gradients thermiques et hydriques. Ces paramètres conditionnent l'intensité des effets observés et leur étendue. Dans ce cadre, la mécanique des fluides numériques (Computational Fluid Dynamics, CFD) apparaît comme une solution puissante, permettant de modéliser ces interactions complexes, notamment pour des systèmes comme le PVF, où l'impact sur l'évaporation et les flux de chaleur peut être crucial. Cependant, les approches classiques, basées sur une discrétisation spatiale explicite des panneaux, sont coûteuses en calcul, limitant leur application à un petit nombre de configurations [4].

Pour surmonter ces limites, cette étude propose l'utilisation de la méthode des frontières immergées (Immersed Boundary Methods, IBM) [5]. En représentant les panneaux par des termes sources artificiels intégrés dans les équations de Navier-Stokes, l'IBM simplifie la discrétisation spatiale et offre une flexibilité dans la modification des configurations [6]. Cette méthode ouvre la possibilité d'explorer systématiquement les interactions entre la centrale PV et son environnement, en vue d'optimiser à la fois sa performance et son impact sur l'environnement. Dans un premier temps, cette étude confronte les résultats numériques à des essais en soufflerie publiés permettant d'approuver la méthode. Puis, l'analyse des flux de chaleur et de masse est menée dans la configuration d'une centrale flottante.

2. Matériel et méthode

2.1. Modélisation numérique

Dans cette étude, les simulations numériques sont réalisées à l'aide du logiciel de calcul volumes-finis code_saturne [7], dont le module atmosphérique intégré constitue un outil adapté à la modélisation des phénomènes climatiques complexes. Le logiciel permet de calculer une large gamme de variables pertinentes pour l'étude des interactions climatiques, notamment les champs de vitesse, de pression, de température, de densité et d'humidité. Ces grandeurs sont déterminées grâce à la résolution numérique des équations de Navier-Stokes couplées à des modèles de transfert thermique et de transport de masse. Le modèle RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) est utilisé pour calculer les quantités moyennes des variables d'intérêt et la turbulence est modélisée à l'aide du modèle $k - \epsilon$ production linéaire [8].

Dans le cadre de simulations numériques impliquant des objets immergés dans un écoulement, la représentation explicite de la géométrie à l'aide d'un maillage conforme peut s'avérer particulièrement coûteuse en termes de temps de calcul et de ressources. Afin de surmonter ces limitations, la méthode des frontières immergées constitue une approche prometteuse, permettant d'intégrer les effets des objets solides dans un maillage cartésien. Elle évite ainsi la nécessité de raffiner localement autour des géométries complexes ou de remailler le domaine pour chaque configuration géométrique [5]. L'IBM repose sur l'introduction de termes sources artificiels dans les équations de Navier-Stokes, permettant de reproduire les effets des obstacles sur l'écoulement sans nécessiter de discrétisation explicite de leur surface.

2.2. Présentation de la configuration Soufflerie

La première partie de l'étude s'attache à démontrer que l'IBM est bien adaptée à l'étude des centrales solaires. À cette fin, une configuration de référence est utilisée, inspirée des travaux expérimentaux de Glick et al. [9, 10], qui ont analysé l'impact de panneaux photovoltaïques sur l'écoulement d'une veine atmosphérique. Ainsi, le domaine de calcul reproduit en 2D la veine de soufflerie décrite dans [10] qui mesure $L = 5\,\mathrm{m}$ de long et $h = 0.8\,\mathrm{m}$ de haut (voir Figure 1). À une distance $L_s = 2.6\,\mathrm{m}$ de l'entrée, dix rangées ($Nr = 10$) de panneaux photovoltaïques réduits sont positionnés. Chaque panneau a une longueur de $L_{pv} = 50.8\,\mathrm{mm}$ et une épaisseur de $e_{pv} = 5.3\,\mathrm{mm}$. L'espacement entre deux rangées de panneaux est fixé à $p_{pv} = 88\,\mathrm{mm}$. Ceux-ci sont placés à une hauteur $B = 38\,\mathrm{mm}$ par rapport au sol. Quatre inclinaisons sont étudiées : $\alpha = -30°$, $\alpha = 15°$, $\alpha = 30°$ et $\alpha = 45°$. Les panneaux sont modélisés implicitement dans ce domaine grâce à la méthode des frontières immergées, telle que décrite dans la section 2.2.

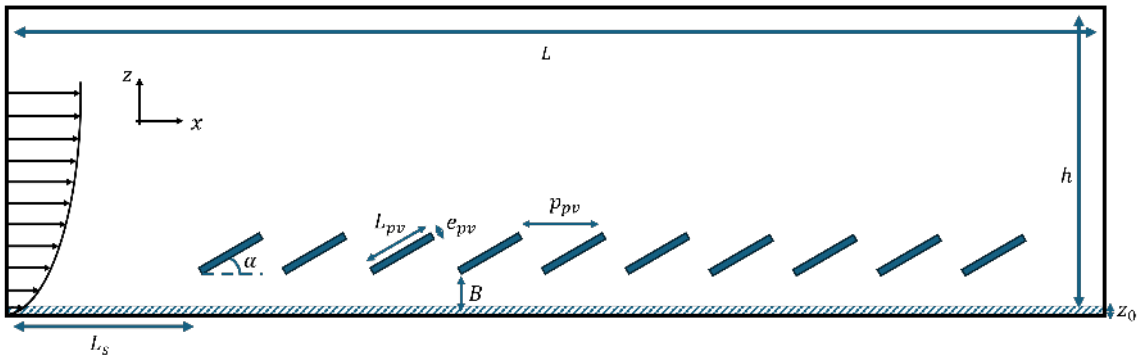


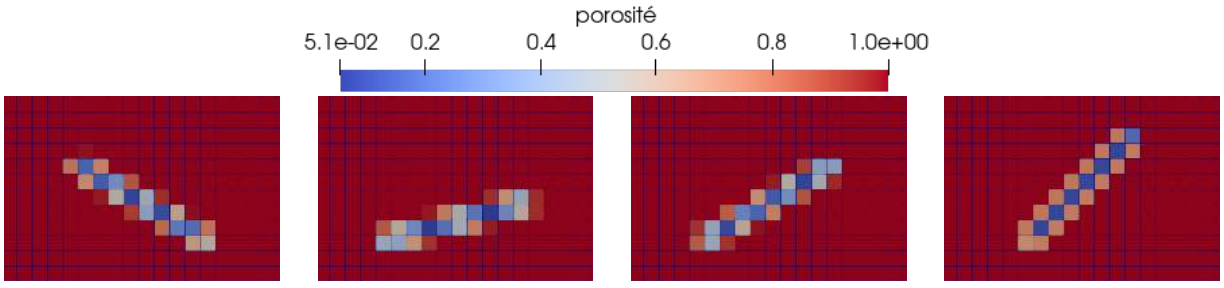
Figure 1 : *Schéma du domaine de calcul et de la configuration bidimensionnelle étudiée.*

Les conditions limites utilisées reprennent celles décrites dans [9], avec un profil de vitesse turbulent imposé en entrée pour reproduire l'écoulement dans la soufflerie. Au sol, une rugosité équivalente à $z_0 = 5\,\mathrm{mm}$ est appliquée afin de simuler une couche limite atmosphérique. La sortie du domaine est laissée libre.

Le domaine est discrétisé à l'aide d'un maillage cartésien, conçu de manière à ce que chaque panneau (incliné à $\alpha = 45°$) soit représenté par au moins 8 cellules dans sa longueur (voir Figure 2). Dépendant de la position du panneau, sa proportion immergé dans chaque cellule varie. Cette proportion est appelée porosité $\phi_{poro} = V_F/V_T$, où V_F étant la volume fluide et V_T le volume totale de la cellule. Après une étude d'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage, le maillage final contient un total de $144\,000$ cellules, permettant d'obtenir des résultats stabilisés sans variations significatives au raffinement supplémentaire. L'IBM offre un avantage considérable dans ce contexte, car elle permet de modéliser différentes configurations des panneaux (quatre inclinaisons ici) en utilisant un maillage cartésien unique, sans nécessiter de remaillage pour chaque configuration. Cela réduit significativement les coûts de calcul et simplifie la mise en œuvre des simulations. Cette méthode est particulièrement adaptée aux études paramétriques, comme celles impliquant des variations de l'inclinaison ou de la position des objets, car elle permet de conserver un maillage fixe tout en modifiant la géométrie immergée.

2.3. Présentation de la configuration PVF

Une seconde partie de l'étude propose d'utiliser les IBM pour un cas typique d'une installation photovoltaïque flottante en transposant la géométrie de la centrale étudiée en soufflerie dans



(a) $\alpha = -30°$ (b) $\alpha = +15°$ (c) $\alpha = +30°$ (d) $\alpha = +45°$

Figure 2 : *Représentations implicites des panneaux dans le maillage pour les configurations étudiées.*

un domaine ouvert à échelle réelle. Le domaine de calcul, illustré à la Figure 1, est alors adapté pour représenter une configuration réaliste, avec des dimensions caractéristiques : une longueur de $L = 150\,\mathrm{m}$, une hauteur de $h = 30\,\mathrm{m}$, et une longueur d'entrée de $L_s = 86\,\mathrm{m}$. Les dimensions des panneaux photovoltaïques sont également ajustées, avec une longueur $L_{pv} = 1\,\mathrm{m}$, une épaisseur de cadre de $e_{pv} = 0.04\,\mathrm{m}$, et une inclinaison représentative pour des centrales flottantes, fixée à $\alpha = 12°$. La surface inférieure, représentant le lac, est modélisée avec une rugosité réduite, conformément au modèle de Charnock [11]. Une température de surface constante $T_w = 16\,°\mathrm{C}$ est imposée, et l'air est supposé saturé en humidité spécifique q_w à cette interface. Les conditions en entrée du domaine sont définies conformément à la théorie de similitude de Monin-Obukhov [12], avec, à $10\,\mathrm{m}$ d'altitude, une vitesse de $4\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, une température de $15\,°\mathrm{C}$, et une humidité relative de $50\,\%$. La vitesse de frottement $u_\star = 0.54\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ est fixée, garantissant une représentation réaliste de la couche limite atmosphérique et des interactions entre l'écoulement et la surface lacustre.

Cette étude examine l'impact des panneaux photovoltaïques sur les échanges thermiques et massiques à l'interface air-eau, en se concentrant sur les densités de flux de chaleur φ_T et de masse φ_q. En pratique ces densités de flux sont directement données par les lois de parois du modèle CFD [13]. En particulier, l'analyse se concentre sur l'impact des centrales photovoltaïques flottantes sur le taux d'évaporation. L'un des principaux avantages de ces installations réside dans leur capacité à limiter les pertes d'eau par évaporation.

$$\epsilon_{evap} = 1 - \frac{\phi_q^{PV}}{\phi_q^{Libre}} \tag{1}$$

où ϕ_q^{PV} est le flux de masse observé en présence des panneaux photovoltaïques et ϕ_q^{Libre} est le flux de masse mesuré pour une surface libre, en l'absence de panneaux.

3. Résultats et discussion

3.1. Confrontation du modèle avec la configuration Soufflerie

Une première partie des résultats est dédiée à l'étude de la dynamique de l'écoulement dans la configuration Soufflerie (voir section 2.2.) afin d'évaluer la pertinence des IBM pour reproduire l'écoulement atmosphérique au sein d'une centrale solaire. La Figure 3 montre une bonne correspondance qualitative des simulations avec les mesures de vitesse horizontale ($\overline{u}/U_0$) et les contraintes de Reynolds ($-\overline{u'v'}/U_0^2$) normalisées par U_0, la vitesse moyenne de l'écoulement libre ($z = 0.225\,\mathrm{m}$), fixée à $3.57\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ [9]. Les profils présentés sont des moyennes spatiales calculées entre les rangées 8 et 9, pour des inclinaisons $\alpha = -30°$ et $\alpha = 30°$.

Les profils de vitesse ($\overline{u}/U_0$, Figure 3) mettent en évidence trois zones caractéristiques. Sous les panneaux, le profil de vitesse imposé par confinement de l'écoulement entre le sol et les panneaux est bien reproduit numériquement sauf pour $\alpha = -30°$, qui correspond à un vent venant de l'arrière du panneau. Dans ce cas, le modèle sous-estime la vitesse liée à la déviation de l'écoulement vers le bas. En revanche, la contrainte de cisaillement turbulent est très bien estimée dans cette zone quels que soient les angles. Dans le sillage des panneaux, une diminution rapide de la vitesse est observée, associée aux recirculations et à la dissipation des structures turbulentes. Ces phénomènes sont correctement modélisés, mais les pics de cisaillement dans cette zone sont légèrement sous-estimés toujours pour $\alpha = -30°$. Au-dessus des panneaux, le profil de vitesse moyenne suit assez bien le profil expérimental. De même, le profil de cisaillement turbulent est assez bien représenté, avec une légère surestimation pour $\alpha = 30°$ et une sous-estimation pour $\alpha = -30°$.

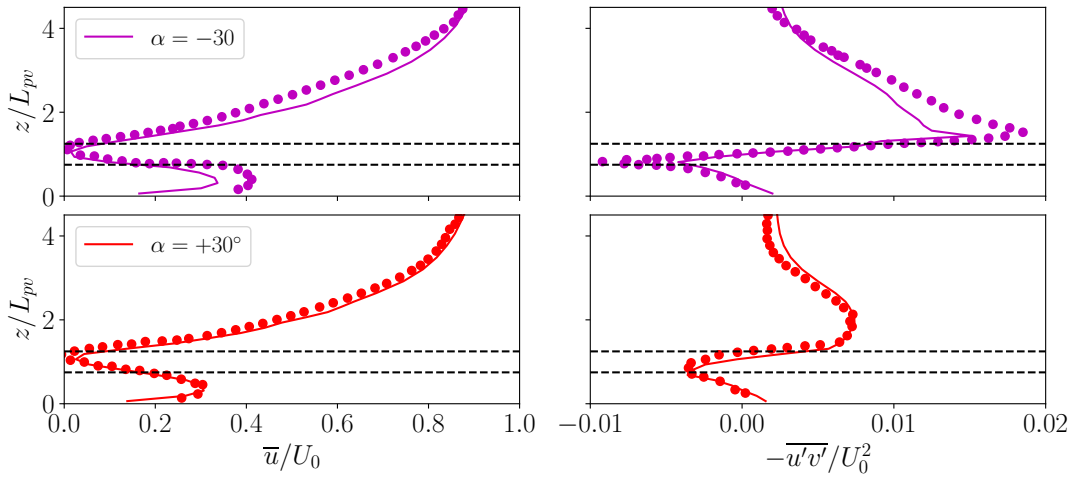


Figure 3 : *Comparaison des profils de vitesse $\overline{u}/U_0$ et des contraintes de Reynolds $-\overline{u'v'}/U_0^2$ expérimentaux (•) [10] et numériques (−).*

Quantitativement, les indicateurs $RMSE$ (écart quadratique moyen) et MBE (erreur moyenne des écarts) pour la vitesse moyenne, calculé sur la hauteur du profil normalisé, confirment la précision globale du modèle, tout en mettant en évidence une légère surestimation des vitesses dans certaines zones (voir tableau 1).

Tableau 1 : *Indicateurs statistiques entre les valeurs expérimentales [10] et numériques des profils de vitesse et contrainte de Reynolds*

α [°]	-30		$+15$		$+30$		$+45$	
	$\overline{u}/U_0$	$-\overline{u'v'}/U_0^2$	$\overline{u}/U_0$	$-\overline{u'v'}/U_0^2$	$\overline{u}/U_0$	$-\overline{u'v'}/U_0^2$	$\overline{u}/U_0$	$-\overline{u'v'}/U_0^2$
$RMSE$	0.071	0.003	0.048	0.001	0.037	0.001	0.048	0.002
MBE	0.023	−0.001	0.029	0.001	0.026	0.001	0.039	0.002

Dans le cadre des objectifs globaux de cette étude sur les transferts de masse et de chaleur dans une centrale photovoltaïque flottante, cette première analyse met en évidence la capacité de l'IBM à modéliser fidèlement l'écoulement au sein d'un tel système. En effet, ces phénomènes sont fortement influencés par la vitesse et le niveau de turbulence à proximité de la surface du lac [14], rendant indispensable une représentation précise de l'écoulement. Le

modèle développé constitue ainsi une base fiable pour étudier les interactions entre les panneaux photovoltaïques flottants et les flux thermiques et massiques à l'interface air-eau. Grâce au niveau de discrétisation des modules (Figure 2), il reproduit avec une bonne précision les principales caractéristiques de l'écoulement. Des améliorations, telles qu'un maillage plus fin ou l'utilisation de modèles de turbulence avancés (LES), pourraient affiner encore les résultats en réduisant les écarts observés. Toutefois, ces approches impliqueraient un coût de calcul significativement plus élevé, limitant leur applicabilité dans le cadre d'études nécessitant un grand nombre de simulations. Ainsi, la précision atteinte avec ce modèle est jugée suffisante pour analyser l'impact de la géométrie d'une centrale photovoltaïque flottante sur les transferts de chaleur et de masse, tout en conciliant rigueur numérique et faisabilité computationnelle.

3.2. Transfert de chaleur et de masse à la surface d'un lac pour une configuration PVF

La configuration PVF (décrite dans la section 2.3.) est reprise pour l'étude des transfert de chaleur et de masse dans le cadre d'une centrale PVF. Dans un premier temps, le nombre de rangée (Nr) est fixé à 10, la hauteur B à $0.2\,\mathrm{m}$ et l'espacement entre les rangées (p_{pv}) à $2\,\mathrm{m}$. La Figure 4 présente le champ de température autour des panneaux, mettant en évidence l'influence de leur présence sur la distribution thermique créée par une eau un peu plus chaude que l'air en entrée du domaine. On observe une accumulation de chaleur dans les zones situées sous et en aval des panneaux, due à la perturbation de l'écoulement et aux échanges réduits avec l'air ambiant dans ces régions.

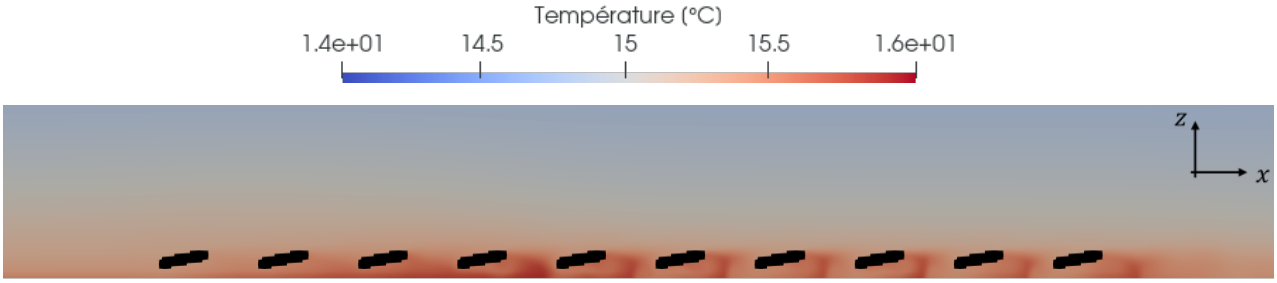


Figure 4 : *Température* [°C] *proche des panneaux. La hauteur du domaine montré est de* $4L_{pv}$

Ces fluctuations thermiques le long de la centrale se traduisent par des variations des flux de chaleur comme le montre la Figure 5 qui présente les densités de flux de chaleur thermique et massique à la surface de l'eau. Le pic observé juste en amont de la centrale – pic également observé en amont de chaque panneau – correspond à une intensification des échanges liée à une déviation par les panneaux de l'écoulement principal, ce qui entraîne une augmentation du transport vertical de chaleur et de masse. Sous les panneaux (zones grisées dans la Figure 5), la vitesse de l'écoulement est fortement réduite, ce qui limite les échanges avec la surface du lac et diminue les transferts de chaleur et de masse. Entre les panneaux, la vitesse du vent à tendance à augmenter à nouveau provoquant une croissance des flux. D'autres simulations montrent que cette augmentation est d'autant plus importante que l'espacement entre les panneaux (paramètre p_{pv} sur la Figure 1) est grand. On notera également que les flux de masse et de chaleur sont très corrélés dans notre étude, ce qui traduit le fait qu'ils sont principalement gouvernés par les fluctuations de vitesse de l'écoulement turbulent. Cette proportionnalité s'explique par l'absence de prise en compte de l'échauffement des panneaux dans le modèle actuel ainsi que l'absence de transfert radiatif (le flux de chaleur calculé est uniquement un flux convectif).

Afin d'identifier une configuration optimale favorisant la réduction de l'évaporation (voir

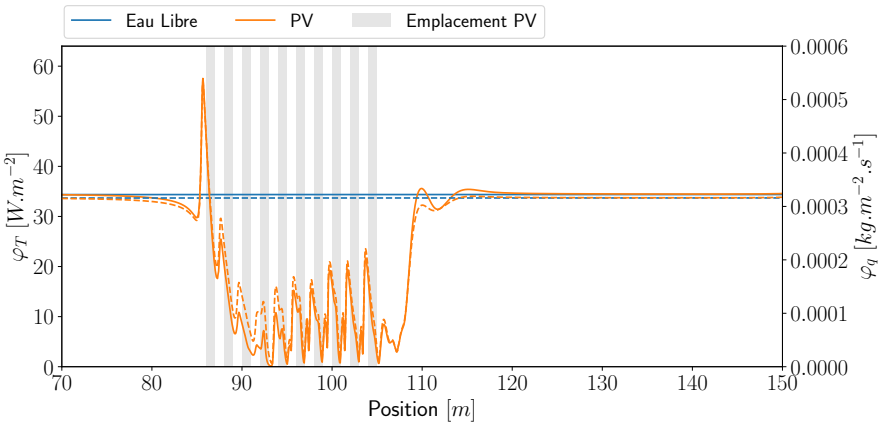


Figure 5 : *Densités de flux de chaleur φ_T $(-)$ et de masse φ_q $(--)$ à la surface du lac entre* 70 m *et* 130 m. *Les zones grises correspondent à l'emplacement des panneaux.*

équation 1), nous avons étudié l'effet de trois paramètres géométriques : le nombre de rangées (Nr), la hauteur des panneaux (B) et l'espacement entre les rangées (p_{pv}). La Figure 6 présente la réduction de l'évaporation selon trois paramètres. Comme attendu, une couverture plus dense du lac (nombre de rangées Nr élevé) réduit l'évaporation, avec une évolution linéaire. En revanche, lorsque la hauteur B des panneaux dépasse $0.75\,\mathrm{m}$, leur effet diminue, devenant négligeable à $2\,\mathrm{m}$. Enfin, l'espacement p_{pv} présente un optimum autour de $5\,\mathrm{m}$. Trop rapprochés, les panneaux n'agissent que localement. Inversement, si trop éloignés, la couche limite de l'air a suffisamment de distance pour se redévelopper pleinement entre deux rangées rendant les panneaux indépendants les uns des autres. Dans ce cas, en amont de chaque panneau, le flux d'évaporation φ_q augmente à nouveau, annulant une partie de l'effet protecteur. Ces résultats sont particulièrement intéressants, car ils mettent en lumière une différence notable entre les centrales PVF et celles installées au sol, où l'objectif est généralement de maximiser le taux d'occupation des surfaces. De plus, ces observations s'alignent avec les récentes réglementations qui recommandent d'espacer davantage les panneaux flottants [15] afin de limiter leur impact sur la qualité de l'eau et à préserver la faune et la flore aquatiques.

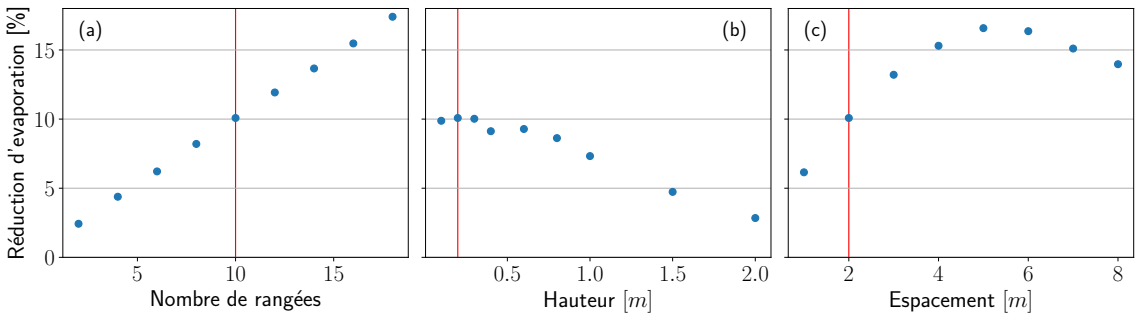


Figure 6 : *Réduction d'évaporation pour différentes configurations de centrale. La ligne verticale rouge représente la configuration de référence.*

4. Conclusion et perspectives

Cette étude montre la capacité des IBM à modéliser l'écoulement proche de panneaux photovoltaïques révélant l'impact de la hauteur, l'espacement, et du nombre de panneaux sur la

réduction de l'évaporation. Elle pose les bases pour des analyses plus approfondies des interactions complexes entre les panneaux photovoltaïques, l'air et l'eau. Les travaux futurs pourraient intégrer des paramètres supplémentaires – température des panneaux, effets des flotteurs, dynamique thermique de la surface lacustre – afin de mieux appréhender et optimiser les performances des centrales PVF.

Références

[1] A Sahu, N Yadav, and K Sudhakar. Floating photovoltaic power plant : A review. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 66 :815–824, 2016.

[2] H Dinesh and J M Pearce. The potential of agrivoltaic systems. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 54 :299–308, 2016.

[3] S Gorjian, H Sharon, H Ebadi, K Kant, F B Scavo, and G M Tina. Recent technical advancements, economics and environmental impacts of floating photovoltaic solar energy conversion systems. *Journal of Cleaner Production*, 278 :124285, 2021.

[4] C M Jubayer and H Hangan. A numerical approach to the investigation of wind loading on an array of ground mounted solar photovoltaic (PV) panels. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 153 :60–70, 2016.

[5] R Mittal and G Iaccarino. Immersed boundary methods. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37 :239 – 261, 2005.

[6] G F Narváez, M. Ferrand, T. Fonty, and S. Benhamadouche. Automatic solid reconstruction from 3-d points set for flow simulation via an immersed boundary method. In *Int. Conf. Finite on Volumes for Complex Applications*, pages 355–363. Springer, 2023.

[7] F Archambeau, N Méchitoua, and M Sakiz. Code Saturne : A Finite Volume Code for Turbulent flows - Industrial Applications. *IJFV*, 1(1), 2004.

[8] V Guimet and D Laurence. A linearised turbulent production in the k-ε model for engineering applications. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5*, pages 157–166. Elsevier, 2002.

[9] A Glick, N Ali, J Bossuyt, G Recktenwald, M Calaf, and R B Cal. Infinite photovoltaic solar arrays : Considering flux of momentum and heat transfer. *Renewable Energy*, 156 :791–803, 2020.

[10] A Glick, S E Smith, N Ali, J Bossuyt, G Recktenwald, M Calaf, and R B Cal. Influence of flow direction and turbulence intensity on heat transfer of utility-scale photovoltaic solar farms. *Solar Energy*, 207 :173–182, 2020.

[11] H Charnock. Wind stress on a water surface. *Q. J. R. Meteo. Soc*, 81(350) :639–640, 1955.

[12] A.S Monin and A.M Obukhov. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Akad. Nauk. SSSR Geophiz. Inst.*, 24 :163–187, 1954.

[13] J F Wald. *Lois de paroi adaptatives pour un modèle de fermeture du second ordre dans un contexte industriel*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2016.

[14] B Berlioux, B Amiot, M Ferrand, R Le Berre, O L Rhazi, J Vidal, H Pabiou, and R Knikker. Numerical analysis of evaporation reduction in floating photovoltaic power plants : influence of design parameters. *EPJ Photovoltaics*, 16 :4, 2025.

[15] R Maier, L Lütz, S Risch, F Kullmann, J Weinand, and D Stolten. Potential of floating, parking, and agri photovoltaics in Germany. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 200 :114500, 2024.

Thème 6

Métrologie et Techniques Inverses

Caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau composite thermoplastique 497
Optimizing climate data integration for thermal properties characterization in building walls: A comparative investigation of fitting techniques and inversion algorithms using thermal quadrupoles 505
A novel parametric spectral technique to solve inverse heat problems for the estimation of wall thermophysical properties 513
Caractérisation de matériaux à changement de phase solide-liquide par bilan entropique 521
Utilisation de modèles analytiques pour les procédés de thermoablation 527
Estimation of the heat flux imposed by a diode-laser on a paste 535
Estimation of infrared detector bandwidths and effect on the Pulsed Periodic Photothermal Radiometry performance 543
Pour une estimation simultanée des conductivités de matériaux orthotropes par thermographie . . . 551
Caractérisation thermo-physique d'un matériau à changement de phase avec surfusion incluant l'évaluation du flux dissipé lors de la phase de recalescence 559
Mesure thermo-rhéologique des écoulements polymères : avancées scientifiques et application aux procédés d'injection 567
Estimation tridimensionnelle de densité de flux de chaleur par méthode séquentielle de spécification de fonction avec régularisation 575
Identification de la conductivité thermique d'un composite à matrice thermodurcissable en cours de réticulation 583
Experiment-based Reduced Order Model by MIM applied to empty beehives for temperature prediction 591
Identification de la thermo-dépendance de la conductivité de matériaux isolants par modèles réduits modaux 599

Caractérisation thermique d'un matériau composite thermoplastique

Philippe Reulet[1*], Morgane Veca[1]

[1] Onera/DMPE, Université de Toulouse, 31055 Toulouse, France
[*] (auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

Résumé – Les travaux présentés concernent la caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau composite thermoplastique. Un modèle de dégradation thermique basé sur trois réactions est proposé. Les paramètres des lois d'Arrhenius associées à ces réactions sont identifiés par des essais ATG/DSC. Les propriétés thermo-optiques sont mesurées. Enfin les propriétés thermophysiques sont identifiées en fonction de la température, pour deux stratifications : unidirectionnelle et quasi-isotrope. Ces mesures n'ont pu être réalisées que dans l'état vierge du matériau et devraient être complétées par la caractérisation de l'état dégradé.

Nomenclature

A	facteur pré-exponentiel, s^{-1}
C_p	capacité calorifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
E_A	énergie d'activation, $J \cdot mol^{-1}$
k	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
l	dimensions échantillon, m
MLR	Mass Loss Rate, s^{-1}
m	masse échantillon, g
μ	facteur massique produit de la réaction, $-$
n	ordre de la réaction, $-$
T	température, $°C$
t	temps, s
Y	fraction massique, $-$
Indices et exposants	
0	initial
x, y	directions dans le plan de l'échantillon
z	direction suivant l'épaisseur

1. Introduction

Le comportement ou réaction au feu des matériaux aéronautiques est étudié dans le but de la certification des structures pour les applications avion ou moteur. L'apparition de matériaux composites a permis de développer de nouvelles structures plus légères. Il est alors nécessaire de comprendre les phénomènes qui se produisent lorsque le matériau est soumis à un événement feu.

L'Onera travaille depuis de nombreuses années sur les méthodologies de caractérisation des propriétés thermiques des matériaux composites orthotropes [1][2][3]. Le protocole mis en œuvre pour cette caractérisation se décompose en deux étapes : propriétés thermochimiques et propriétés thermophysiques. Les propriétés thermochimiques sont identifiées à partir d'essais ATG/DSC (Analyse Thermo Gravimétrique/Differential Scanning Calorimetry) pour définir les réactions chimiques de dégradation du matériau en fonction de la température et obtenir les paramètres associés à ces réactions. Les propriétés thermophysiques sont identifiées par des essais sur le banc BLADE-HT développé à l'Onera dans le cadre du projet PHYFIRE2. Il s'agit de déterminer le tenseur de conductivités thermiques et la capacité calorifique en fonction de la température et en fonction de l'état de dégradation du matériau. Pour cela deux séries d'essais doivent être réalisées : d'une part avec le matériau vierge (résine + fibres) et d'autre part avec le matériau dégradé (char + fibres). L'obtention des échantillons dans l'état dégradé, nécessaires pour ces caractérisations, passe par des essais dans un four de calcination à température constante : le protocole est défini à partir de simulations basées sur le modèle thermochimique. Cette méthodologie a été appliquée précédemment à la caractérisation d'un matériau composite utilisé dans le domaine spatial [4].

Les propriétés identifiées lors de ces essais permettent ensuite de remonter aux propriétés de chaque constituant (résine et char) en se basant sur les propriétés des fibres données dans la littérature. Lors des simulations numériques avec le code MODETHEC [5], les propriétés locales sont recalculées à partir des propriétés de chaque constituant, de la température et de l'état de dégradation locale du matériau.

Il existe de nombreuses méthodes de caractérisation de la dégradation thermique de matériaux, qui s'appuient généralement sur des essais ATG. La difficulté réside dans l'identification du modèle et des paramètres des réactions mises en jeu. On peut citer un article récent qui développe une méthode automatisée [6]. Les matériaux composites renforcés par des fibres sont très divers, c'est pourquoi il est difficile de comparer les résultats obtenus à la littérature. On peut citer l'étude de Tranchard [7] qui met en œuvre des méthodes différentes pour la caractérisation des propriétés thermophysiques d'un matériau renforcé avec les mêmes fibres que celles utilisées dans nos travaux.

2. Description des échantillons

Le matériau choisi est un composite thermoplastique pré-imprégné, de Toray Advanced Composites, à base de fibres de carbone T700GC de grammage 145 g/m² et de résine thermoplastique PAEK (PolyArylEtherKetone) à 34% en masse. Des plaques de dimensions $230 \times 125\ mm^2$ ont été fabriquées suivant deux types de stratifications pour obtenir des épaisseurs d'environ 2 mm : UniDirectionnel (UD) avec un empilement de 16 plis à 0° et Quasi-Isotrope (QI) avec un empilement de 16 plis à 0°/+45°/+90°/-45°.

A partir de ces plaques, les échantillons aux dimensions adaptées aux bancs d'essais sont découpés par jet d'eau, moyen adapté aux matériaux composites stratifiés.

3. Cinétique de dégradation du matériau composite thermoplastique

Le modèle de dégradation du matériau est identifié à partir des mesures de perte de masse réalisées par l'ATG/DSC3+. Ces mesures sont ensuite post-traitées par le logiciel ADETHEC initialement développé dans le cadre de la thèse de V. Biasi [3]. Il permet de définir les constituants du matériau et les réactions de pyrolyse ou oxydation et d'identifier les paramètres des lois d'Arrhenius pour chaque réaction. Lors de ces essais, la DSC donne accès au flux de chaleur qui permet de calculer les chaleurs de réaction (exo/endothermiques) par intégration.

Les mesures ont été réalisées pour trois vitesses de chauffe (2, 5, 10 K/min), atmosphère inerte (azote) ou oxydante (air) et chaque condition est répétée au minimum trois fois. L'analyse des courbes expérimentales permet de définir un modèle de dégradation basé sur trois réactions (Figure 1). Chaque réaction de l'espèce Rj, qui crée le produit Pj, est modélisée par une loi d'Arrhenius pour définir la variation de la fraction massique de l'espèce Rj :

$$R_j \rightarrow \mu_j P_j + (1 - \mu_j) Gaz$$

$$\frac{dY_{Rj}}{dt} = -Y_{Rj_0}.A_j.\exp\left(-\frac{E_{A_j}}{R \cdot T}\right).\left(\frac{Y_{Rj}}{Y_{Rj_0}}\right)^{n_j} \quad \text{avec } R = 8{,}314\ J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$$

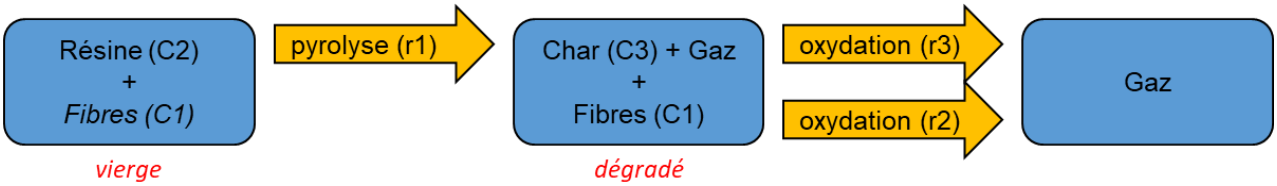


Figure 1 – Schéma du modèle de dégradation à trois réactions

La recherche des paramètres des lois d'Arrhenius $(\mu, A, E_A, n)_{j=1,r}$ est réalisée par le logiciel ADETHEC par minimisation des écarts quadratiques entre les mesures et les grandeurs calculées par le modèle, en prenant en compte la perte de masse (courbe m/m_0) et sa dérivée temporelle $MLR = d(m/m_0)/dt$. Les paramètres obtenus après optimisation sont présentés dans le Tableau 1. Pour une vitesse de chauffe de $10\ K/min$, il est possible de calculer les températures d'activation des réactions r1, r2 et r3, qui sont respectivement 551, 676 et 598°C.

	Espèce	Y_0
C1	Fibres	66%
C2	Résine	34%
C3	Char	0

Réaction	**Réactant**	**Produit**	μ	**Oxydation**	A	E_A	n
r1	C2	C3	0,65	Non	$1{,}0^E45$	$7{,}50^E5$	2,0
r2	C1	-	0	Oui	$1{,}0^E5$	$1{,}48^E5$	0,5
r3	C3	-	0	Oui	$1{,}0^E14$	$2{,}83^E5$	1,6

Tableau 1 – Paramètres du modèle de dégradation du matériau composite thermoplastique

La comparaison entre les mesures et les résultats du modèle est tracée sur la Figure 2 en haut pour les essais avec balayage d'azote et en bas pour les essais avec balayage d'air, pour les trois vitesses de chauffe. Le modèle permet de bien reproduire les courbes de perte de masse des six essais sélectionnés, les écarts quadratiques sont inférieurs à 3,2%. Les écarts les plus importants sont dus à la perte de masse mesurée avec balayage d'azote pour des températures supérieures à 600°C, phénomène probablement dû à une oxydation avec une présence d'oxygène résiduelle ou générée par l'échauffement du matériau. Les courbes des dérivées de la perte de masse sont reproduites avec des écarts quadratiques plus importants, de l'ordre de 10%. Ces écarts sont principalement dus à un décalage des températures auxquelles les réactions s'activent, en fonction de la vitesse de chauffe, ce qui n'est pas parfaitement reproduit par le modèle.

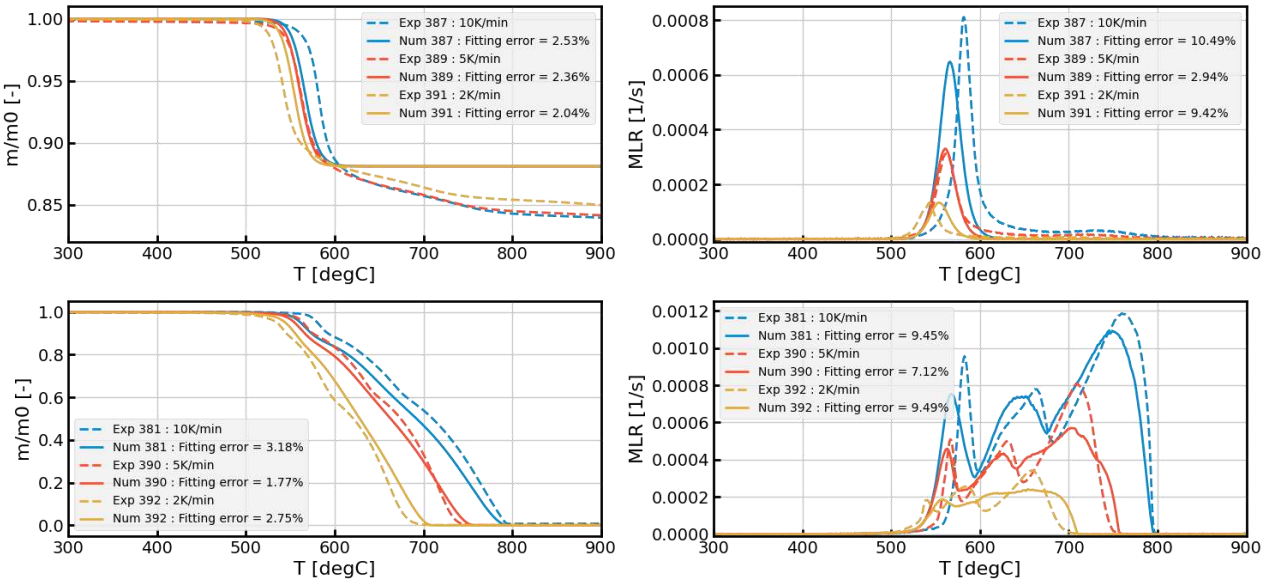


Figure 2 – Comparaison mesures ATG et calcul (haut : balayage azote, bas : balayage air)

Suite à l'identification du modèle de dégradation, il est nécessaire de faire l'estimation des enthalpies de réaction, en suivant la procédure expliquée dans [3]. Toutes les enthalpies de réaction sont calculées par ADETHEC par intégration des courbes de DSC, pour chaque vitesse de chauffe et pour chaque réaction. Le Tableau 2 donne les valeurs obtenues après optimisation.

Réaction	r1	r2	r3
Enthalpie [J/g]	2033	12795	13556

Tableau 2 – Enthalpies des réactions calculées par ADETHEC

4. Propriétés thermophysiques du matériau composite thermoplastique

Le montage BLADE-HT (Figure 3) permet de caractériser les propriétés thermophysiques de matériaux orthotropes. Il s'agit de caractériser simultanément la capacité calorifique et le tenseur de conductivité thermique en fonction de la température.

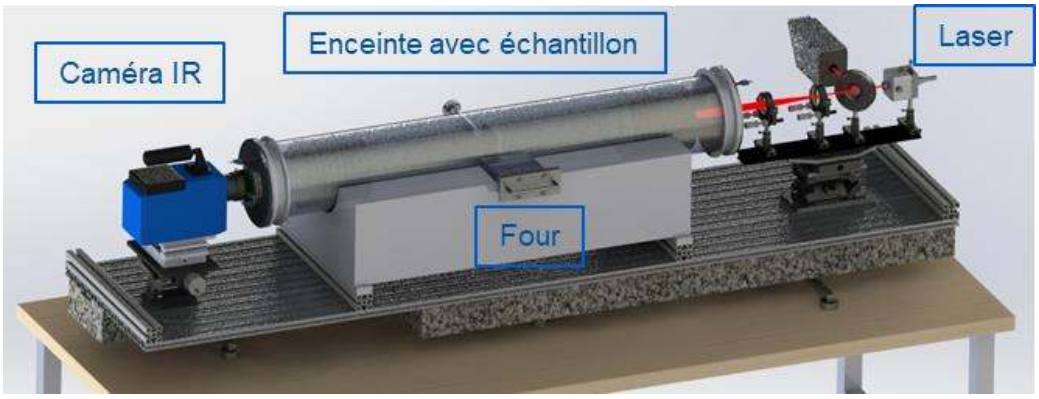


Figure 3 – Banc BLADE-HT

Seule la campagne de caractérisation du matériau composite thermoplastique vierge a pu être réalisée. En effet compte tenu de la proximité des températures d'activation des réactions de pyrolyse (r1) et d'oxydation du char (r3), il n'a pas été possible d'obtenir des échantillons à l'état dégradé. Pour cela il faudrait un four de calcination sous atmosphère inerte.

4.1. Emissivité du matériau

Les émissivités infrarouge et UV/visible sont obtenues à partir de mesures de réflectance hémisphérique à l'aide de deux spectromètres. Dans le spectre UV/visible (250 à 2500 nm), on utilise un spectromètre Lambda 1050 de Perkin-Elmer. Pour le spectre infrarouge (3,0 à 21 µm), on utilise un spectromètre Bruker-Equinox. L'incertitude de ces mesures est inférieure à 2%.

Les mesures sont réalisées sur 4 échantillons (2 UD et 2 QI), sur les deux faces des échantillons. Une mesure supplémentaire est effectuée en tournant un échantillon de 90° pour voir le possible effet de la direction des fibres dans la première couche du matériau. Les courbes d'émissivité spectrale de ces 9 mesures sont tracées sur la Figure 4. Ces courbes sont parfaitement superposables : aucun effet de la face de mesure ou du type d'empilement n'apparaît.

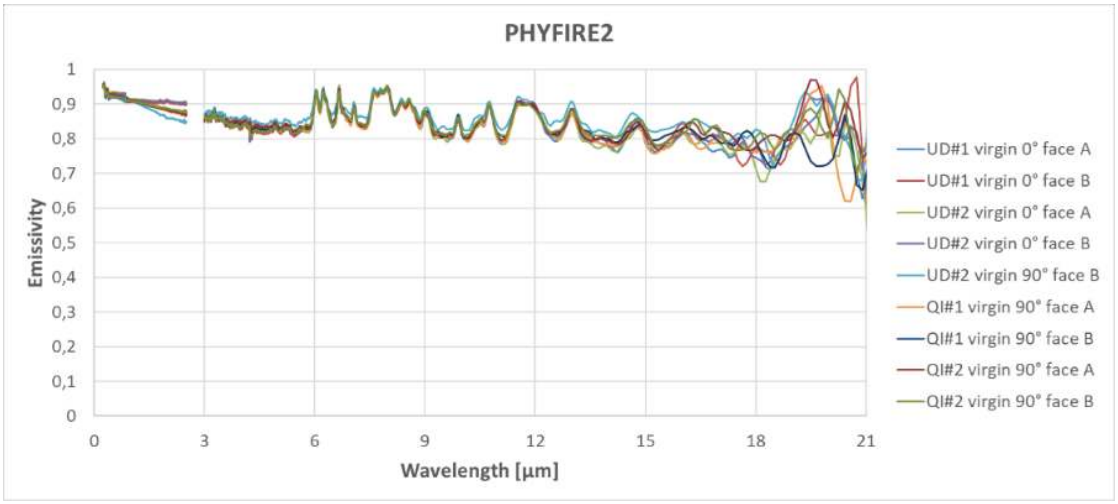


Figure 4 – Emissivité spectrale (matériau vierge)

A partir de la moyenne de ces courbes une émissivité spectrale moyenne est calculée. Les valeurs d'émissivité totales sont calculées en intégrant la loi de Planck pour chaque intervalle de longueurs d'ondes (Tableau 3). La première ligne correspond à l'absorptivité du matériau à la longueur d'onde du laser. Les courbes spectrales étant relativement plates, les émissivités totales sont très proches et relativement indépendantes de la température.

absorptivité laser (1080 nm)	0,91
infrarouge complet $[3{,}0\mu m; 21\mu m]$	0,84
caméra SC7650 MWIR $[3{,}0\mu m; 5{,}1\mu m]$	0,83

Tableau 3 – Emissivité totale (matériau vierge)

4.2. Mesure de la masse volumique et de la porosité ouverte

Avant les essais dans le banc BLADE-HT, il faut connaître la masse volumique du matériau. Le Tableau 4 donne les mesures des quatre échantillons dans l'état vierge (#1 & #2). Ils sont pesés (colonne « masse ») et mesurés (colonnes « lx », « ly », « Epaisseur ») afin de déterminer la masse volumique dimensionnelle du matériau (colonne « masse vol. (d) »). Dans un deuxième temps, quatre échantillons (#3 & #4) de plus petites dimensions sont également mesurés et pesés et ces grandeurs sont comparées à des mesures par pesée hydrostatique à l'alcool (colonne « masse vol. (p) ») qui permet également de caractériser la porosité ouverte des échantillons (colonne « porosité »).

#éch.	**état**	**masse** [g]	**lx** [mm]	**ly** [mm]	**épaisseur** [mm]	**masse vol. (d)** [kg/m^3]	**masse vol. (p)** [kg/m^3]	**porosité [%]**
QI#1	vierge	35,1630	100,20	100,25	2,20	1591	-	-
UD#1	vierge	35,4886	100,20	100,23	2,20	1606	-	-
QI#2	vierge	34,6428	100,20	100,20	2,20	1553	-	-
UD#2	vierge	35,3080	100,20	99,20	2,25	1579	-	-
QI#3	vierge	2,9284	30,19	30,20	2,11	1522	1526	0,1%
UD#3	vierge	3,1726	30,19	30,18	2,22	1568	1536	0,4%
QI#4	vierge	2,9032	30,18	30,19	2,07	1539	1533	1,1%
UD#4	vierge	3,2164	30,20	30,20	2,24	1574	1522	0,2%

Tableau 4 – Mesure de la masse volumique du matériau vierge

Il apparaît une variabilité des masses volumiques calculées à partir des mesures dimensionnelles : $\pm 3\%$ par rapport à la valeur moyenne. Ces écarts restent faibles et sont majoritairement dus à la variabilité de la méthode de fabrication des échantillons car l'incertitude de la mesure est évaluée à $\pm 1\%$. Les mesures par pesée hydrostatique confirment les valeurs précédentes avec un écart de $-1{,}4\%$ entre les valeurs moyennes des deux méthodes. Les valeurs de porosité mesurées sont très faibles et du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure : ces échantillons vierges peuvent donc être considérés non poreux.

4.3. Essais de caractérisation du flux laser

Avant toute campagne de caractérisation des propriétés thermiques d'un nouveau matériau, il est nécessaire de réaliser la caractérisation du flux laser servant à chauffer les échantillons.

Ces résultats ne sont pas présentés ici. Dans les conditions des essais de caractérisation, la puissance du laser est de 5 W. La densité du flux de chaleur présente une répartition gaussienne de maximum 23,3 $kW/m^2 \pm 5\%$ et de largeur à $1/e^2$ de 22,2 mm.

4.4. Protocole pour l'identification des propriétés thermophysiques

Pour chaque stratification, les essais sont réalisés avec deux échantillons différents pour vérifier la variabilité des résultats par rapport au procédé de fabrication. De plus les propriétés varient avec la température donc plusieurs niveaux de température sont nécessaires pour les identifier. Le choix des niveaux de température dépend de l'état de dégradation des échantillons : il faut garantir qu'aucune réaction n'ait lieu pendant ces essais de caractérisation. Enfin chaque essai est systématiquement répété trois fois pour vérifier la répétabilité des mesures.

Ensuite l'identification des propriétés thermiques est réalisée en trois étapes :

- étape 1 : processus d'optimisation avec chaque essai sous hypothèse de propriétés constantes, pour chaque palier de température ;
- étape 2 : sélection de l'essai dont les résultats sont les valeurs médianes parmi les trois essais de répétabilité, pour chaque palier de température ;
- étape 3 : processus d'optimisation avec des couples de deux essais sélectionnés à des niveaux de température successifs, sous hypothèse de propriétés variant linéairement avec la température.

L'étape 3 est nécessaire lorsque les propriétés thermiques varient fortement avec la température. En effet, lors des essais, la face avant des échantillons, soumise au flux laser, peut s'échauffer significativement donc les propriétés du matériau évoluent pendant l'essai. La prise en compte de ces variations nécessite donc de réaliser l'optimisation avec deux essais à des températures différentes et en prenant en compte la variation des propriétés avec la température.

4.5. Réalisation des mesures sur le matériau vierge

La campagne d'essais pour le matériau vierge comporte 48 essais :

- 2 échantillons pour chaque type de stratification (UD & QI)
- 4 niveaux de température (20, 80, 160, 240°C environ)
- 3 répétabilités pour chaque condition d'essais

La méthodologie suivie pour identifier les propriétés du matériau repose sur 3 étapes comme expliqué au paragraphe 4.4, ce qui conduit à un total de 60 processus d'optimisation. L'analyse des résultats montre que les 3 essais de répétabilité sont très proches : l'écart quadratique par rapport à leur moyenne est inférieur à 4% pour tous les points de mesure et tous les échantillons.

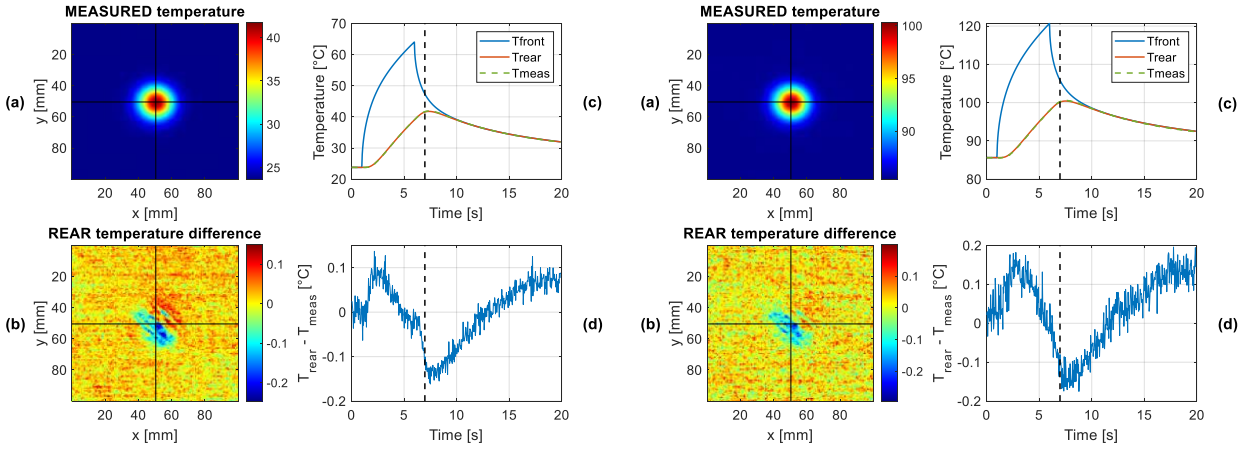


Figure 5 – Résultat de l'optimisation pour l'échantillon QI#2 (gauche 20°C, droite 80°C)

La Figure 5 présente un exemple de calcul en utilisant les propriétés optimales trouvées lors du processus d'identification de l'étape 3. La cartographie en haut à gauche (a) montre la température mesurée face arrière à l'instant $t = 7\ s$. La cartographie en bas à gauche (b) montre la différence entre les températures calculée et mesurée, au même instant. Le graphe en haut à droite (c) présente les évolutions de la température en fonction du temps, au centre de l'échantillon : T_{front} face avant, T_{rear} face arrière, T_{meas} mesure. Enfin le graphe en bas à droite (d) présente l'évolution temporelle du résidu c'est-à-dire l'écart entre températures calculée et mesurée, au centre de l'échantillon, qui permet de vérifier la qualité de l'optimisation. Sur ces figures, on peut vérifier que les optimisations permettent de bien retrouver les températures mesurées, les écarts entre les températures calculées et les mesures sont du même ordre que le bruit de mesure. Les températures calculées montrent un fort échauffement sur la face avant exposée au laser (environ $40°C$), ce qui montre bien la nécessité de réaliser l'étape 3 de la méthodologie détaillée précédemment. En effet un tel écart de température génère des variations des propriétés thermophysiques non négligeables.

Toutes les valeurs identifiées sont tracées sur les graphes de la Figure 6, en fonction de la température. Chaque segment représente les lois linéaires identifiées par les optimisations de l'étape 3 utilisant 2 essais. Les valeurs obtenues sont récapitulées dans le Tableau 5, en considérant la moyenne entre les deux échantillons de chaque type de stratification. Ces valeurs sont bien cohérentes avec la stratification des échantillons :

- capacité calorifique similaire entre les échantillons UD et QI
- conductivités dans le plan de l'échantillon k_x et k_y proches pour les échantillons QI et similaires à la moyenne des deux conductivités k_x et k_y des échantillons UD
- conductivité hors plan k_z similaire entre les échantillons UD et QI

Les écarts constatés sont tous inférieurs à 3%, ce qui reste inférieur à l'incertitude de l'estimation des propriétés évaluée à 5%.

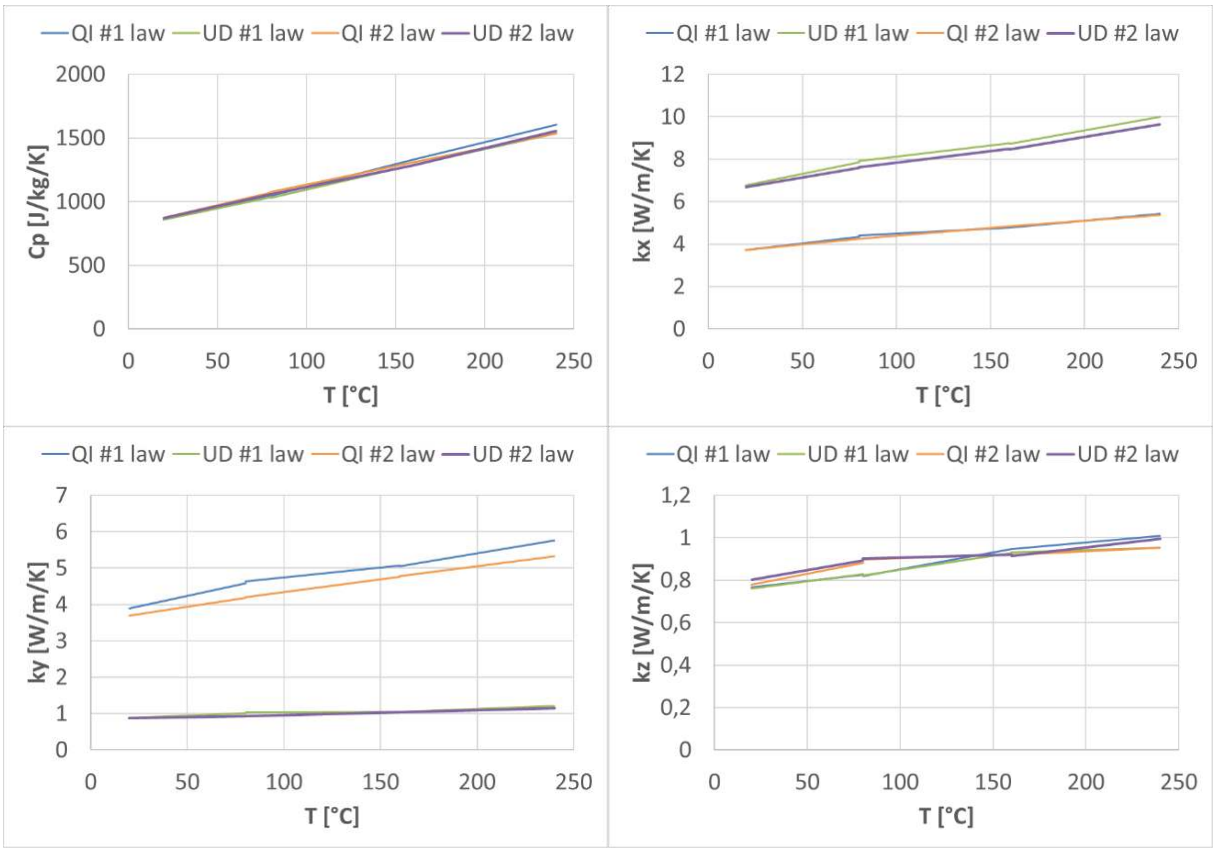


Figure 6 – Propriétés thermophysiques en fonction de la température (matériau vierge)

	QI				UD			
T *°C*	**Cp** *J/kg/K*	**kx** *W/m/K*	**Ky** *W/m/K*	**kz** *W/m/K*	**Cp** *J/kg/K*	**kx** *W/m/K*	**ky** *W/m/K*	**kz** *W/m/K*
20	867	3.71	3.78	0.77	856	6.70	0.88	0.78
80	1057	4.29	4.38	0.85	1038	7.71	0.97	0.86
160	1324	4.82	4.93	0.94	1291	8.66	1.04	0.93
240	1566	5.38	5.54	0.98	1537	9.80	1.17	0.97

Tableau 5 – Propriétés thermophysiques en fonction de la température (matériau vierge)

5. Conclusions

La méthodologie de caractérisation des propriétés thermiques a été appliquée à un matériau composite thermoplastique avec succès. Elle a ainsi permis de définir un modèle de dégradation thermochimique, de mesurer les propriétés thermo-optiques et d'identifier les propriétés thermophysiques en fonction de la température pour l'état vierge.

La température d'activation de la pyrolyse de la résine est nettement plus élevée que celle rencontrée pour les matériaux composites thermodurcissables étudiés précédemment. Cette température est proche de la température d'activation des réactions d'oxydation. Dans ces conditions, il n'a pas été possible d'obtenir des échantillons à l'état dégradé. Afin de finaliser ces travaux par la caractérisation du matériau à l'état dégradé, il sera nécessaire d'utiliser un four fonctionnant sous atmosphère inerte et de faire la campagne d'essais complète : propriétés thermo-optiques et thermophysiques.

Références

[1] V. Plana, P. Reulet, P. Millan, « *Experimental Characterization of the Thermophysical Properties of Composite Materials by an Inverse Heat Conduction Method* », Journal of Composite Materials, Vol. 40, Issue 14, 2006 ; doi.org/10.1177/0021998305057433

[2] P. Reulet, G. Leplat, « *Méthode inverse pour la détermination expérimentale des conductivités thermiques et de la capacité calorifique de matériaux orthotropes en fonction de la température* », Congrès SFT, Perpignan, 2011

[3] V. Biasi, « *Modélisation thermique de la dégradation d'un matériau composite soumis au feu* », Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2014 ; hal.science/tel-01234928

[4] N. Perron, « *Modélisation de la dégradation thermo-structurale des débris spatiaux durant la rentrée atmosphérique* », Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2022 ; hal.science/tel-04080310A

[5] N. Dellinger, G. Leplat, C. Huchette, V. Biasi, F. Feyel, « *Numerical modeling and experimental validation of heat and mass transfer within decomposing carbon fibers/epoxy resin composite laminates* », Int. J. Thermal Sciences, Vol. 201, 2024 ; doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.109040

[6] M.C. Bruns, I.T. Leventon, « *Automated fitting of thermogravimetric analysis data* », Fire and Materials, 45:406–414, 2021 ; doi.org/10.1002/fam.2849

[7] P. Tranchard, F. Samyn, S. Duquesne, B. Estèbe, S. Bourbigot, « *Modelling Behaviour of a Carbon Epoxy Composite Exposed to Fire: Part I—Characterisation of Thermophysical Properties* », Materials, Vol. 10, Issue 5, 2017 ; doi.org/10.3390/ma10050494

Remerciements

Les travaux ont été réalisés dans le cadre du projet PHYFIRE2 qui a été cofinancé par la DGAC dans le cadre du Plan de Relance qui fait l'objet d'un refinancement par Nextgeneration EU.

Optimizing climate data integration for thermal properties characterization in building walls using thermal quadrupoles

Mostafa MORTADA[1*], Vincent FEUILLET[1], Laurent IBOS[1], Kamel ZIBOUCHE[2], Julien WAEYTENS[3]

[1]Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-94010 Creteil, France
[2]Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), 84 Avenue Jean Jaurès, 77420 Champs-sur-Marne, France
[3]Univ Gustave Eiffel, COSYS, IMSE, Cité Descartes, 14-20 Boulevard Newton, 77420 Champs-sur-Marne, France
[*](Corresponding author: mostafa.mortada@u-pec.fr)

Abstract - The following work deals with the establishment of a model allowing the incorporation of climate data into the thermal quadrupoles methodology for solving the heat transfer problem in a multilayered building wall. This is performed through fitting these sets of data into suitable functions (Fourier series or discrete Laplace transform) that are manageable in terms of applying the Laplace transform which is required to establish the quadrupole relations. Subsequently, an investigation into the suitable Laplace inversion algorithm is performed alongside parametric analyses to establish the validity and robustness of the model.

1. Introduction

Modeling heat diffusion plays a key role in applications ranging from thermodynamic machinery to energy efficiency improvements in buildings. Heat transfer in building walls often relies on numerical tools like COMSOL [1], ANSYS [2], but their high computational cost is still a major drawback. The thermal quadrupole method offers an alternative, where the problem is solved in transformed time and space domains [3]. One advantage of this method is that it facilitates accounting for boundary conditions, also by performing time and space transforms on them. This paper investigated the feasibility of utilizing recorded climate data as a boundary condition to solve the heat equation in multilayered building walls.

The use of real climate data as a boundary condition in the thermal quadrupole model remains a challenge. Existing literature on thermal quadrupole modeling in building field typically assumes constant or predefined functional boundary conditions to simplify the Laplace transforms. Some studies used transfer functions and convolution products to reconstruct solutions [5]. Ginestet et al. [5] applied the quadrupole model in an inverse methodology but encountered difficulties integrating real climate data. Yang et al. [6] obtained transfer functions for the unit-step and unit-pulse responses which are the basis for the evaluation of the walls' performance, while Dlimi et al. [7] and Leccese et al. [8] modeled boundary conditions as sinusoidal functions to facilitate the Laplace transforms.

The proposed study introduces a methodology for integrating real climate data into the thermal quadrupole framework to create a fast and reliable direct model which could be later employed for inverse thermal property estimation. The approach involves fitting climate data (external air temperature and solar flux) into a function suitable for applying Laplace transforms using either a Fourier series or a discrete Laplace transform. The fitted data are incorporated into a 1D quadrupole model, solved in the Laplace domain, and then transformed back to the

time domain using Gaver-Stehfest, De Hoog, or Den Iseger inversion algorithms. This study is conducted in the framework of the ANR RESBIOBAT project with the objective to improve an existing method for the *in situ* determination of building wall thermal resistance.

The paper is structured as follows: Section 2 presents the thermal quadrupole modeling, data fitting techniques, and Laplace inversion algorithms. Section 3 discusses the results and parametric analysis, while section 4 concludes the study.

2. Thermal quadrupole model

The system being analyzed is a multilayered wall, as illustrated in Figure 1, the number N of layers depending on the type of wall being examined. The wall thermal resistance assessment is carried out using an active approach under *in situ* conditions [9]. Therefore, the wall is subjected to heat excitation on its interior surface and weather conditions on its exterior surface.

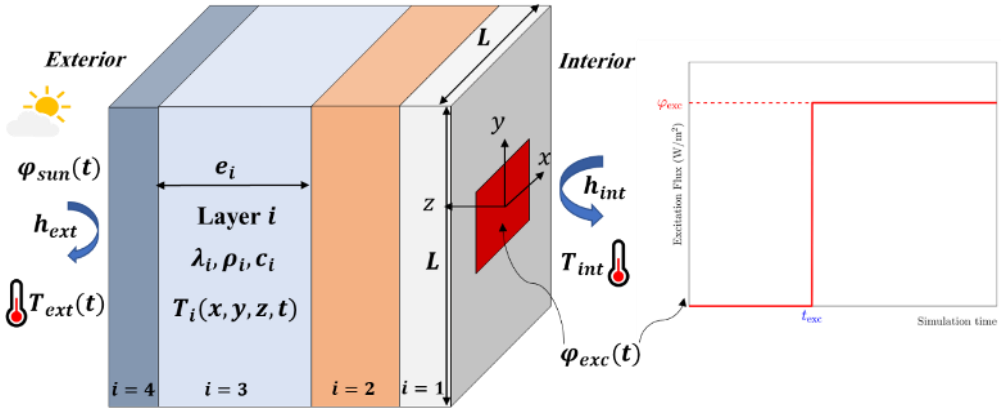


Figure 1: *Multilayered wall model and its interior and exterior boundary conditions*

2.1. 1D modeling

The structure in Figure 1 can be simplified to a 1D heat transfer problem under certain assumptions. The excitation heat flux φ_{exc} on the interior wall is assumed uniform, with no variations in the x and y directions close to the center of the excitation. The lateral boundaries are considered adiabatic, preventing heat flow in those directions. Boundary conditions are independent of x and y coordinates. Each layer's thermal properties (density ρ_i, thermal conductivity λ_i, and specific heat c_i) are considered homogeneous and isotropic, with heat conduction occurring only in the z-direction (through the wall thickness). Therefore, the heat equation in cartesian coordinates reduces to:

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} = \frac{\rho_i c_i}{\lambda_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} \text{ for } i = 1 \text{ to } N \tag{1}$$

2.2. Climate data incorporation

As previously mentioned, the climate data are incorporated into the quadrupole equations directly through fitting functions that facilitate their Laplace transforms. The data sets correspond to hourly recordings of external air temperature and solar flux for two different French cities. Nancy, located in the northeast of France, is characterized by a Continental climate with colder winters and less solar radiation. In contrast, Carpentras lies in the southeast and experiences a Mediterranean climate, with milder winters and significantly higher solar exposure. These contrasting climatic conditions provide a robust basis for evaluating the proposed method's sensitivity and adaptability.

The climate data were obtained with an hourly acquisition frequency, which is a standard and widely accepted temporal resolution in building physics applications. Nonetheless, the thermal quadrupoles model developed in this study is flexible and can accommodate shorter time steps (i.e., higher frequency data). This adaptability makes the method suitable for high-resolution experimental investigations and dynamic simulations requiring finer temporal detail. Two methods are investigated for their integration into the thermal quadrupoles, a Fourier series fit and a discrete Laplace transform.

2.2.1. Fourier series fit

The first suggested fitting technique is a Fourier series, leveraging the data's oscillatory nature, which is the basis for the sinusoidal climate representations encountered in literature. The Fourier series for an L-periodic function on $[0, L)$ is given by:

$$f(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos\left(\frac{2\pi k}{L} x\right) + B_k \sin\left(\frac{2\pi k}{L} x\right) \tag{2}$$

$$\text{with } A_k = \frac{2}{L}\int_0^L f(x)\cos\left(\frac{2\pi k}{L} x\right) dx \text{ and } B_k = \frac{2}{L}\int_0^L f(x)\sin\left(\frac{2\pi k}{L} x\right) dx$$

When fitting the climate data, which are hourly recordings of external air temperature T_{ext} and solar flux P_{solar} over a 6-day period for two cities (Carpentras and Nancy), Fourier edge effects are experienced, which is a common numerical occurrence in data fitting. Extending the dataset at both ends effectively mitigates this problem, ensuring an accurate fit within the target interval. This approach is demonstrated using data from Nancy (Figure 2). The resulting sum of sine and cosine functions is computationally straightforward to transform into the Laplace domain.

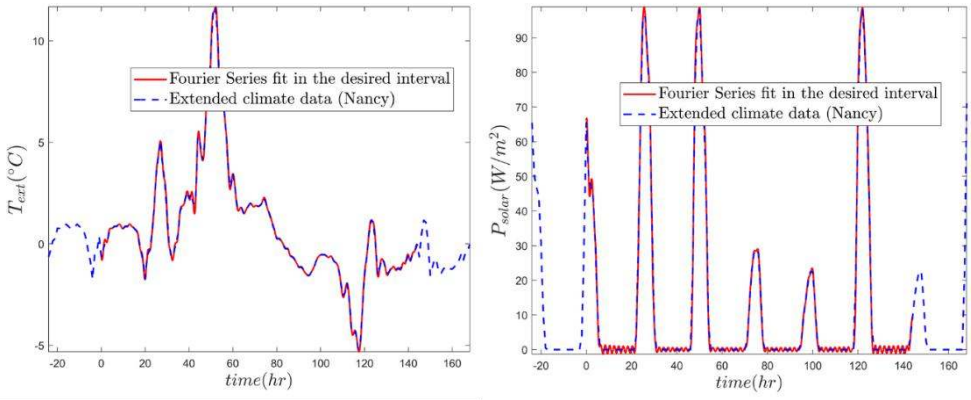


Figure 2: *Fourier series fit in the interval of interest, performed on an extended dataset to avoid the edge effects: external air temperature (left) and solar flux (right)*

2.2.2. Discrete Laplace transform method

This approach is not a conventional fitting technique but rather a method to represent discrete climate data in the Laplace domain. By applying this transformation, the resulting quantities become compatible with solving the quadrupole system of equations. The idea is to divide the dataset into multiple sub-series, each containing two consecutive data points. These sub-series are then summed and multiplied by a rectangular function *rect* defined over the interval $[t_i, t_{i+1}]$. This reconstruction reproduces the original dataset, as illustrated in equation (3) for temperature data:

$$T(t) = \sum_i \left(\frac{\big(T(t_{i+1}) - T(t_i)\big)(t - t_i)}{\Delta t} + T(t_i) \right) \times rect(t_i, t_{i+1}) \tag{3}$$

where $\Delta t = t_{i+1} - t_i$. The Laplace transform of the above equation is:

$$\theta(p) = \sum_i (g_i(t_i, p) - g_i(t_{i+1}, p) \tag{4}$$

$$\text{with } g_i(t,p) = e^{-pt}\left(\frac{\big(T(t_{i+1}) - T(t_i)\big)t}{p\Delta t} + \frac{1}{p}\left(T(t_i) - t_i \frac{T(t_{i+1}) - T(t_i)}{\Delta t} + \frac{T(t_{i+1}) - T(t_i)}{p^2 \Delta t} \right) \right)$$

To ensure continuity at the end of the series ($t = t_{end}$), an additional term is introduced in equation (4). This assumes that the temporal signal remains constant beyond t_{end}, maintaining the final recorded value $T(t_{end})$ till infinity. As a result, equation (4) is modified as follows:

$$\theta(p) = \frac{T(t_{end}) \times e^{-pt_{end}}}{p} + \sum_i (g_i(t_i, p) - g_i(t_{i+1}, p) \tag{5}$$

The external air temperature data for Carpentras were initially converted into the Laplace domain using this method, then numerically reconstructed in the time domain via an inverse Laplace algorithm. This process serves to validate the discrete Laplace transform approach. Figure 3 compares the recorded external air temperature over one day with the numerically retrieved data from the discrete Laplace transform.

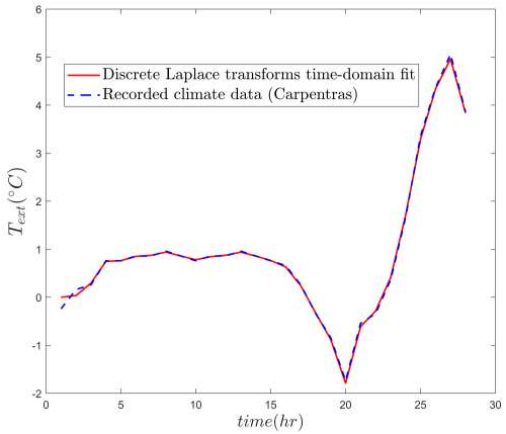


Figure 3: *Discrete Laplace transform time-domain fit versus the recorded external temperature*

2.3. Thermal quadrupoles applied to the 1D model

Applying the Laplace transform to the heat equation and boundary conditions of this problem, the following system of quadrupole equations is obtained:

$$\begin{pmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} = \left(\prod_{i=1}^{N} M_i \right) \begin{pmatrix} \theta_N \\ \phi_N \end{pmatrix} \tag{6}$$

$$\begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \phi_{exc} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & -1/h_{int} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{int} \\ \phi_{int} \end{bmatrix} \tag{7}$$

$$\begin{bmatrix} \theta_N \\ \phi_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\phi_{abs} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & 1/h_{ext} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_{ext} \\ \phi_{ext} \end{bmatrix} \tag{8}$$

where ϕ_{exc}, ϕ_{abs}, θ_{int}, and θ_{ext} are known quantities obtained from their corresponding time-

domain counterparts φ_{exc}, φ_{abs}, T_{int} and T_{ext}, respectively. Therefore, equations (6) to (8) represent a linear system of 6 equations and 6 unknowns, namely ϕ_{ext}, ϕ_{int}, ϕ_1, ϕ_2, θ_1, and θ_N which are the respective Laplace domain representations of φ_{ext}, φ_{int}, φ_1, φ_2, T_1 and T_N.

2.4. Laplace inversion algorithms

Retrieving the resolved quantities of the previous system of quadrupole equations in the original time domain requires applying an inverse Laplace transform, which is essentially the solution of the following integral [10]:

$$f(t) = \mathcal{L}^{-1}(F(p)) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} F(p)e^{pt}dp \tag{9}$$

This requires a numerical approximation, for this purpose, three algorithms are investigated to optimize the inversion process in the problem where discrete data were fitted and incorporated in the quadrupole equations: Gaver-Stehfest [11], De Hoog [12], and Den Iseger [13].

3. Results and discussion

3.1. Testing layout

Two multilayer wall configurations are investigated, the Internal Thermal Insulation wall (denoted ITI) and the Single-Wall Structure (denoted SWS). These walls are common in French buildings. Figure 4 shows an illustration of the two types; their layer composition and thermal properties can be found in [13].

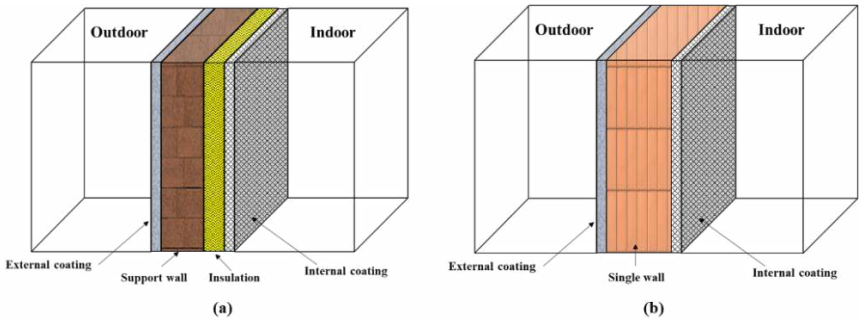


Figure 4: *(a) Internal Thermal Insulation (ITI) and (b) Single-Wall Structure (SWS) layouts*

For a total simulation duration of 6 days, the excitation $\varphi_{exc} = 400$ W.m^{-2} begins at $t_{exc} =$ 73 hours. The heat equation in this problem is linear, allowing the total solution to be obtained by summing three independent solutions, each corresponding to a specific boundary condition or source term. The three solutions account for the interior air temperature, the exterior air temperature and solar flux, and the thermal excitation on the interior surface. The thermal quadrupole method represents these responses using transfer matrices, decoupling the effects of boundary conditions and enabling each contribution to be treated separately and then linearly combined. This allows also the advantage of looking at each individual solution alone depending on the desired investigation.

3.2. Effect of the climate data incorporation method and Laplace inversion algorithms

To study the potential of each climate data incorporation method proposed, the model results are compared against a finite element resolution of the problem with FreeFEM++. An ITI wall

with the Carpentras climate is studied. Den Iseger inversion is used and the entire superposed solution is obtained. The quantities observed are the external surface temperature T_{SE} (°C) and heat flux ϕ_{SE} (W.m^{-2}).

Figure 5 compares the performance of the Fourier series and discrete Laplace transform methods for incorporating climate data in the quadrupoles model, showing that both methods are in good agreement with the FreeFEM results, with minor discrepancies at the simulation edges. Although the Fourier series method exhibits more severe discrepancies, both methods effectively approximate the FreeFEM reference throughout most of the simulation, and these minor errors can be easily addressed using a numerical technique similar to the one used to avoid the edge effects.

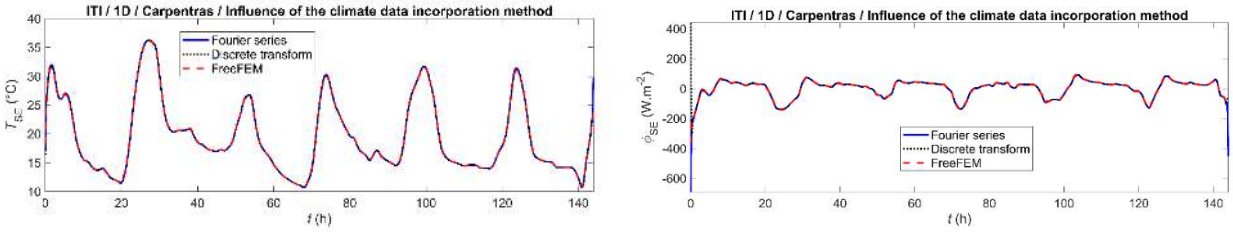


Figure 5: *Comparison of the climate data incorporation techniques*

3.3. Laplace inversion algorithms

Another investigation involves the three Laplace inversion algorithms presented in section 2.4. An ITI wall with the Carpentras climate is studied. Fourier series fitting is used, and the entire superposed solution is obtained.

Figure 6 presents the results of different inversion algorithms used to solve the thermal quadrupole equations and compares them with FreeFEM results for validation. The Gaver-Stehfest algorithm proves inadequate for problems with oscillations and abrupt changes, while the De Hoog algorithm offers acceptable results initially but fails over the duration of the simulation, it doesn't accommodate well the incorporation of climate data. This algorithm, however, is exceptionally fast (at least 10 times faster than other algorithms) and accurate when dealing with the subproblem where only the excitation boundary condition is considered. This provides an opportunity to couple it with the Den Iseger algorithm which delivers accurate and fast results for climate data integration, as shown in Figure 6.

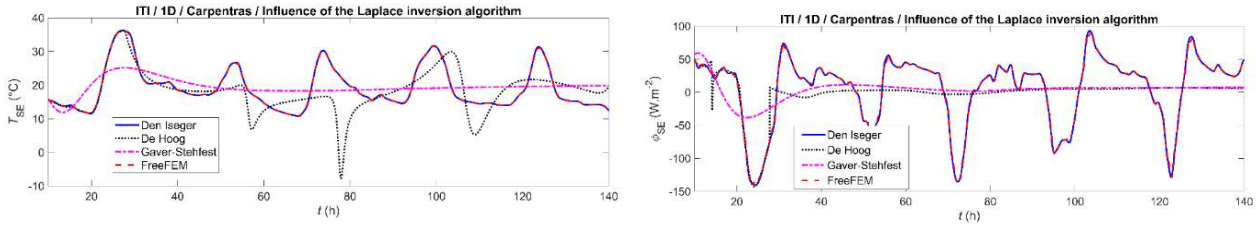


Figure 6: *Laplace inversion algorithm investigation*

3.4. Quadrupole model comparison with FreeFEM++

To further grasp the extent of the accuracy of the model and to evaluate the computational cost saving potential, a SWS wall is simulated with Nancy climate data, fitted with discrete Laplace transform. Den Iseger algorithm is used for the two subproblems where (1) only interior

air temperature is considered and where (2) only the external air temperature and solar flux are considered. The De Hoog algorithm is used for the excitation subproblem.

Figure 7a compares the quadrupole model results with FreeFEM, the quantities of interest are the interior surface temperature T_{SI} (°C) and heat flux ϕ_{SI} (W.m^{-2}), presented in the top panel. In addition to the exterior surface temperature T_{SE} (°C) and heat flux ϕ_{SE} (W.m^{-2}), shown in the bottom panel. As observed in the figures, a strong agreement is achieved between the two approaches except for an obvious error at the initial edge of the graphs, likely due to the discrete Laplace transform used for climate data integration. To ensure a better comparison, Figure 7b presents the differences between the solutions, which would ideally remain at zero throughout the simulation. This reveals a mismatch in the quadrupole solution at the interior surface when the excitation begins. The discrepancies at the initial edges of the graphs are again stressed in this representation.

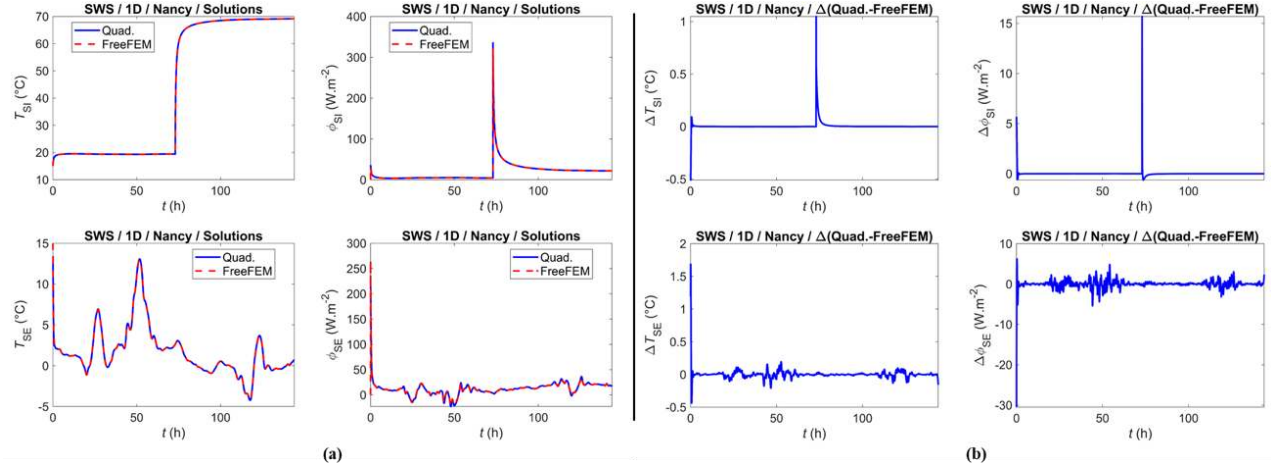


Figure 7: *(a) Solutions of the quadrupole and FreeFEM++ models and (b) their corresponding solution differences*

Those slight discrepancies are acceptable when considering the immense trade-off in terms of computation time. The quadrupole model solves the problem in 1 second as opposed to a 25 second resolution with finite elements on FreeFEM (computation performed on a laptop with an 8-core processor and 16 GB of RAM). This is a considerable improvement in the context of a direct thermal model that will be utilized in an inverse problem in future studies.

4. Conclusions

This paper explores the integration of discrete climate data, such as external air temperature and solar flux, into the thermal quadrupole model of multilayered building walls. The aim is to develop a fast and reliable method for solving heat transfer problems, which could later serve as a direct model for inverse thermal property estimation. Instead of using traditional sinusoidal approximations or transfer function convolutions, the study proposes fitting climate data using either a Fourier series or a discrete Laplace transform, both of which facilitate integration into the quadrupole equations.

To solve the quadrupole model, the superposition theorem is applied, breaking the problem into three subproblems based on boundary conditions. Three inversion algorithms, namely Gaver-Stehfest, De Hoog, and Den Iseger, are tested for transforming the solution back to the time domain. Gaver-Stehfest proves unsuitable, while De Hoog performs well only for the excitation subproblem. Den Iseger demonstrates superior accuracy and is recommended for integrating real climate data. Finally, the quadrupole model significantly outperforms the finite element method in computational efficiency, achieving a 1-second resolution compared to 25

seconds in FreeFEM++. This study provides a structured approach for building an efficient thermal quadrupole model, demonstrating its potential as a fast and accurate tool for inverse heat transfer problems.

References

[1] Gerlich, V., Sulovská, K., & Zálešák, M. (2013). COMSOL Multiphysics validation as simulation software for heat transfer calculation in buildings: Building simulation software validation. *Measurement*, *46*(6), 2003-2012.

[2] Zhang, L. (2021). Analysis of energy saving effect of green building exterior wall structure based on ANSYS simulation analysis. *Environmental Technology & Innovation*, *23*, 101673.

[3] Maillet, D. (2000). Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms. Wiley.

[4] Lahayrech, S., El Maakoul, A., Degiovanni, A., Khay, I., & Siroux, M. (2025). A fast quadrupole-based analytical model for solving transient heat transfer in ventilated double-skin walls and assessing their energy saving potential. *International Journal of Thermal Sciences*, *208*, 109463.

[5] Ginestet, S., Bouache, T., Limam, K., & Lindner, G. (2013). Thermal identification of building multilayer walls using reflective Newton algorithm applied to quadrupole modelling. *Energy and Buildings*, *60*, 139-145.

[6] Yang, Y., Wu, T. V., Sempey, A., Dumoulin, J., & Batsale, J. C. (2019). Short time non-destructive evaluation of thermal performances of building walls by studying transient heat transfer. *Energy and Buildings*, *184*, 141-151.

[7] Dlimi, M., Iken, O., Agounoun, R., Kadiri, I., & Sbai, K. (2019). Dynamic assessment of the thermal performance of hemp wool insulated external building walls according to the Moroccan climatic zoning. *Journal of Energy Storage*, *26*, 101007.

[8] Leccese, F., Salvadori, G., & Bisegna, F. (2024). Thermal resilience of buildings: The role of partition walls and slabs in the optimization of the building external envelope. *Applied Thermal Engineering*, *257*, 124084.

[9] Ha, T. T., Feuillet, V., Waeytens, J., Zibouche, K., Thebault, S., Bouchie, R., V. Le Sant, & Ibos, L. (2020). Benchmark of identification methods for the estimation of building wall thermal resistance using active method: Numerical study for IWI and single-wall structures. *Energy and Buildings*, *224*, 110130.

[10] Cohen, A. M. (2007). *Numerical methods for Laplace transform inversion* (Vol. 5). Springer Science & Business Media.

[11] Stehfest, H. (1970). Algorithm 368: Numerical inversion of Laplace transforms [D5]. *Communications of the ACM*, *13*(1), 47-49.

[12] De Hoog, F. R., Knight, J. H., & Stokes, A. N. (1982). An improved method for numerical inversion of Laplace transforms. *SIAM Journal on scientific and Statistical Computing*, 3(3), 357-366.

[13] Den Iseger, P. (2006). Numerical transform inversion using Gaussian quadrature. *Probability in the Engineering and Informational Sciences*, *20*(1), 1-44.

Acknowledgements

This work is conducted within the framework of the RESBIOBAT project funded by the French national research agency (under grant ANR-21-CE22-0018).

A novel parametric spectral technique to solve inverse heat problems for the estimation of wall thermophysical properties

Suelen GASPARIN[1*], Julien BERGER[2*], César PACHECO[3], Hélcio ORLANDE[4]

[1] CEREMA, BPE Research team, Ministère de la transition écologique, France
[2] LaSIE, Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement, UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS, France.
[3] LATERMO, Department of Mechanical Engineering, Federal Fluminense University, Brazil
[4] COPPE, Department of Mechanical Engineering, Federal University of Rio De Janeiro, Brazil
[*](Corresponding author: suelen.gasparin@cerema.fr)

Résumé - Cette étude propose de réduire le coût de calcul des méthodes de descente pour résoudre les problèmes inverses de transfert de chaleur liés à l'estimation de la diffusivité thermique. L'approche repose sur un modèle d'ordre réduit spectral paramétrique pour construire une solution dépendant des coordonnées spatio-temporelles et d'un paramètre extra, dans ce cas, la diffusivité thermique. La solution paramétrique du problème direct et de sa fonction de sensibilité est construite *off-line*, réduisant ainsi le coût de la procédure itérative. Des données synthétiques sont utilisées pour évaluer la méthode, avec des résultats prometteurs pour caractériser les propriétés thermiques des parois de bâtiments.

Abstract - This study proposes reducing the computational cost of gradient-based method for solving inverse heat conduction problem of the thermal diffusivity estimation. It relies on using a spectral parametric reduced order model to build a solution dependent on spatial and temporal coordinates, as well as on an extra-parameter of the problem, such as the thermal diffusivity. This parametric solution of the direct problem and its sensitivity function is computed *off-line* significantly lowering the computational cost of the iterative inverse problem algorithm. Synthetic data are used to assess the reliability of the method. Results show its potential for building diagnostics and energy efficiency, offering a reliable tool for characterizing building wall thermal properties.

Nomenclature

T	temperature, K
t	time coordinate, s
h	surface heat transfer coeff., $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
ℓ	wall length, m
x	space coordinate, m
p	parameter to be estimated
Greek symbols	
α	thermal diffusivity, $\mathrm{m^2.s^{-1}}$
λ	thermal conductivity, $\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$
Index and exponent	
L	left
R	right
0	initial
∞	ambient air
Abbreviations	
Tol	tolerance
ODE	ordinary differential equation
Dimensionless parameters	
Fo	Fourier number
Bi	Biot number

1. Introduction

Accurately determining the thermophysical properties of building walls is essential for assessing the energy performance and design retrofitting scenarios. Those properties are determined by solving an inverse heat conduction problem. A so-called cost function measuring the discrepancy between the *in-situ* experimental measurement in building walls and the direct problem simulation, is minimized to retrieve the unknown parameters [1]. Among all the techniques implemented to solve inverse problems in building walls, the gradient-based methods have been used in several works of the literature, as for instance in [2, 3]. Starting from an initial guess, those techniques iterates to estimate the unknown parameters that minimize the cost function. At each iteration, the new candidate parameters are computed

using the direct problem solution and its sensitivity functions. These computations require the solution of partial differential equations and are directly related to the global computational cost of the gradient-based methods. It is worth investigation to reduce such computational burden.

Recently, in [4], a spectral method was developed as a reduced-order model for the solution of parametric problems of moisture transfer in building walls. This method enables to build a solution that depends on space, time coordinates and an extra parameter of the problem, such as the thermal diffusivity. By doing so, the computations of the solution and its sensitivity according to the thermal diffusivity are very fast and straightforward.

This work proposes to explore the use of such a spectral parametric solution in the framework of a gradient-based method to solve the inverse heat conduction problem. The main idea is to compute the parametric solution for a given range of thermal diffusivity before the estimation procedure. Then, during the online estimation process, the new candidate parameters are computed very quickly since no partial differential equations are solved. The reliability of the proposed approach is evaluated as follows: First, the error of the spectral parametric solution in computing the direct problem and its sensitivity function is evaluated against a given reference solution. Then, a benchmark is defined using synthetic data, ensuring a controlled environment. The accuracy and computational time of the proposed approach are assessed to prove its reliability.

The paper is organized as follows: Section 2 presents the mathematical problem in dimensionless form. Section 3 details the spectral reduced-order model technique, and Section 4 presents the inverse heat conduction problem. Section 5 covers the results of the case studies. The paper concludes with a summary of findings and potential future directions.

2. Mathematical problem

The one-dimensional heat diffusion equation is assumed in the domain $\Omega = [0, \ell]$ over the simulation horizon $[0, t_\mathrm{f}]$:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad \forall x \in \Omega, \quad \forall t \in \left]0, t_\mathrm{f}\right], \tag{1}$$

where α is the thermal diffusivity. Convective heat transfer occurs at the boundaries, so that a ROBIN-type boundary condition is considered:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = h^L \left(T - T_\infty^L(t)\right), \qquad x = 0, \quad \forall t \in \left[0, t_\mathrm{f}\right], \tag{2a}$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -h^R \left(T - T_\infty^R(t)\right), \qquad x = \ell, \quad \forall t \in \left[0, t_\mathrm{f}\right], \tag{2b}$$

where λ is the thermal conductivity of the slab, h^L and h^R are the surface transfer coefficients and, T_∞^L and T_∞^R are the time dependent ambient air temperature. Initially, the slab is at constant temperature T_0:

$$T(x, t=0) = T_0, \qquad \forall x \in \Omega. \tag{3}$$

For numerical motivations, a dimensionless formulation of the problem (1),(2),(3) is obtained:

$$\frac{\partial u}{\partial t^\star} = \mathrm{Fo} \frac{\partial^2 u}{\partial x^{\star 2}}, \quad \forall x^\star \in \left[0, 1\right], \qquad t^\star > 0 \tag{4}$$

with boundary conditions:

$$\frac{\partial u}{\partial x^\star} = \mathrm{Bi}^L \left(u - u_\infty^L\right), \qquad \text{for} \quad x^\star = 0, \qquad t^\star > 0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x^\star} = -\mathrm{Bi}^R \left(u - u_\infty^R\right), \qquad \text{for} \quad x^\star = 1, \qquad t^\star > 0,$$

and initial condition:

$$u\,(x^\star, t^\star = 0) \;=\; 0\,, \qquad \forall x^\star \,\in\, \big[\,0\,,\,1\,\big]\,.$$

To obtained such formulation, the following dimensionless quantities are defined:

$$u \;=\; \frac{T \,-\, T_0}{T_{\mathrm{ref}} - T_0}\,,\; x^\star \;=\; \frac{x}{\ell}\,,\; t^\star \;=\; \frac{t}{t_{\,\mathrm{ref}}}\,,\; \mathrm{Bi}^{\,L} \;=\; \frac{h^{\,L} L}{\lambda}\,,\; \mathrm{Bi}^{\,R} \;=\; \frac{h^{\,R} L}{\lambda}\,,\; \mathrm{Fo} \;=\; \frac{\alpha\, t_{\,\mathrm{ref}}}{\ell^{\,2}}\,.$$

3. Spectral parametric solution

In order to estimate the thermal diffusivity, it is necessary to compute both the direct problem and the sensitivity coefficient. The spectral parametric solution is used to solve both problems simultaneously. We will use the notation p to refer to the parameter to be estimated, in our case, $p = \mathrm{Fo}$. Its description follows.

3.1. Solution of the direct problem

Before applying the spectral method, the range of the domains of the parameter p and x must be transformed to the canonical one $[\,-1,\,1\,]$ since we will be working with orthogonal polynomials. Thus, $\bar{p}$ and $\bar{x}$ represents the transformation to the desired interval.

The Spectral method assumes that the unknown u, which depends on $(t^\star,\,\bar{x},\,\bar{p})$, can be accurately represented as a finite sum:

$$u\,(t^\star,\,\bar{x},\,\bar{p}) \;\approx\; u_{\,n\,m}\,(t^\star,\,\bar{x},\,\bar{p}) \;=\; \sum_{i\,=\,1}^{n}\,\sum_{j\,=\,1}^{m} a_{\,i\,j}\,(t^\star)\,\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\,\mathsf{P}_{\,j-1}\,(\bar{p})\,. \tag{5}$$

Here, $\{\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\}_{\,i\,=\,1}^{\,n}$ and $\{\mathsf{P}_{\,j-1}\,(\bar{p})\}_{\,j\,=\,1}^{\,m}$ are the sets of basis functions; $\{a_{\,i\,j}\,(t)\}_{\,i,j\,=\,1}^{\,n,m}$ are the corresponding time-dependent spectral coefficients, and $n \cdot m$ represents the number of degrees of freedom of the solution. Equation (5) can be seen as a series truncation after n and m modes. The CHEBYSHEV polynomials are chosen for the spatial and parametric basis functions [5].

Therefore, the residual R is written by substituting the approximation (5) into the governing equation (1), which leads to:

$$R\,(t^\star,\,\bar{x},\,\bar{p}) \;=\; \sum_{i\,=\,1}^{n}\,\sum_{j\,=\,1}^{m}\Big[\,\dot{a}_{\,i\,j}\,(t^\star) \;-\; \mathrm{Fo}\,\tilde{\tilde{a}}_{\,i\,j}\,(t^\star)\,\Big]\,\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\,\mathsf{P}_{\,j-1}\,(\bar{p})\,, \tag{6}$$

where $\dot{a}$ is defined as $\dot{a} \overset{\mathrm{def}}{:=} \frac{\partial a}{\partial t^\star}$ according to NEWTON's notation. Spectral coefficients $\{\tilde{a}_{\,ij}\,(t^\star)\}_{\,i,j\,=\,1}^{\,n,m}$ and $\{\tilde{\tilde{a}}_{\,ij}\,(t^\star)\}_{\,i,j\,=\,1}^{\,n,m}$ are re-expressed in terms of $\{a_{\,ij}\,(t^\star)\}_{\,i,j\,=\,1}^{\,n,m}$ according to the recursive expression of the derivatives.

The purpose is to minimize the residual $\|R\,(\bar{x},\,t^\star,\,\bar{p})\|_{\,2} \;\longrightarrow\; \min$, which is performed via two methods: the TAU–GALERKIN and the Pseudospectral methods [4]. For this, the residual (6), is required to be orthogonal to the CHEBYSHEV basis functions $\langle\, R\,,\mathsf{T}_{\,k}\,\rangle \;=\; 0$ at the collocation points $\bar{p}_{\,p}$:

$$\langle\, R\,,\mathsf{T}_{\,k}\,\rangle \;=\; \int_{-1}^{1} \frac{R\,(\bar{x},\,t^\star,\,\bar{p}_{\,p})\,\mathsf{T}_{\,k}\,(\bar{x})}{\sqrt{1 \;-\; \bar{x}^{\,2}}}\,\mathrm{d}\bar{x} \;=\; 0\,,$$

The collocation points used here are the extrema points of the CHEBYSHEV polynomials. As a result, the projected residual can be written as:

$$\sum_{i\,=\,1}^{n}\,\sum_{j\,=\,1}^{m}\underbrace{\dot{a}_{\,i\,j}\,(t^\star)}_{\dot{\mathrm{A}}}\;\underbrace{\mathsf{P}_{\,j-1}\,(\bar{p}_{\,p})\int_{-1}^{1}\frac{\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\mathsf{T}_{\,k}\,(\bar{x})}{\sqrt{1 \;-\; \bar{x}^{\,2}}}\mathrm{d}\bar{x}}_{\mathcal{M}} \;=\; \underbrace{\sum_{i\,=\,1}^{n}\,\sum_{j\,=\,1}^{m}\mathrm{Fo}_{\,p}\,\tilde{\tilde{a}}_{\,i\,j}\,(t^\star)\,\mathsf{P}_{\,j-1}\,(\bar{p}_{\,p})\int_{-1}^{1}\frac{\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\,\mathsf{T}_{\,k}\,(\bar{x})}{\sqrt{1 \;-\; \bar{x}^{\,2}}}\mathrm{d}\bar{x}}_{\mathrm{G}}\,. \tag{7}$$

Equation (7) gives $(n\ -\ 2)\cdot m$ equations. The extra coefficients are obtained by substituting the decomposed solution into the boundary conditions.

Thus, by using the Spectral approach to build the reduced-order model, the time-dependent coefficients $\{a_{\,i}\,(t^\star)\}_{i,j=1}^{n,m}$ are computed by solving the following system:

$$\left\{\begin{array}{rcl} \mathrm{M}\,\dot{\mathrm{A}}_{\,ij}(t^\star) & = & \mathrm{G}\,(t^\star,\mathrm{A}_{\,ij})\ +\ b\,(t^\star,\mathrm{A}_{\,ij})\,, \\ \mathrm{A}_{\,ij}\,(0) & = & \mathrm{A}_0\,. \end{array}\right. \tag{8}$$

Initial values of the coefficients $\{a_{\,ij}\,(t^\star\,=\,0)\}$ are calculated by the projection of the initial condition $u_{\,0}\,(\bar{x})$.

Different approaches can be used to solve the system of Ordinary Differential Equations (ODE) presented in Equation (8). In this work, we shall employ ODE solvers, such as the ones based on numerical integration schemes. After solving the *reduced* system regarding a, it is possible to compose the solution of Equation (5) along with the CHEBYSHEV polynomial.

3.2. Computation of the sensitivity function

The sensitivity function of the temperature related to the parameter p is defined as:

$$X\ =\ \frac{\partial u}{\partial p}\,,\quad \forall x^\star\,\in\,\left[\,0\,,\,1\,\right],\quad \forall t^\star\,\in\,\left[\,0\,,\,t_{\mathrm{f}}^\star\,\right]. \tag{9}$$

Given the spectral approximation of the solution, it is possible to compute the sensitivity function directly from Eq. (5):

$$X\ =\ \frac{\partial u_{\,n\,m}}{\partial \bar{p}}\ =\ \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m} a_{\,ij}\,(t^\star)\,\mathsf{T}_{\,i-1}\,(\bar{x})\,\frac{\partial \mathsf{P}_{\,j-1}}{\partial \bar{p}}\,(\bar{p}). \tag{10}$$

The derivative of the CHEBYSHEV polynomials is known analytically and can be presented in the recursive form:

$$\mathsf{P}'_0(\bar{p})=0\,,\qquad \mathsf{P}'_1(\bar{p})=1\,,\qquad \mathsf{P}'_k(\bar{p})=2\,\mathsf{P}_{k-1}(\bar{p})+2\,\bar{p}\,\mathsf{P}'_{k-1}(\bar{p})-\mathsf{P}'_{k-2}(\bar{p})\,. \tag{11}$$

Therefore, once the spectral coefficients $\{a_{\,ij}\,(t^\star)\}_{i,j=1}^{n,m}$ are known, one access directly, with a low computational cost, the solution of the direct problem and its sensitivity.

4. Inverse heat conduction problem

4.1. General consideration

The inverse heat conduction problem aims at computing the parameter $\widehat{p}\ \in\ \Omega_{\,p}$ verifying:

$$\widehat{p}\ =\ \arg\,\min_{\Omega_{\,p}}\ J(\,p\,)\,, \tag{12}$$

where J is the least squares estimator:

$$J(\,p\,)\ =\ \big(\,\boldsymbol{Y}\ -\ \boldsymbol{T}(\,p\,)\,\big)^{\top}\,\big(\,\boldsymbol{Y}\ -\ \boldsymbol{T}(\,p\,)\,\big)\,, \tag{13}$$

where $\boldsymbol{T}(\,p\,)$ is the solution of mathematical formulation (1),(2),(3) of the direct problem computed with the parameter p and set as described in [6], $\boldsymbol{Y}$ is the vector of temperature measurement.

4.2. GAUSS method for minimization with Spectral parametric solution

The minimization of the cost function (12) is realized using the GAUSS algorithm [6, 7]. The methodology is first recalled. It is an iterative process over iterations k, where the candidate $p^{(k+1)}$ is computed with the following equation:

$$p^{(k+1)}\ =\ p^{(k)}\ +\ (\,\boldsymbol{X}^{\top}\boldsymbol{X}\,)^{-1}\,\Big(\,\boldsymbol{X}^{\top}\,\big(\,\boldsymbol{Y}\ -\ \boldsymbol{T}(\,p^{(k)}\,)\,\big)\,\Big)\,, \tag{14}$$

where X is the sensitivity matrix computed at the M sensor positions and at time $t^i, i \in \{1, \ldots, I\}$. The iterative procedure of the GAUSS algorithm is implemented starting from the initial guess $p^{(0)}$. Two stopping criteria γ_1 and γ_2 are defined as a given tolerance (Tol) based on the magnitude of relative changes of the cost function and of the estimated parameter. The computation of the candidate $p^{(k+1)}$ in Eq. (14) requires the knowledge of the sensitivity matrix, defined by:

$$\boldsymbol{X} = \left[\frac{\partial u}{\partial p}(x_1, t^1, p) \ldots \frac{\partial u}{\partial p}(x_1, t^I, p)\ \frac{\partial u}{\partial p}(x_2, t^1, p) \ldots \frac{\partial u}{\partial p}(x_M, t^1, p) \ldots \frac{\partial u}{\partial p}(x_M, t^I, p)\right]^\top . \tag{15}$$

where I is the number of observation time and M is the number of sensor positioned in the wall.

In classical approaches, the sensitivity function $\frac{\partial u}{\partial p}$ is computed *on-line* with three typical approaches: finite differences approximation, solution of the sensitivity equations or complex-step differentiation. Here, the originality is to compute *off-line* (i.e. before solving the inverse problem) the spectral parametric solutions (5) and (10) so that during the on-line phase, Eq. (14) is computed very fast by just evaluating spectral solution at parameter $p^{(k)}$. Thus, with this approach, no numerical solution of partial differential equation is required through the iterations of the GAUSS algorithm. Algorithm 1 synthesized the main steps of the modified algorithm using Spectral parametric solution. In the classical version, there is no *off-line* phase. Furthermore, at step 8 as indicated in the algorithm, the temperature and sensitivity function needs to be assessed through numerical computations.

Algorithm 1 Modified GAUSS algorithm using Spectral parametric solution.

—- *off-line phase* —-
Solve Eqs. (4) using spectral model reduction techniques
Save the spectral coefficients $\{ a_{ij} \}$
—- *on-line phase* —-
Set $p^{(0)}$
$k = 0$
while $\gamma_1 \geqslant \mathsf{Tol}$ and $\gamma_2 \geqslant \mathsf{Tol}$ **do**
    Evaluate $T(p^{(k)})$ and $\frac{\partial u}{\partial p}(p^{(k)})$ using Eqs (5) and (10), respectively
    Compute $p^{(k+1)}$ using Eq. (14)
    Compute $J(p^{(k+1)})$
    Compute convergence criteria γ_1 and γ_2
    $k \leftarrow k + 1$
end while

5. Results

5.1. Description of the case study

Simulations are performed for a time period of $t_\mathrm{f} = 24\ \mathsf{h}$, in a slab of length $\ell = 0.2\ \mathsf{m}$. The surface transfer coefficients are $h^L = 50\ \mathsf{W.m^{-2}.K^{-1}}$ and $h^R = 5\ \mathsf{W.m^{-2}.K^{-1}}$, respectively. The boundary conditions are expressed as sinusoidal variations of 12 and 24 h periods:

$$T_\infty^L(t) = 20 + 10 \sin\left(\frac{2\pi t}{12 \cdot 3600}\right) + 8 \sin\left(\frac{2\pi t}{24 \cdot 3600}\right), \qquad T_\infty^R(t) = 20 + 16 \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{24 \cdot 3600}\right).$$

The initial condition is $T_0 = 20\ ^\circ\mathsf{C}$. The domain of variation of the thermal diffusivity is $[0.1, 5.5]\ \mathsf{mm^2.s^{-1}}$.

5.2. Verification of the Spectral parametric solution

To verify the numerical solution provided by the parametric spectral approach, it is compared with a reference solution provided by the `Matlab`™ open-source toolbox `Chebfun`. Therefore, the error between the simulated solution and the reference solution is determined using the EUCLIDEAN norm and its maximal and mean values, which are defined as in [4].

The parametric problem considers 50 different values of diffusivity α between $0.1\,\mathrm{mm^2 \cdot s^{-1}}$ and $5.5\,\mathrm{mm^2 \cdot s^{-1}}$. The reference solution used in the verification is built with the `Chebfun` toolbox. The

reference solution of the sensitivity function was computed using the whole definition of the problem, while the spectral approach computed the solution using equation (10).

To perform this case study, the Spectral-Parametric approach used $n = 10$ modes for the spatial basis and $m = 20$ modes for the parametric basis, with the tolerance of the solver `ode15s` set to Tol $= 10^{-4}$. The solution is projected on a grid composed by $dx^\star = 2 \cdot 10^{-2}$ and $dt^\star = 10^{-2}$. The time step of solver `ode15s` is adaptive, but we can choose to have the output in the time step we want. The solver will integrate the solution with its time step and then give the solution on the time step asked.

Figure 1 presents the evolution of the temperature in the middle of the material, at $x = 0.1\,\mathrm{m}$. The solution of the proposed method agrees with the reference one on the order of $\mathcal{O}(10^{-4})$. Figure 2 shows the evolution of the scaled sensitivity function also in the middle of the spatial domain. The Spectral-parametric approach is in good agreement with the reference solution, with the error on the order of $\mathcal{O}(10^{-2})$. We lose two orders of accuracy in the computation of the sensitivity problem because we are dealing directly with the derivative definition. Even if it is computed analytically, it is still an approximation.

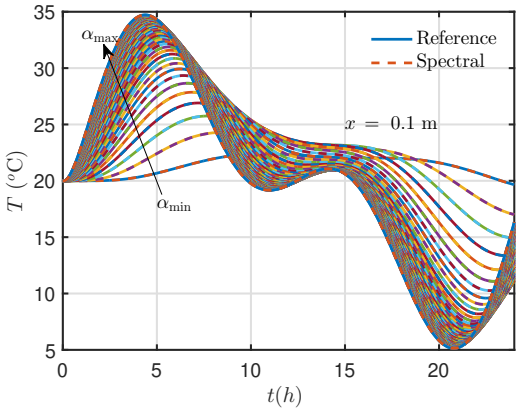


Figure 1 : *Evolution of the temperature at the center of the material.*

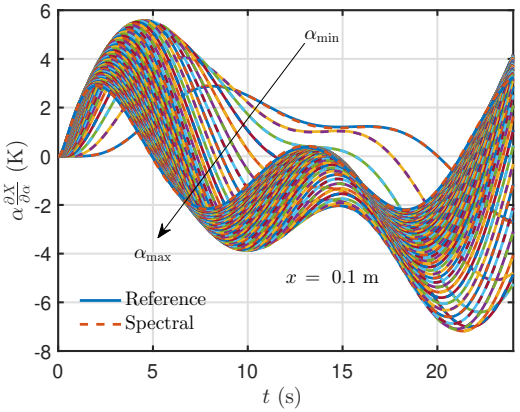


Figure 2 : *Evolution of the scaled sensitivity function at the center of the spatial domain.*

The error ε_∞ is shown as a function of α in Figure 3. As the value of the diffusivity coefficient α increases, the error decreases because the diffusion process becomes less stiff, making it easier to solve. The convergence of the solution $\boldsymbol{X}$ with respect to the number of spectral modes m is presented in Figure 4 for different numbers of parameters N_α. As observed, the error decreases as the number of modes increases. To maintain good accuracy of the solution $\boldsymbol{X}$, a minimum of 20 modes is required. For more than 30 parameters, increasing the number of modes is not worthwhile because the computational effort will also increase. The same analysis is performed for the convergence of the solution of u and the error is two orders of magnitude $\mathrm{O}(10^{-2})$ more precise.

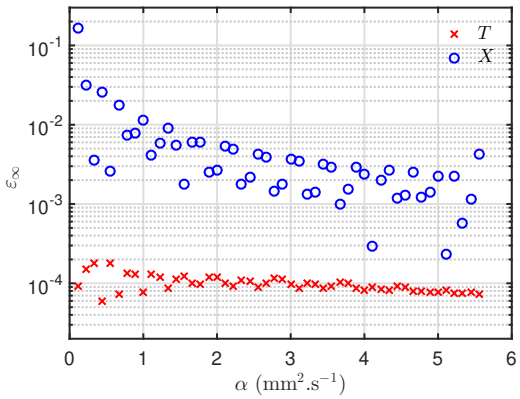


Figure 3 : *Maximum error of the temperature field and the sensitivity coefficient as a function of the diffusivity value.*

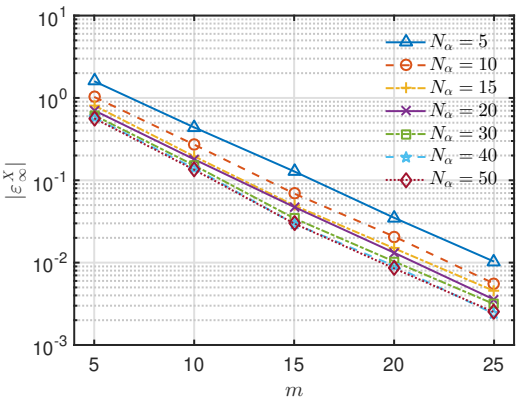


Figure 4 : *Convergence of the spectral modes m for the sensitivity coefficient X for different quantities of the diffusivity parameter N_α.*

5.3. Parameter estimation problem

The procedure to evaluate the reliability of the proposed methodology for inverse heat conduction problem is divided into two steps. First, synthetic experimental observations are generated using a numerical model based on finite-differences and the Du Fort–Frankel numerical method [8]. The *real* parameter used for these computations is denoted $\alpha^{\mathrm{r}} = 0.55\ \mathsf{mm}^2\,.\,\mathsf{s}^{-1}$. The sensor position is located in the middle of the slab and the time step between two measurements is 30 min. To simulate experimental data, a noise of $0.5\ ^\circ\mathsf{C}$ is added to the numerical results. A total of $N_s = 10^4$ samples of synthetic observations are generated *in silico*. The second steps consists in solving the parameter estimation problem using the GAUSS method with Spectral parametric solution or with the classical approach. For the former, the solution is computed *off-line* for $n = 10$ and $m = 20$ modes, which guarantees a satisfying accuracy according to the results in previous section. For the latter, the sensitivity function is computed using the sensitivity equation, combined with a Du Fort–Frankel numerical scheme. The initial parameter is sampled uniformly in the interval of thermal diffusivity $[0.1, 5.5]\ \mathsf{mm}^2\,.\,\mathsf{s}^{-1}$. For the stopping criteria, the tolerance in the GAUSS algorithm are set to $\mathsf{Tol} = 10^{-6}$.

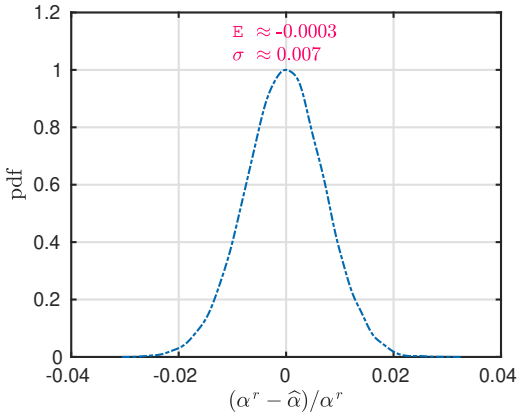


Figure 5 : *The probability density function (pdf) of the relative error on the estimated parameter.*

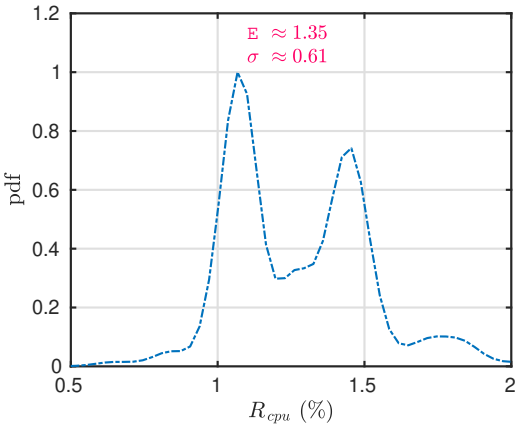


Figure 6 : *The probability density function (pdf) of the computational time ratio to estimate the parameter.*

To evaluate the reliability of the estimation procedure, the expectation E and the standard deviation σ are computed using the N_s samples of a random variable. Figure 5 presents the probability density function of the relative error on the estimated parameter using the Spectral parametric approach. For all the N_s tests, the method estimates the unknown diffusivity with a very satisfying accuracy. The expectation of the relative error is $0.03\ \%$ with a standard deviation of 0.7%. Figure 6 shows the probability of the computational time ratio reported to the classical approach (The computational time is measured in the `Matlab™` environment, on a computer equipped with Intel Xeon(R) Gold, 2.2GHz and 125.6 GB of RAM). The proposed method is faster than the classical approach, with a computation time of only 0.0155 (1.55%) of that of the classical approach. In other words, the parametric solution approach enables to cut by 74 the computational cost of the classical approach to estimate the unknown parameter. As presented in Figure 7, the classical and Spectral parametric solution requires the same number of iterations to estimate the parameters. Thus, the computational gain are due to the *off-line* computations of the parametric solution and its sensitivity function. Last, Figure 8 compares the synthetic data sample of temperature with the Spectral solution computed with the parameter at iteration $k = 0$ and with the estimated parameter. A satisfying agreement is observed between the calibrated model and the measurement.

6. Conclusion

This article investigates the use of a Spectral parametric solution to reduce the computational cost of inverse heat conduction problem using the GAUSS algorithm. The parametric solution is computed *off-line*, *i.e.* before the GAUSS iterative process. It enables direct access to the solution of the direct problem

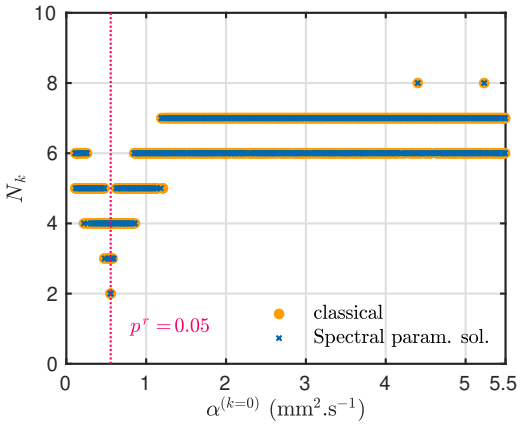


Figure 7 : *Number of iterations to estimate the parameter according to the N_s sampled initial parameter.*

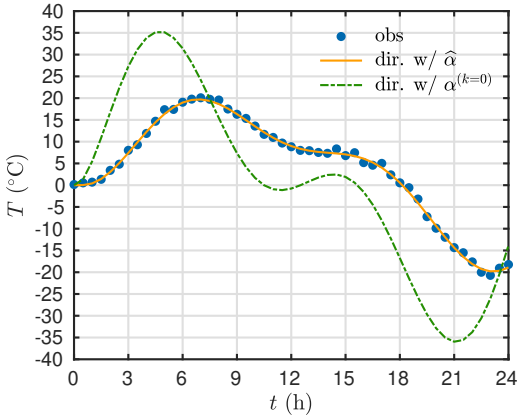


Figure 8 : *Evolution of one synthetic data sample (obs) and the spectral parametric solution of the direct problem, for initial guess and the estimated parameter.*

and its sensitivity. In this way, during the *on-line* process of the algorithm, there is no need to solve the direct problem nor the sensitivity equations to compute the new candidate of the estimated parameter. The reliability and efficiency of the proposed approach is evaluated on a case study where the thermal diffusivity of a mono-layer wall is unknown. A total of 10^4 different samples of synthetic observations are generated to test this methodology. Then, for each set of synthetic observations, the inverse problem is solved using the Spectral parametric solution. The method demonstrates good accuracy and efficiency, with a computational run time corresponding to only 1.55% of the standard approach. Future works should focus on extending the methodology for more complex heat transfer problem with measured experimental data.

References

[1] François, A., et al. (2021) *In situ measurement method for the quantification of the thermal transmittance of a non-homogeneous wall or a thermal bridge using an inverse technique and active infrared thermography*, Energy and Buildings, 233, pp. 110633. doi: 10.1016/j.enbuild.2020.110633.

[2] Nassiopoulos, A. and Bourquin, F. (2013) *On-Site Building Walls Characterization*, Journal of Building Performance Simulation, 63(3), pp. 179–200. doi: 10.1080/10407782.2013.730422.

[3] Chaffar, K., et al. (2014) *Thermal characterization of homogeneous walls using inverse method*, Journal of Building Performance Simulation, 78, pp. 248–255. doi: 10.1016/j.enbuild.2014.04.038.

[4] Gasparin, S., et al. (2022) *Solving parametric problems in building renovation with a spectral reduced-order method*, Journal of Building Performance Simulation, 16(2), pp. 211–230. doi: 10.1080/19401493.2022.2126527.

[5] Boyd, J. P. (2000) *Chebyshev and Fourier Spectral Methods*. 2nd ed. New York: Dover Publications.

[6] Beck, J.V. and Arnold, K.J. (1977) *Parameter Estimation in Engineering and Science*, New York, John Wiley and Sons.

[7] Ozisik, M.N. and Orlande, H. R. B. (2000) *Inverse Heat Transfer : Fundamentals and Applications*, Routledge, CRC press.

[8] Gasparin, S., et al. (2022) *Stable explicit schemes for simulation of nonlinear moisture transfer in porous materials*, Journal of Building Performance Simulation, 11(2), pp. 129–144. doi: 10.1080/19401493.2017.1298669.

Acknowledgements

The authors acknowledge the Brazilian agency for their financial support through the CAPES–PRINT program 41/2017.

Caractérisation de matériaux à changement de phase solide-liquide par bilan entropique

Characterization of solid-liquid phase-change materials by entropy balance

Régis OLIVÈS*, Jean-Marie MANCAUX

Laboratoire PROMES-CNRS - Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la Thermodynamique - 66100 Perpignan
*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - Les performances d'un stockage thermique par chaleur latente sont étroitement liées aux propriétés de stockage et de transfert des matériaux à changement de phase. L'étude du bilan entropique se révèle pertinent afin d'identifier ces propriétés. La méthode expérimentale consiste à soumettre un échantillon à une sollicitation dynamique et en la mesure de la température superficielle et du flux de chaleur. L'analyse entropique conduit à une évaluation simple de l'effusivité thermique du matériau proche de la température de changement d'état.

Abstract - Latent heat storage performance is closely linked to the storage and transfer properties of phase-change materials. The study of entropy balance is a relevant way of identifying these properties. The experimental method involves applying a dynamic load to a sample and measuring the surface temperature and heat flux. The entropy analysis leads to a simple evaluation of the thermal effusivity of the material close to the change-of-state temperature.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

b	effusivité, J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$	u	énergie interne massique, J.kg^{-1}
c	capacité thermique massique, J.kg^{-1}.K^{-1}		
j	densité de flux entropique, W.m^{-2}.K^{-1}	*Symboles grecs*	
J	entropie surfacique, J.m^{-2}.K^{-1}	α	diffusivité thermique, m.s^{-2}
J_0	entropie surfacique $x = 0$, J.m^{-2}.K^{-1}	λ	conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
q	densité de flux de chaleur, W.m^{-2}	ρ	masse volumique, kg.m^{-3}
Q	quantité de chaleur, J		
S	entropie par unité de surface, J.m^{-2}.K^{-1}	*Indices et exposants*	
s_g	production d'entropie vol., W.m^{-3}.K^{-1}	e	effectif
T	température, K	i	initial
t	temps, s	m	maximum
t_0	temps en fin de créneau, s	pc	changement de phase

1. Introduction

La mise au point d'un stockage thermique repose sur la connaissance du comportement en régime dynamique des matériaux utilisés. Que ce soit pour du stockage en chaleur sensible ou en chaleur latente, il est nécessaire de déterminer la capacité thermique et la conductivité du matériau. Afin de déterminer les performances, il s'agit donc de caractériser les matériaux sous régime dynamique. Des analyses entropiques et exergétiques du transfert de chaleur par conduction ont aussi été développées [1, 2]. Sur la base de ces travaux, nous avons développé

l'analyse entropique afin de proposer une méthode de mesure simple et originale de l'effusivité thermique, propriété caractéristique d'un stockage thermique. Une étude théorique a donc été proposée afin de déterminer une relation qui conduit aisément à l'estimation de cette effusivité. Un premier travail a permis de définir un dispositif expérimental permettant la sollicitation thermique, la mesure non-intrusive de température de surface et de flux à la paroi et le traitement des données mesurées pour estimer l'effusivité d'un matériau de stockage en chaleur sensible. Nous appliquons cette méthode à un matériau à changement de phase solide/liquide et analysons ses intérêts et ses limites. Tant que la température maximale atteinte reste inférieure à la température de changement de phase T_{pc}, on peut estimer l'effusivité par cette méthode. Qu'en est-il lorsque la température imposée à la surface de l'échantillon dépasse T_{pc} ?

2. Étude théorique

Précédemment [1], nous avons montré que l'évaluation de l'effusivité pouvait être réalisée par une mesure du flux et de la température à la surface d'un matériau auquel est appliqué un créneau de température. Après intégration sur la durée du créneau de la densité de flux entropique traversant la surface du matériau, il est possible d'estimer simplement l'effusivité.

Dans le cas d'un stockage de chaleur latente, le matériau de stockage est soumis à des cycles de montée et descente en température qui dépendent de sa capacité thermique, de sa chaleur latente et de sa conductivité. Les irréversibilités sont données par l'entropie générée et donc dues au transfert et au stockage de la chaleur dans le matériau.

Nous établissons les bilans d'énergie et d'entropie au matériau de stockage à l'état solide soumis à une sollicitation thermique et pour une température maximale inférieure à la température de fusion. D'une part l'équation du bilan d'énergie est donnée par :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial q}{\partial x} \qquad \text{avec} \qquad q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \tag{1}$$

D'autre part, le bilan d'entropie s'écrit :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x} + s_g \qquad \text{avec} \qquad j = \frac{q}{T} \tag{2}$$

où s_g est la production d'entropie et j la densité de flux entropique. Ces équations peuvent se réécrire de la façon suivante :

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{3}$$

et

$$\frac{\rho c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{q}{T}\right) + q \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{T}\right) \tag{4}$$

ou encore

$$\frac{\rho c}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\lambda}{T} \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\lambda}{T^2}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 \tag{5}$$

L'application d'un créneau de température sur un intervalle de temps t_0 a été étudiée par Bartoli [2]. Dans le cadre de cette étude, nous appliquons plutôt un créneau de flux sur un intervalle de temps t_0 avec retour à la température initiale. Les conditions initiale et limite sont donc les suivantes :

$$q(x, 0) = 0 \qquad \text{pour} \quad x \geq 0 \tag{6}$$

$$q(0, t) = q_0 \qquad \text{pour} \quad 0 < t \leq t_0 \tag{7}$$

$$T(0, t) = T_i \qquad \text{pour} \quad t > t_0 \tag{8}$$

La résolution conduit à la relation suivante valable pour $t \leq t_0$:

$$T(x,t) = T_i + \frac{2q_0\sqrt{t}}{b\sqrt{\pi}}\text{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \tag{9}$$

Ainsi, à $t = t_0$ et en $x = 0$, l'écart de température est maximal et est donné par :

$$\Delta T_m = \frac{2q_0\sqrt{t_0}}{b\sqrt{\pi}} \tag{10}$$

Le calcul du flux d'entropie conduit à la relation 11, pour $t \leq t_0$:

$$j_0(t) = \frac{q_0}{T_i + \frac{2q_0\sqrt{t}}{b\sqrt{\pi}}} \tag{11}$$

Après intégration du flux d'entropie sur la durée du créneau, on obtient :

$$J_0(t) = b\sqrt{\pi}\left[\sqrt{t} - \frac{b\sqrt{\pi}T_i}{2q_0}\ln\left(\frac{2q_0\sqrt{t}}{b\sqrt{\pi}T_i} + 1\right)\right] \tag{12}$$

L'entropie entrante atteint un maximum en $t = t_0$ qui peut être exprimé en première approximation et en considérant que $\Delta T_m \ll T_i$:

$$J_0(t_0) \simeq b\sqrt{\pi t_0}\frac{T_i}{T_i + \Delta T_m} \tag{13}$$

Outre b, cette relation ne fait intervenir que le temps t_0, la température initiale T_i et l'écart de température maximal ΔT_m atteint au temps t_0. Nous exploitons cette relation pour estimer l'effusivité et, connaissant la masse volumique et la capacité thermique, la conductivité. Pour la mesure d'un matériau composite, nous accédons *a priori* à une effusivité et conductivité effectives. Tant que la température maximale atteinte reste inférieure à la température de changement de phase T_{pc}, on peut utiliser l'expression 13 pour estimer l'effusivité. Qu'en est-il lorsque la température imposée à la surface de l'échantillon dépasse T_{pc} ? Peut-on exploiter tout de même les valeurs données par $J_0(t_0)$?

3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental a déjà été décrit [1]. Un échantillon est placé en contact avec un fluxmètre qui mesure aussi la température. L'échantillon est isolé par ailleurs par du polystyrène extrudé. La sollicitation thermique est assurée par une résistance chauffante que l'on peut soumettre à un créneau par application d'une tension et d'un courant sur une durée définie. L'ensemble est accolé à une plaque échangeuse qui va avoir pour rôle d'imposer une température initiale et, après le créneau, de permettre à l'échantillon de revenir à sa température initiale. La figure 1 représente le schéma expérimental. Ainsi, une mesure consiste à imposer une température initiale à un échantillon à l'aide de la plaque échangeuse. À l'instant $t = 0$ et jusqu'au temps $t = t_0$, la résistance chauffante est alimentée (tension et courant constants). La densité de flux q et la température T sont mesurées par le fluxmètre avec un pas de temps de 0,1 s. Le traitement des valeurs repose sur le calcul du flux entropique $j = q/T$ à partir des données fournies par le fluxmètre. Il s'agit ensuite d'intégrer le flux entropique au cours du temps et d'exploiter la relation suivante pour déterminer l'effusivité :

$$b = \frac{J_0(t_0)}{\sqrt{\pi t_0}}\frac{T_i + \Delta T_m}{T_i} \tag{14}$$

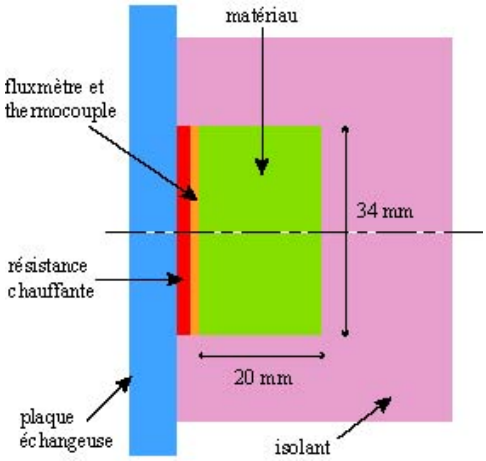


Figure 1 : *Dispositif expérimental*

état	ρ kg.m^{-3}	c J.kg^{-1}.K^{-1}	λ W.m^{-1}.K^{-1}
solide	870	2400	0,24
liquide	760	1800	0,15
autres	T_{pc} °C	L_{pc} kJ.kg^{-1}	
	27	179	

Tableau 1 : *Propriétés du matériau à changement de phase RT27*

Nous nous sommes intéressés à des échantillons à base de paraffine RT27 de la société Rubitherm et dont les propriétés sont consignées dans le tableau 1. La température de début de fusion s'avère légèrement inférieure à 27 °C. Cette paraffine est utilisée sous forme imprégnée dans une matrice de graphite naturel expansé (GNE) recomprimé. Cette matrice est obtenue par compression uniaxiale de vermicules de GNE dans un moule. Après découpe, on obtient un cylindre de 34 mm de diamètre et 20 mm d'épaisseur qui est ensuite imprégné de paraffine liquide jusqu'à quasiment saturation. Ainsi, la matrice de GNE obtenue a une masse volumique apparente de 81,5 kg.m^{-3}. Après imprégnation, le matériau GNE+RT27 comporte une fraction massique de 90 % de paraffine et de 10 % de graphite.

4. Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons réalisé une série de mesures sur un échantillon de graphite avant et après imprégnation. Ainsi, un exemple de mesure de la température et de la densité de flux sur une matrice de graphite non imprégnée est montré dans la figure 2. La figure 3 présente l'évolution de l'entropie $J_0(t)$ qui traverse l'interface en fonction du temps. Apparaissent aussi le temps t_0 correspondant à la fin du créneau et le maximum atteint par $J_0(t)$.

Les résultats obtenus à partir de plusieurs mesures sont consignés dans le tableau 2. On obtient une effusivité de l'ordre de 626 J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$ et une conductivité de 6,7 W.m^{-1}.K^{-1} pour une matrice de GNE de masse volumique apparente de 81,5 kg.m^{-3}, soit 96 % de porosité. Cette valeur est confirmée par les mesures en régime permanent (barre divisée) et le modèle de Olivès & Mauran [3]. Une série de mesures a été effectuée sur une matrice de graphite imprégnée de paraffine. Les premières mesures effectuées sur l'échantillon GNE+RT27 (a) à

	ρ_e kg.m^{-3}	c_e J.kg^{-1}.K^{-1}	b$_e$ J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$	λ_e W.m^{-1}.K^{-1}
GNE	81,5	720	630	6,77
GNE	81,5	720	635	6,87
GNE	81,5	720	614	6,42
GNE	81,5	720	619	6,53
GNE (moy.)	81,5	720	626	6,67
GNE+RT27 (a)	793	855	2142	6,8
GNE+RT27 (b)	793	855	1885	5,24

Tableau 2 : *Propriétés effectives des matrices de GNE seul et GNE imprégné de paraffine*

des températures inférieures à 24 °C ont abouti à des valeurs moyennes d'effusivité de 2142 J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$ et de conductivité de 6,8 W.m^{-1}.K^{-1} (voir tableau 2). Ces valeurs confirment bien le fait que le transfert est assuré par le GNE et que la capacité thermique est plutôt liée à la paraffine.

Une mesure a consisté ensuite à passer la température de fusion et analyser les résultats obtenus. La figure 4 montre l'évolution de la température et de l'entropie à la surface de l'échantillon de GNE+RT27 (b). Au delà de 24,5 °C (297,5 K), on constate l'apparition d'une phase liquide qui a nécessité un apport de chaleur supplémentaire correspondant à la chaleur latente de fusion. À partir de la valeur $J_0(t_0)$ atteinte à la fin du créneau et correspondant à la température maxi-

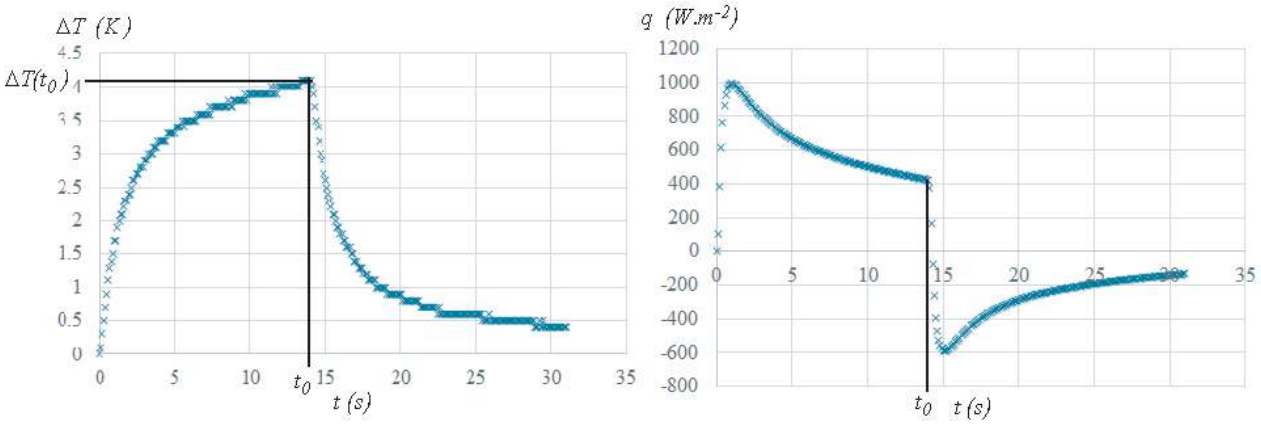


Figure 2 : *Évolution de la température et du flux mesurés lors d'une expérimentation sur une matrice de GNE avant imprégnation.*

male, on obtient une valeur de l'effusivité de 1885 J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$ et donc une conductivité de 5,2 W.m^{-1}.K^{-1}, légèrement inférieure à celle obtenue précédemment. Ceci s'explique par l'exsudation de la paraffine, c'est-à-dire l'apparition d'une fine couche de paraffine à la surface de l'échantillon que nous avons effectivement observée. Lors de la montée en température, la paraffine passée à l'état liquide a migré par capillarité jusqu'à l'interface échantillon/fluxmètre. Ainsi, la mesure du fluxmètre est influencée par cette résistance thermique supplémentaire abaissant la conductivité effective estimée. Une mesure a ensuite été effectuée avec un créneau relativement rapide et en dessous de la température de fusion. On a pu constater des valeurs de l'effusivité et de la conductivité inférieures à celles de l'échantillon de GNE+RT27 montrant l'influence de la couche de paraffine à sa surface.

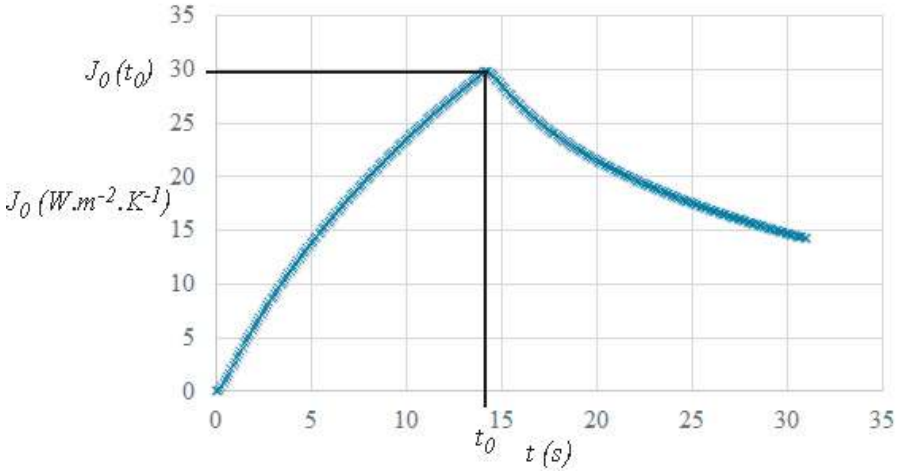


Figure 3 : *Évolution de l'entropie à la surface d'une matrice de GNE.*

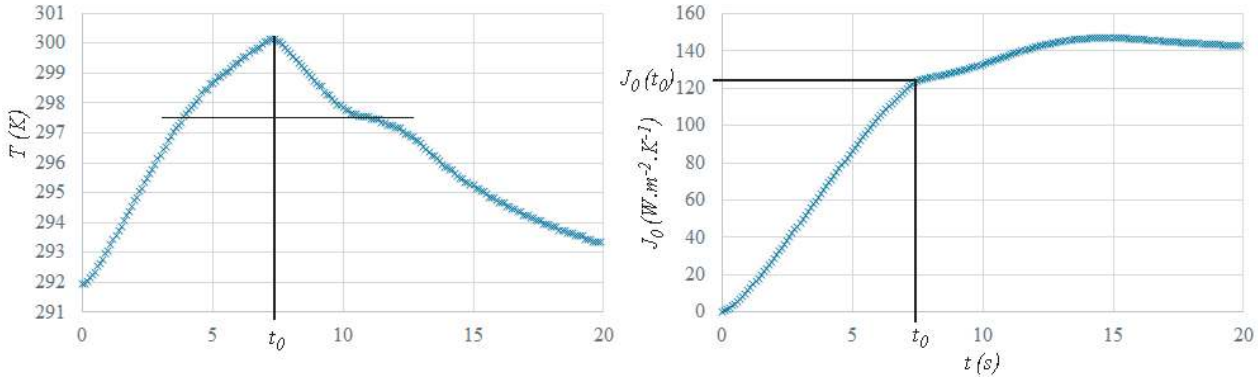


Figure 4 : *Évolution de la température (à gauche) et de l'entropie (à droite) à la surface d'un échantillon GNE+RT27.*

5. Conclusion

La mesure non-intrusive de température de surface et de flux à la paroi et le traitement des données associé permet l'estimation de l'effusivité d'un matériau. Ce traitement consiste à l'évaluation de l'entropie entrante dans le matériau à partir de l'intégration sur le temps du flux d'entropie, de la température initiale et de l'écart de température à la fin du créneau appliqué. Pour un matériau qui subit une variation de température avec changement d'état, la relation reste *a priori* exploitable. Néanmoins, dans le cas considéré ici, il a pu être mis en évidence le phénomène d'exsudation qui perturbe la mesure par l'apparition à la surface sollicitée d'une couche de paraffine. Pour conforter l'analyse, il s'agirait de pouvoir éviter cette exsudation.

Références

[1] R. Olivès, J.-M. Mancaux, Caractérisation de matériaux de stockage thermique par bilan entropique : analyse des irréversibilités et mesure des propriétés, *Congrès Français de Thermique SFT*, Strasbourg, 4 - 7 juin 2024.

[2] C. Bartoli, Analysis of thermal irreversibilities in a homogeneous and isotropic solid, *International Journal of Thermal Sciences* 44 (2005).

[3] R. Olivès, S. Mauran, A Highly Conductive Porous Medium for Solid–Gas Reactions : Effect of the Dispersed Phase on the Thermal Tortuosity, *Transport in porous media* 43(2) (2001).

Super résolution en thermométrie IRM dans les procédés de thermoablation.

Super resolved MRI thermometry in thermoablation processes.

Ida BURGERS[1], Mariana De MELO ANTUNES[1,2], Valéry OZENNE[3], Jean-Luc BATTAGLIA[1],

[1] Université de Bordeaux, Unité de Recherche I_2M, UMR CNRS 5295, 351 Cours de la Libération,33400 Talence, France
[2]Federal University of Itajuba, Heat Transfer Laboratory - LabTC, Institute of Mechanical Engineering, Campus Professor José Rodrigues Seabra, BPS Avenue 1303, Itajuba, MG, Brazil
[3]Université de Bordeaux, Centre de Résonance Magnétique des Systèmes Biologiques, UMR CNRS 5536, Bordeaux, France
[*](auteur correspondant : jean-luc.battaglia@u-bordeaux.fr)

Résumé - Une amélioration de la résolution spatiale en thermométrie IRM est proposée dans le cadre de procédés de thermoablation de tumeurs. Elle est basée sur l'utilisation conjointe d'une méthode hybride (différences finies et transformée de Laplace) et d'une méthode d'optimisation topologique des mesures avec le champ simulé et d'identification des paramètres de la source de chaleur. Une illustration est proposée dans le cadre de thermoablation par micro-ondes.

Abstract - An improvement of the spatial resolution in MRI thermometry is proposed in the context of tumor thermoablation processes. It is based on the joint use of a hybrid method (finite differences and Laplace transform) and a method of topological optimization of measurements with the simulated field and identification of the heat source parameters. An illustration is proposed in the context of microwave thermoablation.

Nomenclature

a	pas de la descente de gradient
B	champ magnétique, T
C	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
h	réponse impulsionnelle
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
p	Variable de Laplace
Q	terme source, $W.m^{-3}$
r	coordonnée radiale, m
$\mathbf{R}$	matrice de rotation
t	temps, s
$\mathbf{t}$	vecteur de translation
T	température, K
$\mathbf{T}$	matrice de transformation
T_E	temps d'écho, s
U	température transformée, K.m

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
β	coefficient d'absorption terme source, $m^{-1/2}$
γ	rapport gyromagnétique, $MHz.T^{-1}$
σ	coefficient de température PRF, $ppm.K^{-1}$
δ	fonction de Dirac
$\mathcal{L}$	transformée de Laplace
∇	gradient
π	distribution de probabilité
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
θ	température transformée (par $\mathcal{L}$)
ω	débit sanguin/Taux de perfusion du sang, s^{-1}

Indices et exposants

b	sang
p	milieu biologique
vox	voxel (température moyenne)

1. Introduction

L'ablation thermique est appliquée à la fois dans les soins curatifs et palliatifs des tumeurs bénignes et malignes. La procédure implique la destruction du tissu ciblé à l'aide de températures soit élevées (hyperthermie) soit basses (hypothermie). Le changement de température est concentré sur la zone à l'intérieur et autour de la tumeur. Comme la résection chirurgicale, le principal objectif de l'ablation thermique est d'éliminer la tumeur tout en préservant une marge de tissu sain. Diverses sources d'énergie peuvent être utilisées pour générer la chaleur nécessaire aux procédures d'ablation thermique. Le choix de l'approche optimale dépend de facteurs tels que l'emplacement et le type de la tumeur et l'état de santé général [1]. Les techniques d'hyperthermie comprennent l'ablation par micro-ondes (MWA), l'ablation par radiofréquence (RFA), l'ablation par ultrasons (UA) et la thérapie thermique induite par laser (LITT). Ces méthodes sont classées en ablation radiale ou centrifuge, où la chaleur se propage du centre de la tumeur vers l'extérieur.

La prédiction des effets thermiques pendant l'ablation est obtenue grâce à la simulation du transfert de chaleur en régime transitoire. Le terme source de chaleur est dérivé des phénomènes physiques régissant chaque méthode : les équations de courant et électromagnétiques pour RFA, l'équation d'onde acoustique pour UA, l'équation de transfert radiatif pour LITT et l'équation d'onde électromagnétique pour MWA. Ces simulations peuvent intégrer des complexités telles que la circulation sanguine dans les réseaux vasculaires, calculée à partir des équations de Navier-Stokes, et les propriétés tissulaires dépendantes de la température ainsi que des facteurs tels que la perfusion sanguine et la génération de chaleur métabolique. En tenant compte de ces variables, les simulations aident les chirurgiens à prédire la taille et la forme de la zone traitée et aident également à estimer les niveaux d'énergie nécessaires pour éviter à la fois la surchauffe des tissus sains.

L'IRM est utilisée classiquement pour guider l'implantation du dispositif au sein de la tumeur. La seconde utilité de l'IRM est la quantification de l'élévation de température dans la zone traitée par technique de mesure de densité protonique. L'imagerie thermique est alors constituée d'un réseau tridimensionnel de voxels de taille millimétrique, chaque voxel portant une indication de température moyenne. La cartographie de phase, base du principe de l'imagerie thermique en IRM, permet de suivre des variations de température importantes (jusqu'à 100°C) avec une résolution temporelle de l'ordre de la seconde. Ainsi, l'imagerie thermique s'est imposée en IRM interventionnelle comme le meilleur outil pour rendre compte de la formation et de l'extension de la lésion lors des procédures de thermoablation. Cet outil permet de vérifier les prédictions issues de la simulation et de contrôler la source d'énergie en fonction du niveau de température cible au sein de la zone traitée. La mise en œuvre des techniques d'imagerie thermique par IRM a révolutionné cet acte thérapeutique et le potentiel est encore largement sous-exploité, notamment celui de rendre ce traitement entièrement personnalisable. Cependant, l'incertitude relative des mesures de température par IRM est importante (entre 20 et 30%) et le dispositif utilisé (systématiquement sur les sondes RF et MWA, plus modérément pour les LITT) génère un artefact sur l'image qui empêche la quantification de la température pour les voxels situés à proximité immédiate du dispositif où l'échauffement est le plus fort. Ceci a des conséquences directes sur la quantification de la température et l'extension précise de la zone impactée. D'autres artefacts sur l'imagerie interviennent : mouvements du patient ou de l'organe et perte de signal due à la coagulation rapide des tissus à proximité des zones chauffées. D'autres facteurs, comme les perturbations du champ magnétique, les modifications de diffusion de l'eau dues au chauffage et les déplacements chimiques dans les tissus adipeux, contribuent également aux imprécisions de la thermométrie IRM. De plus, la thermométrie IRM ne renseigne que sur l'évolution de la température moyenne par voxel. Cela masque les gradients thermiques élevés à proximité

immédiate du dispositif de thermoablation et donc les maxima de température. Le dépassement de la température d'ébullition peut donc être complètement invisible du point de vue de l'opérateur, entraînant à la fois un risque de perforation tissulaire pour le patient et une modification du champ magnétique local qui invalide la mesure de température dans environ un cas sur deux au cours de l'intervention.

Dans cette communication, nous proposons une reconstruction super-résolue du champ de température dans les zones où les mesures peuvent être déformées ou obscurcies. Cette étude introduit une approche hybride (différences finies en espace et transformée de Laplace pour le temps) de résolution du modèle de transfert de la chaleur impliquant une source de chaleur à révolution sphérique. Les solutions sont projetées sur le réseau de voxel expérimental à partir d'une technique inverse (ANTs) et les paramètres de la source sont identifiés. Le modèle permet alors la reconstruction des gradients de température critiques dans la zone de traitement avec une précision spatiale améliorée, visant à déterminer avec précision la température maximale atteinte et à récupérer les informations thermiques dans les voxels défaillants. Une illustration est proposée dans la cas de la thermoablation par micro-ondes (MWA) [2,3].

2. Modèle thermique simplifié

Quel que soit le dispositif de thermoablation utilisé, on suppose que la chaleur se dépose au sein de la tumeur suivant une forme sphérique. On suppose également que la profondeur de diffusion thermique au cours du processus est éloignée des limites de l'organe et est significativement plus petite que l'organe lui-même. Par conséquent, le milieu est considéré comme un domaine semi-infini. Enfin, on supposera également un milieu isotrope à propriétés thermiques constantes. Ces hypothèses sont relativement fortes puisqu'elles signifient que les propriétés thermiques du milieu biologique ne varieront pas en fonction de la température ou de l'état (coagulé ou non) de la zone affectée. Dans cette configuration à révolution sphérique, le modèle de transfert de chaleur est basé sur l'équation de la chaleur avec source (pour ce qui concerne le dispositif) et puit (pour ce qui concerne les pertes dues à la perfusion) :

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = \alpha_p \left(\frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} \right) - C^* \omega_b (T(r,t) - T_b) + Q^*(r,t) \quad (1)$$

Avec : $C^* = \rho_b C_b / \rho_p C_p$ et $Q^*(r,t) = Q(r,t)/\left(\rho_p C_p\right)$. Les conditions aux limites sont :

$$BC_1 : T(r,t) \rightarrow \text{ finie, pour } r = 0, t > 0 \quad (2)$$

$$BC_2 : T(r,t) = T_b, \text{ pour } r \rightarrow \infty, t > 0 \quad (3)$$

La condition initiale est :

$$IC : T(r,t) = T_b, \text{ pour } 0 \leq r < \infty, t = 0 \quad (4)$$

Dans le cas du processus MWA, la résolution de l'équation de Helmholtz en 1D sphérique conduit à l'expression de la source de chaleur comme :

$$Q(r,t) = Q_0(t)\, F(r) = Q_0(t) \exp\left(-\beta \sqrt{r}\right) \quad (5)$$

Afin de calculer la température quel que soit le comportement transitoire de la source on considère $Q_0(t) = \delta(t)$ dans la relation (5), ce qui conduit à calculer la réponse impulsionnelle à partir des équations (1) à (4). Dès lors il est possible de calculer la réponse à n'importe quelle variation transitoire de la source grâce à la linéarité du modèle et de l'application du produit de convolution :

$$T(r,t) = \int_0^\infty h(t-\tau)\, Q_0(\tau)\, \mathrm{d}\tau \quad (6)$$

En effectuant les changements de variables : $T'(r,t) = T(r,t) - T_b$ et $U(t) = rT'(r,t)$, la relation (1) devient :

$$\frac{1}{\alpha_p}\frac{\partial U(r,t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 U(r,t)}{\partial r^2} - \frac{\rho_b C_b \omega_b}{k_p} U(r,t) + \frac{r}{k_p} Q(r,t) \quad (7)$$

La transformée de Laplace sur la variable temporelle de U est :

$$\theta(r,p) = \mathcal{L}_t[U(r,t)] = \int_0^\infty U(r,t) e^{-pt} dt \quad (8)$$

En l'appliquant sur la relation (7), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \theta(r,p)}{\partial r^2} - K^2 \theta(r,p) = -\frac{r}{k} Q_0(r) \quad (9)$$

Avec : $K^2 = \rho_b C_b \omega_b / k_p + p/\alpha_p$. Étant donné l'expression de $F(r)$ dans la relation (5), il n'est pas possible d'obtenir une expression exacte pour $\theta(r,p)$ et nous résolvons donc la relation (9) par une méthode de différence centrée. La transformée inverse de Laplace $U(r,t) = \mathcal{L}_p{}^{-1}[\theta(r,p)]$ est calculée à partir de la méthode de Stehfest [6]. Nous obtenons alors la réponse impulsionnelle $h(r,t) = U(r,t)/r$ et nous pouvons alors calculer la réponse pour toute évolution transitoire de la source à partir de la relation (6) en appliquant deux FFT (Fast Fourier Transform) successives pour effectuer le calcul de convolution.

3. Thermométrie IRM

En IRM, le patient est placé dans un tunnel contenant un aimant supraconducteur qui génère un champ magnétique très puissant (entre 1,5 et 3 Tesla). Ce champ aligne les protons des noyaux d'hydrogène présents en très grande quantité dans l'eau et les graisses du corps. Une antenne émettrice envoie des ondes radio spécifiques qui perturbent cet alignement. Les protons absorbent cette énergie et entrent en résonnance. Lorsque les ondes radio sont coupées, les protons retournent à leur état d'équilibre initial en libérant l'énergie absorbée. Les signaux mesurés par les antennes de l'IRM dépendent de la nature des tissus ainsi que du temps de retour à l'équilibre. Le signal est mesuré en amplitude (intensité) mais aussi en phase qui correspond à l'angle de rotation du vecteur magnétique dans le plan transversal. La phase dépend de plusieurs facteurs, comme le champ magnétique local, le temps d'écho T_E (temps en msec entre l'application de l'impulsion radio fréquence et la mesure du signal de résonnance émis par les tissus) et les propriétés des tissus. La thermométrie IRM [4] est basée sur la mesure de variation de phase liée à une variation de température sous la forme : $\Delta T = (\Phi(T) - \Phi(T_{ref}))/(\sigma\, \gamma\, T_E\, B_0)$, $\Phi(T)$ étant une image de phase à la température T acquise pendant le traitement et $\Phi(T_{ref})$ une image de phase à la température de référence T_{ref} acquise avant le chauffage [1]. Dans la relation précédente $\gamma = 2\pi \times 42.58\ \mathrm{MHz.T^{-1}}$ est le rapport gyromagnétique, $\sigma = -0.0094\ \mathrm{ppm.K^{-1}}$ est le coefficient de température PRF (Proton Resonance Frequency), B_0 est l'intensité du champ magnétique et T_E est le temps d'écho. La réduction du rapport signal/bruit étant très localisée à proximité de l'aiguille, tous les voxels dont l'incertitude de température était supérieure à 3°C avant le déroulement de l'ablation ont été masqués. L'incertitude de température a été estimée à l'aide de l'écart type de température calculé sur la base d'un voxel avant le déroulement de l'ablation.

4. Superposition de la simulation sur le réseau de voxels

La première étape du processus de superposition des données simulées sur la cartographie expérimentale de voxels en 3D consiste d'abord à calculer la température moyenne par voxel Une grille 3D de voxels rectangulaires est construite dans un référentiel cartésien et les coordonnées (X, Y, Z) sont calculées à partir de la coordonnée radiale r dans la géométrie sphérique. La température moyenne de chaque voxel est ensuite calculée comme :

$$T_{vox}(X,Y,Z,t) = \frac{1}{\Delta r}\int_{r}^{r+\Delta r} T(r,t)rdr = \frac{1}{\Delta r}\int_{r}^{r+\Delta r} U(r,t)dr \quad (9)$$

Où Δr représente la longueur radiale du voxel. Ce processus de calcul de la moyenne génère un champ de température 4D sur l'ensemble de l'image IRM, la quatrième dimension représentant le temps.

L'étape suivante consiste à aligner ce champ de température 4D simulé avec le champ de température expérimental. En effet, le référentiel expérimental étant celui de l'IRM lui-même, il est rare que l'axe du dispositif de thermoablation soit aligné avec celui de la machine. Cet alignement est effectué à l'aide du logiciel ANTs [5] qui applique une matrice de transformation solide au champ de température simulé. Les paramètres de cette matrice sont identifiés pour que l'image du champ de température calculée s'aligne spatialement avec l'image du champ mesuré. En 3D, les transformations rigides peuvent être représentées mathématiquement comme une combinaison d'une matrice de rotation **R** et d'un vecteur de translation **t**, appliqués à chaque coordonnée **x** du champ simulé. Cette transformation est généralement exprimée à l'aide d'une seule matrice de transformation **T** de dimension (4,4), qui intègre à la fois la rotation et la translation. Cette formulation permet des transformations 3D complètes, englobant la rotation autour des axes X, Y et Z, ainsi que la translation dans les trois directions. Elle s'exprime comme :

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{3\times3} & \mathbf{t}_{3\times1} \\ \mathbf{0}_{1\times3} & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Où $\mathbf{R}_{3\times3}$ est la matrice de rotation et $\mathbf{t}_{3\times1}$ est le vecteur de translation. La transformation d'un point **x** de l'image du champ simulé est alors donnée par :

$$\mathbf{x}' = \mathbf{T}\,\mathbf{x} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{3\times3} & \mathbf{t}_{3\times1} \\ \mathbf{0}_{1\times3} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Une matrice de rotation générale pour la rotation selon les angles θ_x, θ_y et θ_Z autour des axes X, Y et Z est $\mathbf{R} = \mathbf{R}_x(\theta_x) \cdot \mathbf{R}_y(\theta_y) \cdot \mathbf{R}_z(\theta_z)$, avec :

$$\mathbf{R}_x(\theta_x) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_x) & -\sin(\theta_x) \\ 0 & \sin(\theta_x) & \cos(\theta_x) \end{bmatrix}, \mathbf{R}_y(\theta_y) = \begin{bmatrix} \cos(\theta_y) & 0 & \sin(\theta_y) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_y) & 0 & \cos(\theta_y) \end{bmatrix}, \mathbf{R}_z(\theta_z) \begin{bmatrix} \cos(\theta_z) & -\sin(\theta_z) & 0 \\ \sin(\theta_z) & \cos(\theta_z) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

Dans le cadre d'un alignement solide, le logiciel ANT utilise une mesure de similarité telle que l'information mutuelle (IM) pour évaluer la qualité de l'alignement entre l'image de référence *A* et l'image cible transformée *B*. L'IM est particulièrement efficace pour l'enregistrement d'images multimodales, car elle mesure la dépendance statistique entre les intensités des points correspondants dans les images de référence et transformées. Elle est définie comme suit :

$$\mathrm{IM}(A,B) = \sum_{a\in A}\sum_{b\in B} \pi(a,b)\log\frac{\pi(a,b)}{\pi(a)\,\pi(b)} \quad (9)$$

Où $\pi(a,b)$ représente la distribution de probabilité conjointe des intensités dans les images *A* et *B*, et $\pi(a)$ et $\pi(b)$ sont les distributions de probabilité marginales de *A* et *B*, respectivement. Le processus d'optimisation vise à maximiser l'IM, en obtenant les paramètres de transformation optimaux qui alignent la cible avec l'image de référence. Pour ajuster les paramètres de **R** et **t**, ANTs utilise un processus d'optimisation itératif basé sur la descente de gradient. À chaque itération, les paramètres de rotation et de translation sont mis à jour pour réduire l'erreur en fonction de la métrique de similarité. La règle de mise à jour dans la descente de gradient pour la rotation et la translation peut être décrite comme suit :

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_{n+1} &= \mathbf{R}_n - a\,\nabla_R \mathrm{IM}(A, T_n(B)) \\ \mathbf{t}_{n+1} &= \mathbf{t}_n - a\,\nabla_t \mathrm{IM}(A, T_n(B))\end{aligned} \tag{9}$$

Où a est la taille du pas, et ∇_R et ∇_t représentent les gradients par rapport aux paramètres de rotation et de translation.

Néanmoins, il est aussi indispensable d'identifier les paramètres de la source de chaleur $\{Q_0(t), \beta\}$ dans la relation (5) qui ne sont pas connus. L'hypothèse de linéarité du modèle nous permet d'identifier ces paramètres inconnus une fois que l'alignement entre les images simulées et expérimentales est réalisé. Une méthode de type Levenberg-Marquardt est appliquée en minimisant l'écart quadratique entre les températures moyennes par voxel simulées et mesurées. Pour plus de précision, l'alignement est vérifié à nouveau une fois l'estimation des paramètres de source effectuée.

5. Illustration

Un système micro-ondes AveCure (MedWave, San Diego, USA) a été utilisé pour réaliser l'ablation à l'aide d'une grande antenne de calibre 14 insérée par voie percutanée sous guidage IRM. L'appareil a été connecté à un générateur situé à l'extérieur de la cage de Faraday à l'aide d'un câble blindé fourni par le fabricant. La durée d'ablation a été fixée à 7 minutes 30 avec une température cible de 60°C sur un foie de vache à température ambiante. Un délai de 30 secondes a été observé avant de commencer le dépôt d'énergie. Les images de température IRM ont été obtenues sur une IRM clinique de 1,5 T (Magnetom Sola Fit, Siemens Healthineers) à l'aide d'une séquence d'imagerie écho-planaire multi-coupes (EPI) positionnée parallèlement à la sonde MW. Une pile de 13 tranches a été acquise dynamiquement toutes les 4 s en utilisant les paramètres suivants : T_E = 19 ms, T_R = 47,29 ms, FA = 90°, champ de vision de 300 mm, taille de la matrice = 128x128, espacement dans le plan = 2,34375 mm, épaisseur de tranche = 3 mm, espacement de tranche = 1,5 mm, bande passante/pixel = 953 Hz, facteur d'accélération GRAPPA = 2.

La source de chaleur est d'intensité constante, soit $Q_0(t) = Q_0\,H(t)$ dans la relation (5). Le processus d'alignement des champs thermiques simulés et calculés est d'abord réalisé et les paramètres de la source sont identifiés. Cela conduit à $Q_0 = 2.1 \times 10^8\ W/m^3$ et $\beta = 59.5\ m^{-0.5}$. Le champ de température est ensuite calculé à une échelle plus petite que celle du voxel. Les résultats de la comparaison entre mesures et simulation sont représentés sur les figures ci-dessous. Sur la figure 1, nous voyons la comparaison à l'instant t = 120 sec. Pour les voxels de la coupe médiane. La distorsion des températures sur l'image simulée (en bas à gauche) provient de l'alignement des quantités simulées depuis la géométrie sphérique. On voit bien l'absence d'information sur quelques voxels de l'image mesurée (en haut à droite). La simulation du champ thermique à petite échelle est représentée en bas à droite. La figure 2, montre l'adéquation entre simulation et mesures sur la coupe médiane au cours du temps, depuis le début du chauffage. On constate une adéquation très satisfaisante des thermogrammes sur pratiquement l'ensemble des voxels. On voit également que cette approche a le mérite de reconstruire l'évolution de la température aux voxels ayant subits des artefacts. Enfin la figure 3 renseigne sur la qualité de la comparaison simulation/mesure en considérant des lignes perpendiculaires à l'axe du dispositif à trois instants différents pendant le chauffage. Nous reportons également sur la figure la température calculée à petite échelle, qui montre bien que la moyenne par voxel a bien tendance à minimiser la valeur de température réelle et à masquer les maxima.

6. Conclusion

Nous avons élaboré une méthode de reconstruction du champ de température dans le domaine affecté par le dispositif de thermoablation. Pour cela nous avons développé un modèle

relativement simple du transfert de la chaleur en régime transitoire basé sur des hypothèses d'homogénéité du domaine, de linéarité du modèle et de propriétés constantes. Les mesures de température sont réalisées par thermométrie IRM. La comparaison des températures moyennes par voxel mesurées et simulées passe tout d'abord par une optimisation topologique réalisant l'alignement des deux champs en 3D au cours du temps. La deuxième étape réside dans l'identification des paramètres de la source de chaleur. Les résultats obtenus lors d'une ablation MWA sont très encourageants. De manière contre-intuitive, les hypothèses adoptées s'avèrent finalement assez peu pénalisantes. Ceci est certainement dû à la faible variation des propriétés thermiques des tissus en fonction de la température et de leur état.

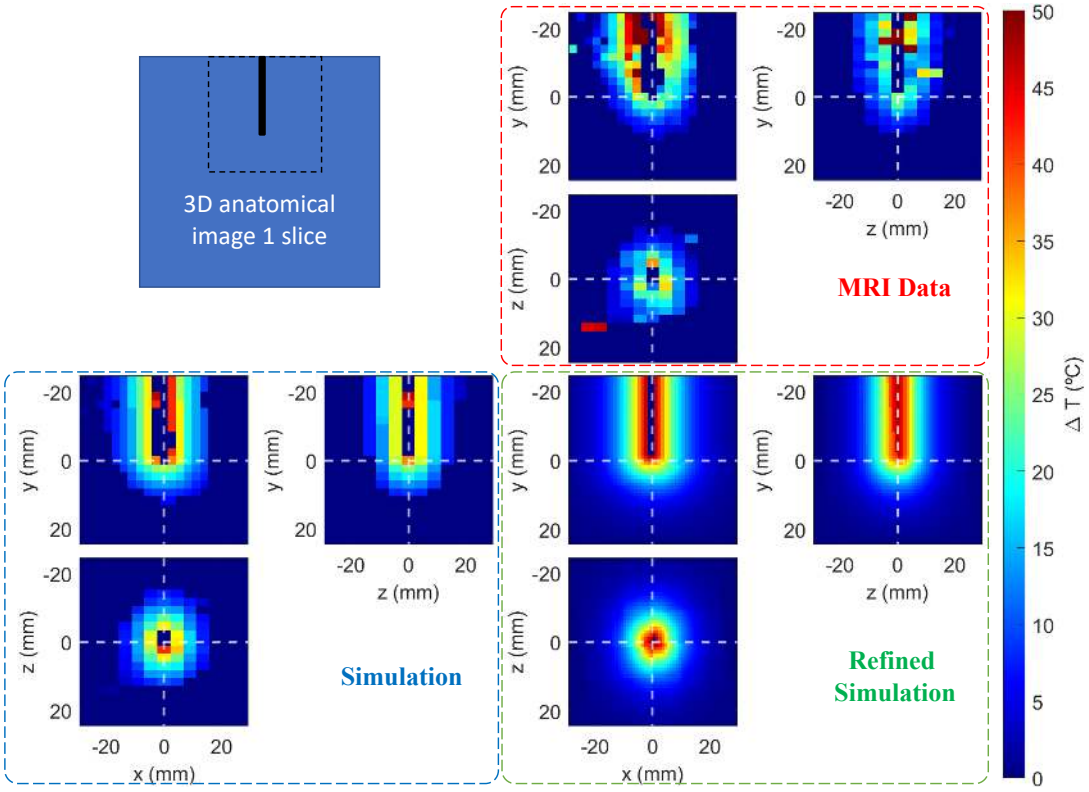


Figure 1 : *Comparaison entre données expérimentales et simulation à t = 120 s* sur la coupe médiane.

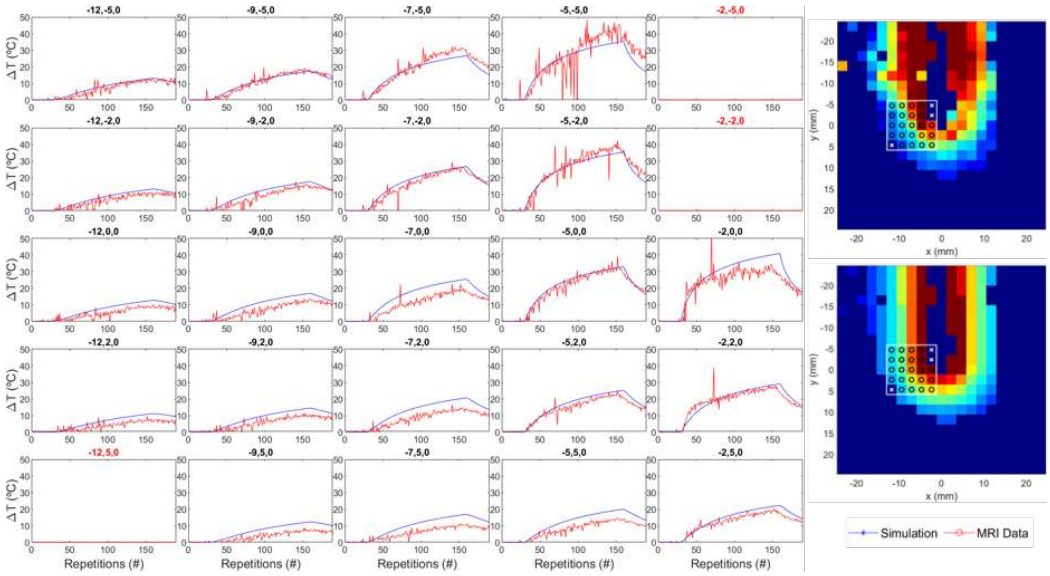


Figure 2 : *Comparaison entre données expérimentales au cours du processus sur la coupe médiane.*

Cette approche permet bien entendu de disposer d'un modèle assez fiable pour prédire les niveaux de température atteint avant l'opération. Cette prévision préopératoire est d'intérêt factuel pour le clinicien. Un deuxième intérêt réside dans l'utilisation de cette approche en vue de piloter efficacement l'intensité de la source au cours du processus. Ce contrôle en temps réel permettra de mieux éviter les possibles dépassements de température mais aussi un meilleur contrôle de la zone traitée. Les temps de simulation du modèle autorisent cette perspective mas des travaux restent encore à faire notamment en vue de la prise en compte d'un réseau vasculaire plus complexe.

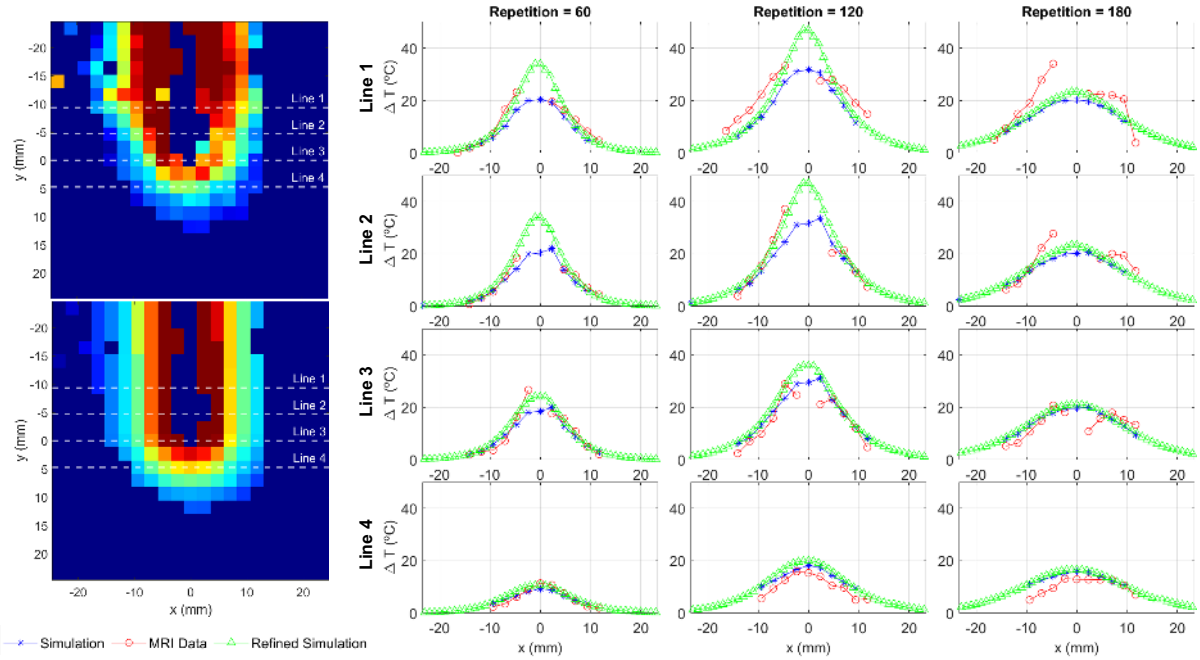


Figure 3 : *Comparaison entre données expérimentales à différents instants 60/120/180 s, sur la coupe médiane, selon 5 lignes transverses.*

Références

[1] Chris Brace. Thermal tumor ablation in clinical use. IEEE Pulse, 2(5):28–38, September 2011.

[2] Christy Kim. Understanding the nuances of microwave ablation for more accurate post-treatment assessment. Future Oncology, 14(17):1755–1764, February 2018.

[3] Christopher Brace. Microwave tissue ablation, biophysics, technology, and applications. Critical Reviews in Biomedical Engineering, 38(1):65–78, 2010.

[4] Baudouin Denis de Senneville, Charles Mougenot, Bruno Quesson, Iulius Dragonu, Nicolas Grenier, and Chrit T. W. Moonen. MRI thermometry for monitoring tumor ablation. European Radiology, 17(9):2401–2410, May 2007.

[5] Nick Tustison Brian B. Avants and Hans Johnson. Advanced normalization tools (ants). Technical report, University of Pennsylvania, University of Virginia and University of Iowa, 2014.

[6] Stehfest. Algorithm 368, numerical inversion of Laplace transforms [d5]. Technical report, Institut f. Angew. Physik, J. W. Goethe Unviersitat, 1970.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche pour son soutien financier dans le cadre du projet ANR-DFG SMART-HEAT.
Ils remercient également le Réseau Impulsion BEST, industrie du futur, de l'Université de Bordeaux pour son soutien financier.

ESTIMATION DU FLUX DE CHALEUR IMPOSÉ PAR UNE DIODE LASER SUR UNE PATE.

ESTIMATION OF THE HEAT FLUX IMPOSED BY A DIODE-LASER ON A PASTE.

Cristiano Henrique da SILVA JÚNIOR[1], Dorian BARRETTAPIANA[2], Helcio ORLANDE[1*], Modesto José LUIS DA GAMA[1]

[1]Mechanical Engineering Program, Federal University of Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ
Cidade Universitária - Rio de Janeiro (Brazil)
[2] École Polytechnique Universitaire de Marseille
5 rue Enrico Fermi 13013 Marseille (France)
*(Corresponding author: helcio@mecanica.coppe.ufrj.br)

Résumé - Dans ce travail, le flux thermique d'une diode laser sur un échantillon d'une pate a été estimé en résolvant un problème inverse d'estimation de paramètres à partir de mesures de température réalisées avec une caméra infrarouge. Le flux du laser, modélisé par une fonction gaussienne, a été estimé par des techniques classiques et bayésiennes. Les propriétés de la pate ont été fixées ou modélisées statistiquement selon la méthode utilisée. Les résultats, comparés et analysés, s'inscrivent dans un projet de développement de matériaux pour l'impression 3D de phantoms destinés à l'étude du traitement thermique du cancer.

Abstract - In this work, the heat flux of a diode laser on a paste sample was estimated by solving an inverse parameter estimation problem using temperature measurements obtained with an infrared camera. The laser flux, modeled as a Gaussian function, was estimated using classical techniques and a Bayesian method. The paste properties were either fixed or statistically modeled depending on the method used. The results were compared and analyzed, within the scope of a project to develop materials for 3D printing of phantoms designed for studying the thermal treatment of cancer.

Nomenclature

b	sample radius, m
c	sample height, m
C	volumetric heat capacity, $\mathrm{J/m^3K}$
J	Bessel function
$\mathbf{J}$	sensitivity matrix
k	thermal conductivity, $\mathrm{W/mK}$
q	heat flux, $\mathrm{W/m^2}$
S	objective function, $\mathrm{K^2}$
t	time, s
T	temperature, K

Greek symbols

α	thermal diffusivity, $\mathrm{m^2/s}$
β	eingenvalue in r or step size
η	eingenvalue in z
σ	decay factor, m
θ	temperature variation, K

Index and exponent

0	initial or central
∞	surroundings

1. Introduction

Cancer is the second leading cause of death worldwide [1]. The scientific community has consistently devoted efforts to develop effective treatments for this disease. As a result, cancer

thermal therapies are expanding, with hyperthermia emerging as an increasingly recognized modality in the treatment of the disease.

Hyperthermia usually refers to an increase in the temperature of a region of the body to approximately 41–$45°$ C. For cancer treatment, hyperthermia can induce tumor cell death, and is particularly effective when used in conjunction with other conventional treatments, like chemotherapy or radiotherapy [2, 3, 4]. External energy sources, such as lasers, radio frequency electrodes, or ultrasound transducers, can be used to induce hyperthermia in specific areas of the body containing a tumor [5]. Therefore, the understanding of the energy supplied by these external sources becomes an important step in the study of the hyperthermia treatment of cancer.

This work focuses on estimating the heat flux imposed by a diode-laser on the surface of a paste, which might be used to produce phantoms for hyperthermia *in-vitro* studies. Different inverse problem techniques are used to estimate parameters of a functional form assumed for the spatial distribution of the heat flux. The experimental setup is described in the next section, which is followed by a detailed description of the physical problem and its mathematical formulation. The inverse problem techniques and a discussion of the results obtained in this work are then presented. Finally, conclusions are drawn in the last section of the paper.

2. Experimental setup

The experiment consisted of heating a commercial paste (SENSODYNE toothpaste) with a diode-laser for approximately 77 seconds. The paste was carefully introduced into a container, in order to obtain a homogeneous sample of the material. The container was cylindrical with internal dimensions $b = 25$ mm of radius and $c = 20$ mm of height, made of a thermoplastic polymer (ABS GP35). Heating was promoted by a diode-laser beam, directed along the central axis of the sample and perpendicular to its top surface. The top surface of the sample was painted with a graphite ink of high absorptivity, to locally maximize the absorption of the energy of the diode-laser beam.

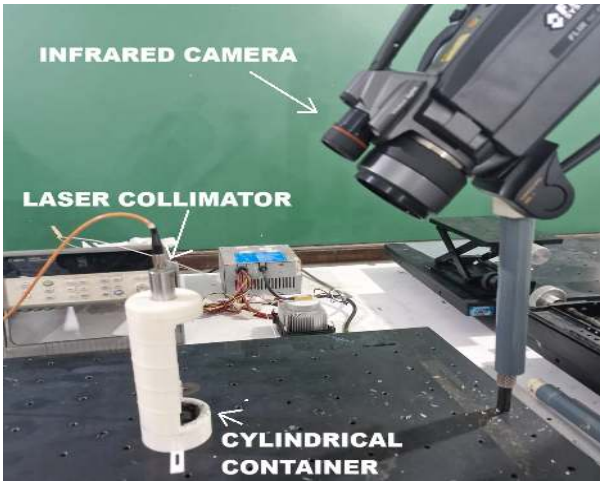


Figure 1 : *Experimental Setup*

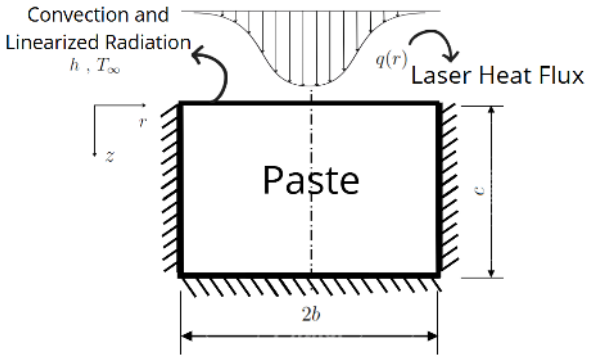


Figure 2 : *Schematic diagram of the physical problem.*

Temperature measurements on the top surface of the sample were taken with a FLIR SC660 infrared camera, with a spectral range from 7.5 to 13 μm. The camera has a resolution of 640×480 pixels and was positioned at a $45°$ angle relative to the vertical axis of the cylindrical sample. An emissivity of 1 was internally set in the camera software, because of the graphite ink used to paint the sample top surface. During the 76.8s of heating, 679 frames were captured

by the camera. The diode-laser setup consisted of an optical fiber connected to a NEWPORT 525B laser module, with a wavelength of 829.1 nm. A collimator (THORLABS) was used to impose the diode-laser beam to the top surface of the sample. The equipment TCi/C-Therm was used to measure the properties of the paste used in this work. This equipment is based on the Transient Plane Source method, thus providing results for thermal effusivity and thermal conductivity. The volumetric heat capacity was calculated with the values reported for these two properties. The experimental setup can be seen in Figure 1.

3. Physical problem and mathematical formulation

The physical problem addressed in this study consisted of linear transient heat conduction within the sample, in cylindrical coordinates. From analyses of previous results [4] and our own experimental data, the heat flux was assumed to vary radially as a Gaussian function, co-axial with the diode-laser beam, with no dependence on the azimuthal direction. The toothpaste was assumed to be a homogeneous and isotropic material.

For boundary conditions, it was assumed that the top surface exchanged heat with the surroundings at temperature T_∞, through convection and linearized radiation with a heat transfer coefficient h. Additionally, the diode-laser heat flux was imposed on this surface. For the lateral and bottom surfaces of the sample, it was assumed that heat exchange was negligible, as both surfaces were sufficiently distant from the diode-laser heating region. It was also considered that the sample was initially in thermal equilibrium with its surroundings at a temperature T_0. A schematic representation of the physical problem can be seen in Figure 2.

3.1. Mathematical formulation

The mathematical formulation of the above described heat conduction problem is given by:

$$\frac{1}{\alpha}\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\ ,\ \ 0 \leq r < b,\ \ 0 < z < c,\ \ t > 0 \tag{1}$$

$$k\frac{\partial T}{\partial r} = 0\ ,\ \ r = b,\ \ 0 < z < c,\ \ t > 0 \tag{2}$$

$$-k\frac{\partial T}{\partial z} + hT = hT_\infty + q(r)\ ,\ \ z = 0,\ \ 0 \leq r < b,\ \ t > 0 \tag{3}$$

$$k\frac{\partial T}{\partial z} = 0\ ,\ \ z = c,\ \ 0 \leq r < b,\ \ t > 0 \tag{4}$$

$$T(t = 0, r, z) = T_0\ ,\ \ t = 0,\ \ 0 \leq r < b,\ \ 0 < z < c \tag{5}$$

The heat flux $q(r)$ was modeled as a Gaussian function with two parameters, as shown by equation (6). The parameter q_0 is the value of the diode-laser heat flux over the top surface of the sample along its axis, that is, at $r = 0, z = 0$, while σ_f is the standard deviation of the Gaussian functional form assumed for the heat flux. In order to avoid confusion with the standard deviations estimated with the solution of the inverse problem below, σ_f will be denoted henceforth as a decay factor of the Gaussian function. This work aims at the estimation of these two parameters of the heat flux function, as detailed further below.

$$q(r) = q_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{r^2}{\sigma_f^2}\right) \tag{6}$$

3.2. Solution of the direct problem

For the analytical solution of the direct problem, it was assumed that $T_0 \approx T_\infty$, and the temperature variation $\theta(r,z,t) = T(r,z,t) - T_0$ was defined. The solution was obtained with the Classical Integral Transform Technique [6] as:

$$\theta(r,z,t) = \frac{4}{b^2}\sum_{p=1}^{\infty} cos[\eta_p(c-z)]\frac{\eta_p^2+H^2}{c(\eta_p^2+H^2)+H}\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_0=0,\eta_p,t) + \\ + \frac{4}{b^2}\sum_{m=1}^{\infty}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{J_0(\beta_m r)}{J_0^2(\beta_m b)}cos[\eta_p(c-z)]\frac{\eta_p^2+H^2}{c(\eta_p^2+H^2)+H}\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_m,\eta_p,t) \quad (7)$$

where $H = h/k$. β_m and η_p are the eigenvalues given respectively by the positive roots of:

$$J_1(\beta_m b) = 0 \quad (8)$$

$$\eta_p tan(\eta_p c) = H \quad (9)$$

The integral transformed terms $\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_0=0,\eta_p,t)$ and $\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_m,\eta_p,t)$ are respectively written as:

$$\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_0=0,\eta_p,t) = \frac{cos(\eta_p c)}{k\eta_p^2}\left[1-\exp\left(-\alpha\eta_p^2 t\right)\right]q_0\sigma_f^2\left(1-\exp(-b^2/2\sigma_f^2)\right) \quad (10)$$

$$\widetilde{\overline{\theta}}(\beta_m,\eta_p,t) = \frac{cos(\eta_p c)}{k(\beta_m^2+\eta_p^2)}\left[1-\exp\left(-\alpha(\beta_m^2+\eta_p^2)t\right)\right]\overline{q}(\beta_m) \quad (11)$$

In order to obtain the transformed heat flux $\overline{q}(\beta_m)$, the following integral was solved numerically using the Clenshaw-Curtis quadrature [7]:

$$\overline{q}(\beta_m) = \int_{r=0}^{b} rJ_0(\beta_m r)q_0\exp\left[\frac{-r^2}{2\sigma_f^2}\right]dr \quad (12)$$

4. Inverse problem

4.1. Basic concepts

The vector of N model parameters in the mathematical formulation of the direct problem is denoted by $\vec{P} = [P_1, P_2, ..., P_N]^T$. The transient temperature measurements at I different times, which are available for the solution of the inverse problem, are given by the vector $\vec{Y} = [Y_1, Y_2, ..., Y_I]^T$. It was assumed that the measurement errors were additive, Gaussian random variables, with zero mean and known covariance matrix $\boldsymbol{W}$. Then, the likelihood function (conditional probability density of $\vec{Y}$ with a fixed parameter vector $\vec{P}$) can be written as [8]:

$$\pi(\vec{Y}|\vec{P}) = (2\pi)^{-I/2}|\mathbf{W}|^{-1/2}\exp\left\{-\frac{1}{2}[\vec{Y}-\vec{T}(\vec{P})]^T\mathbf{W}^{-1}[\vec{Y}-\vec{T}(\vec{P})]\right\} \quad (13)$$

4.2. Classical methods

The classical techniques used in this work were based on estimating the parameters $\vec{P}$ that maximize the likelihood function, for uncorrelated measurement errors with constant variances, that is, $\boldsymbol{W} = \sigma^2\boldsymbol{I}$. Thus, the inverse problem solution can be obtained through the minimization of the least squares objective function given by[8]:

$$S_{ML} = [\vec{Y}-\vec{T}(\vec{P})]^T[\vec{Y}-\vec{T}(\vec{P})] \quad (14)$$

4.2.1. Levenberg-Marquardt method

The Levenberg-Marquardt method was devised to iteratively alleviate the ill-conditioned character of the inverse parameter estimation problem. The iterative procedure of this method is given by [8]:

$$\vec{P}^{k+1} = \vec{P}^{k} + [\mathbf{J}^T\mathbf{J} + \mu^k\mathbf{\Omega}^k]^{-1}\mathbf{J}^T[\vec{Y} - \vec{T}(\vec{P}^k)] \tag{15}$$

where $\mathbf{J}$ is the sensitivity matrix. In this work, the matrix $\mathbf{\Omega}^k$ was given by $diag[\mathbf{J}^T\mathbf{J}]$.

4.2.2. Conjugate gradient method

This method minimizes the objective function through an iterative process given by $\vec{P}^{k+1} = \vec{P}^{k} + \beta^k\vec{d}^k$, where $\vec{d}^k$ is the direction of descent and β^k is the step size at iteration k. The following expression for β^k is obtained by a linearization procedure and the minimization of the objective function along the given direction of descent [8]:

$$\beta^k = \frac{[\mathbf{J}^k\vec{d}^k]^T[\vec{Y} - \vec{T}(\vec{P}^k)]}{[\mathbf{J}^k\vec{d}^k]^T[\mathbf{J}^k\vec{d}^k]} \tag{16}$$

The direction of descent involves a linear combination of the negative gradient direction and the direction of descent from the previous iteration, that is,

$$\vec{d}^k = -\nabla S_{ML}(\vec{P}^k) + \gamma^k\vec{d}^{k-1} \tag{17}$$

Two versions of the method were used for calculating the conjugation coefficient γ^k. In the Fletcher-Reeves version, we have:

$$\gamma^k = \frac{[\nabla S_{ML}(\vec{P}^k)]^T[\nabla S_{ML}(\vec{P}^k)]}{[\nabla S_{ML}(\vec{P}^{k-1})]^T[\nabla S_{ML}(\vec{P}^{k-1})]}\ ,\ \text{with}\ \gamma^0 = 0\ \text{for}\ k = 0 \tag{18}$$

while for the Polak-Ribiere version we have:

$$\gamma^k = \frac{[\nabla S_{ML}(\vec{P}^k)]^T[\nabla S_{ML}(\vec{P}^k) - \nabla S_{ML}(\vec{P}^{k-1})]}{[\nabla S_{ML}(\vec{P}^{k-1})]^T[\nabla S_{ML}(\vec{P}^{k-1})]}\ ,\ \text{with}\ \gamma^0 = 0\ \text{for}\ k = 0 \tag{19}$$

Morozov's discrepancy principle was used as the stopping criterion for the iterative procedures of the Levenberg-Marquardt method and of the Conjugate Gradient method presented above.

4.3. Bayesian methods

Methods within the Bayesian framework of statistics incorporate previous information about the parameters in terms of a statistical model, $\pi(\vec{P})$. The inverse problem solution is then obtained from inference on the posterior distribution, which is the conditional probability distribution of the unknown parameters given the measurements, that is, $\pi(\vec{P}|\vec{Y})$. The posterior distribution is related to the prior distribution and to the likelihood through Bayes' theorem:

$$\pi(\vec{P}|\vec{Y}) \propto \pi(\vec{Y}|\vec{P})\pi(\vec{P}) \tag{20}$$

Markov Chain Monte Carlo methods (MCMC) are based on the generation of samples of the posterior distribution through stochastic simulations. In this work, Markov Chains were simulated using the Metropolis-Hastings algorithm [8], where a candidate for the posterior distribution is proposed with an auxiliary distribution with a certain probability of acceptance. In this work, the proposal distributions were Gaussian random-walk processes [4, 8].

5. Results and discussions

5.1. Measurements of temperatures and thermophysical properties

The infrared camera images with the temperature measurements were pre-processed with a uniform filter to reduce noise, before the solution of the inverse problem. The temperature measurements supported the hypothesis made for the boundary condition at the lateral surface of the sample, as well as for the axial symmetry of the problem. The radial temperatures were considered as the mean values obtained with pixels equidistant from the center line, at two orthogonal lines in the infrared images. Uncertainties were appropriately propagated, by considering the standard deviation of the original measurements as that obtained from the images of the sample before the heating, that is, $\sigma = 0.03°\text{C}$. The mean temperature value of these images also provided the initial condition for the problem, as $T_0 = 24.55°\text{C}$. The measurements used for the inverse problem were taken at the central point of the heated surface of the sample.

Before the experiments, the thermophysical properties of the paste were measured with the equipment TCi/C-Therm. Table 1 presents the means and standard deviations obtained with 20 measurements for thermal conductivity and volumetric heat capacity of the paste.

	k	C
	$\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.m}^{-3}\text{K}^{-1}$
Mean	1.0455	1783.21
Std. deviation	0.0076	6.06

Table 1 : *Mean and standard deviation of the thermophysical properties*

5.2. Estimated parameters

The sensitivity coefficients of the temperature at the measurement location with respect to the model parameters were examined before the solution of the inverse problem. The sensitivity coefficients are not presented here for the sake of brevity. In summary, the sensitivity coefficient with respect to h remained with low magnitude throughout the experiment. During the first 40 s of the experiment, linear dependency was observed between the sensitivity coefficients of q_0 and C. After this time, the sensitivity coefficients with respect to σ_f and k were also linearly dependent. The sensitivity coefficients with respect to q_0 and k were linearly dependent during the whole duration of the experiment.

As a result of the analysis of the sensitivity coefficients, for the classical methods the thermophysical properties k and C were deterministically set with the mean values presented in Table 1. The value of h was also fixed as 10 $\text{W.m}^{-2}\text{.K}^{-1}$, corresponding to the natural convection and linearized radiation heat transfer conditions during the experiment. The parameters were estimated with initial estimates of 8.5 mm for the decay factor and 440.57 W.m^{-2} for the central heat flux, in the iterative procedures of the classical methods, as well as for the Metropolis-Hastings algorithm. Table 2 shows the results obtained with the classical methods considered here. The Levenberg-Marquardt method provided the best estimate, yielding the smallest value of the objective function with uncorrelated residuals, and also requiring the smallest number of iterations. Both versions of the conjugate gradient method required more iterations to reach Morozov's criteria and also exhibited residuals more correlated, than those obtained with the Levenberg-Marquardt method.

	q_0	σ_f	S_{ML}	$Iterations$
	W.m^{-2}	mm	K^2	-
Levenberg-M.	375.84 ± 8.14	8.184 ± 0.578	0.0651	2
Fletcher-Reeves	376.96 ± 8.31	7.948 ± 0.552	0.1164	10
Polak-Ribiere	402.27 ± 9.31	6.728 ± 0.411	0.1288	13

Table 2 : *Classical methods estimates at 99% confidence levels*

The priors for the MCMC method were selected for the thermophysical properties as Gaussian distributions, with means and standard deviations given by their independent measurements (see Table 1). For the parameters with least informative prior information, q_0, σ_f and h, uniform distributions were modeled with lower and upper bounds of [200;800] W.m^{-2}, [2;12] mm, and [5;15] W.m^{-2}.K^{-1}, respectively. The Gaussian random-walk proposal distributions were considered with a standard deviation of 0.65% of the initial estimation for q_0 and of 0.5% for σ_f, 0.1% for k and C, and 1% for h. $30,000$ states were calculated with the Markov chains, resulting in an acceptance rate of 21.60%. The burn-in period was considered to be the first $5,000$ states. The resulting chains and histograms for the laser parameters are presented in figures 3-6. For a 99% credible level, parameters estimated with MCMC were $q_0 = 416.12 \pm 14.89$ W.m^{-2} and $\sigma_f = 7.276 \pm 0.994$ mm. Thus, although not statistically identical, the parameters estimated with the classical methods and with MCMC were not too different. Parameters estimated with the MCMC method resulted in small and uncorrelated residuals, as illustrated in Figure 7. However, for the radial temperature distribution, the model did not adequately represent the data (see Figure 8).

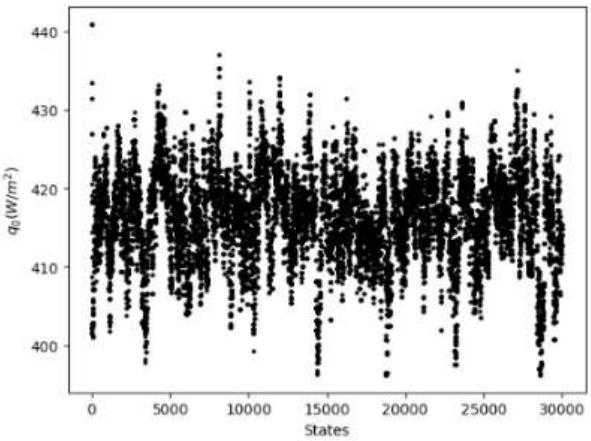


Figure 3 : *Markov chain for q_0*

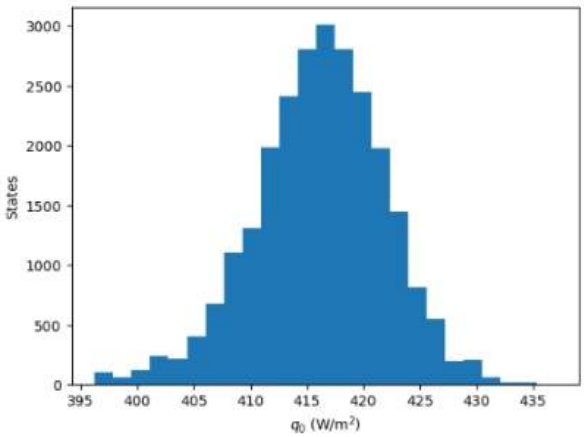


Figure 4 : *Histogram for q_0 after burn-in*

6. Conclusion

Parameters of a Gaussian functional form assumed for a heat flux imposed by a diode-laser were estimated in this work. The smallest residuals were obtained with the MCMC method, which also accounted for uncertainties in other model parameters assumed as deterministically known for the classical methods. Ongoing work currently involves the use of function estimation techniques within the Bayesian framework of statistics, to improve the agreement between measured and estimated temperatures at other radial positions.

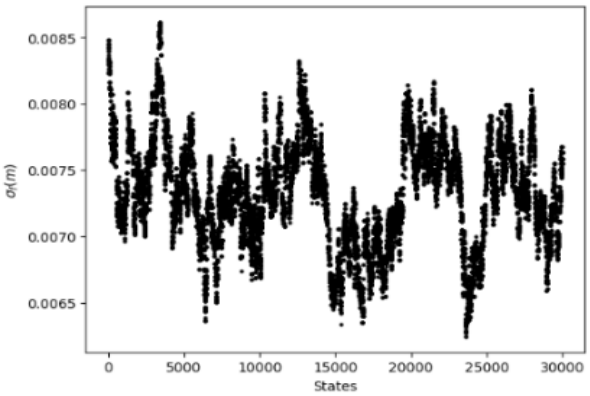


Figure 5 : *Markov chain for* σ_f

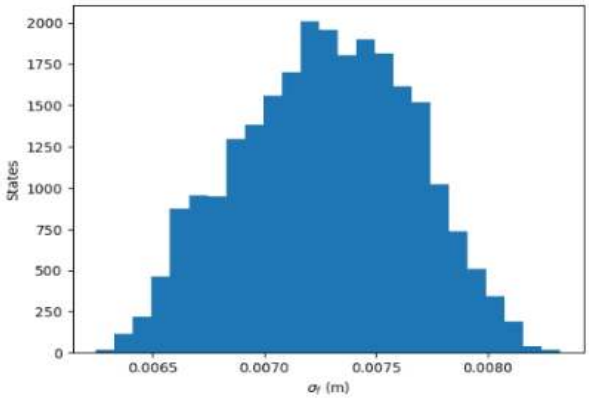


Figure 6 : *Histogram for* σ_f *after burn-in*

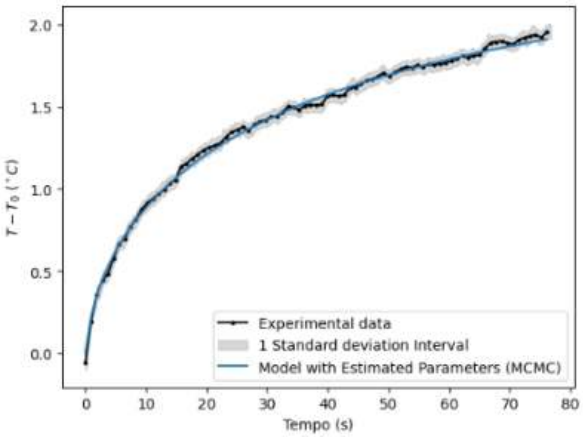


Figure 7 : *MCMC estimate at* $(r = 0, z = 0)$

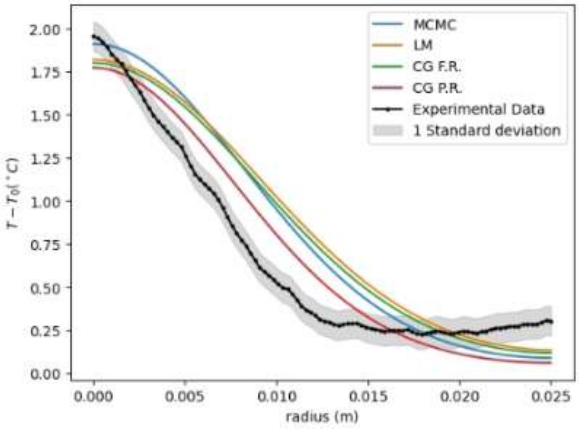


Figure 8 : *Radial distribution at* t *=76.1 s*

References

[1] D. L. Kasper, S. L. Hauser,J. L. Jameson, A. S. Fauci, D. L. Longo, J.h Loscalzo, *Harrison's Principles of Internal Medicine*, AMGH Editora Ltda (2017).

[2] R. W. Y. Habash, R. Bansal, D. Krewski, H. T. Alhafid, Thermal Therapy, Part 2: Hyperthermia Techniques, *Crit. Rev. in Biomed. Eng.*, (2006).

[3] B. Hildebrandt, P. Wust, O. Ahlers, A. Dieing, G. Sreenivasa, T. Kerner, R. Felix, H. Riess, The cellular and molecular basis of hyperthermia, *Crit. Rev. in Oncology/Hematology*, (2001).

[4] N. P. da Silva, L. A. B. Varon, J. M. J. da Costa, H. R. B. Orlande, Monte Carlo parameter estimation and direct simulation of in vitro hyperthermia-chemotherapy experiment, *Num. Heat Transf., Part A: Applications*, (2021).

[5] P. Cherukuri and E. S. Glazer and S. A. Curley, Targeted hyperthermia using metal nanoparticles, *Adv. Dr. Deliv. Rev.*, (2009).

[6] M. N. Ozisik, *Heat Conduction*, Wiley Interscience, (1993).

[7] C.W. Clenshaw, A.R. Curtis, A method for numerical integration on an automatic computer, *Numer. Math.*, (1960)

[8] M. N. Ozisik, H. R. B. Orlande, *Inverse Heat Transfer Fundamentals and Applications*, RC Press/Taylor & Francis, (2021).

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the support provided by CNPq, CAPES and FAPERJ.

Estimation de la bande passante de détecteur infrarouges et impact sur la caractérisation thermique par Radiométrie Photothermique.

Estimation of infrared detector bandwidths and effect on the Pulsed Periodic Photothermal Radiometry performance.

Emmanuel RUFFIO[1*], Andrzej Kusiak[2], Clément Chassin[2], Jean-Luc Battaglia[2]

[1]AltRD, Co-actions Company, 46-48 rue Ferdinand Buisson, 33130 Begles (France)
[2]I2M-TREFLE, Univ. of Bordeaux, CNRS UMR 5295, cours de la Libération, 33400 Talence (France)
[*](Corresponding author: emmanuel.ruffio@alt-rd.com)

Résumé – La technique de radiométrie photothermique périodique en face avant (FF-PPTR) permet la caractérisation thermique d'échantillons à couches minces. Cette étude analyse les conditions expérimentales (bande passante du détecteur infrarouge et largeur de l'impulsion laser) requises pour la caractérisation d'un revêtement de 200 nm d'épaisseur. Les temps de réponse de quatre détecteurs sont ensuite mesurés et comparés à l'aide d'un échantillon de référence. Le contenu fréquentiel de l'impulsion laser est également analysé.

Abstract – The Periodic Photothermal Radiometry setup in front face configuration (FF-PPTR) allows the investigation of multi-layered samples with low thicknesses. This work focuses on the experimental conditions (detector bandwidth and laser pulse width) required to estimate the thermal properties of a 200 nm thick coating. Four infrared detectors are then compared based on their response time using a reference sample. A spectral analysis of the laser pulse is also performed.

Nomenclature

a	thermal diffusivity, $m^2.s^{-1}$
b	thermal effusivity, $W.K^{-1}.m^{-2}.s^{1/2}$
c_d	detector capacitance, F
C	capacitor impedance, Ω
f_c	cutoff-frequency, Hz
H	transfer function, $V.W^{-1}$
p	Laplace variable, s^{-1}
R	resistance, Ω
R	interfacial thermal resistance, $k.m^2.W^{-1}$
$t_{1/2}$	Half-rise time, s
Z	Impedance, Ω
Y	Output signal, V
T	temperature, K
Greek symbols	
β	unknown parameters
σ	standard deviation
τ	characteristic conduction time, s
Index and exponent	
c	relative to coating
f	relative to front face
k	relative to k^{th} filter
s	relative to substrate
laser	relative to laser

1. Introduction

The Periodic Pulse Photothermal Radiometry ([1], [2]) setup in front face configuration (FF-PPTR) allows the thermal characterization of multi-layered samples with layer thicknesses of a few hundred nanometers. The characteristic conduction time is such layers can be as low as of 10 ns for low conductive material and may reach 1 ns. In such conditions, the esti-

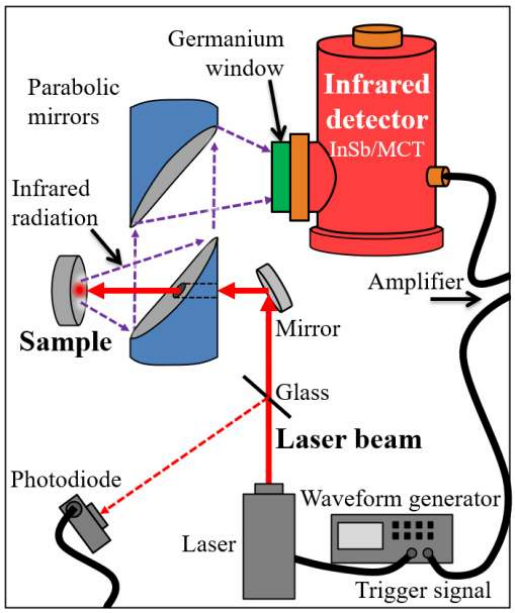


Figure 1: *Experimental setup of the Pulsed Periodic Photothermal Radiometry in front face configuration*

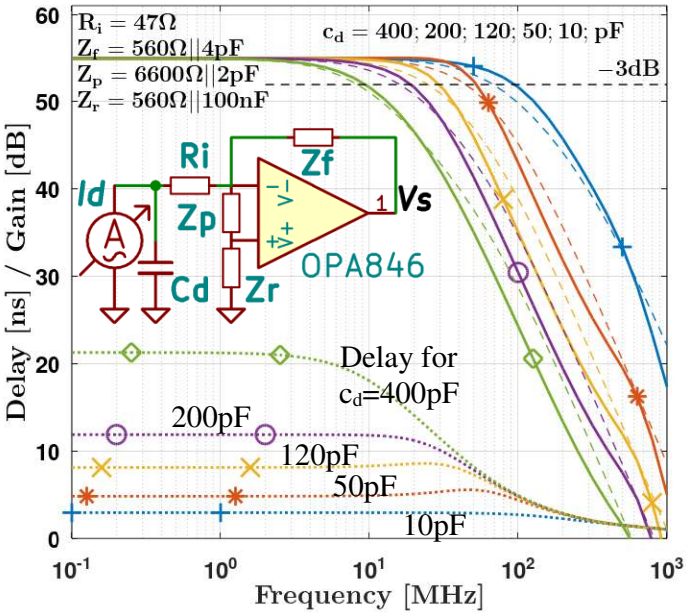


Figure 2: *Schematic of the first stage opamp of the detector amplifier and the corresponding gain and delay of the transfer function V_s/I_d versus detector capacitance c_d*

mation of the thermal properties, especially the diffusivity and the interfacial resistance, requires an experimental setup with the appropriate bandwidth to measure fast temperature variations. The bandwidth of the FF-PPTR method depends on the bandwidth of several components: (1) the laser pulse width whose frequency content is transferred to the sample, (2) the infrared (IR) detector, (3) the amplifier and (4) the acquisition system.

This work focuses on the laser and on the detector. An experiment design is first performed to identify the detector cut-off frequency and the laser pulse width required (or optimum) to estimate the thermal properties of a 200 nm thick coating. In section 2, the experimental setup and four N_2-cooled IR detectors are presented. A heat transfer model for the multilayer sample is derived using thermal quadrupoles (section 3). In section 4, the detector equivalent circuit and an electrical model of the new amplifier from AltRD Company are introduced. The emphasis is placed on the interaction between the first stage of the amplifier and the detector. The Maximum Likelihood Estimator is then applied to derive the expression of the standard deviation of the unknown thermal properties of the coating. In section 6, a sensitivity analysis of the temperature signal with respect to thermal properties is presented. The standard deviation of the coating diffusivity with respect to laser pulse width and detector cut-off frequency is shown and the optimal experimental conditions are identified. Finally, the IR detector response time are measured and compared (section 7). Finally, the real pulse waveform is measured and compared to the Gaussian approximation.

2. Description of the experiment

The setup is composed of a Coherent Matrix Q-switch Nd:YAG diode-pumped laser (1064 nm in wavelength) delivering continuously 10^4 pulses per second. One pulse is roughly similar to a Gaussian curve with standard deviation $\sigma_{laser} = 10$ to 14 ns depending on laser power setting. A small part (< 2%) of the beam is reflected back to a photodiode (THORLABS DET10, 350 $MHz@632\ nm$) by a $1mm$ thick glass (microscope slide glass) to monitor the pulse waveform. The laser beam is redirected by a mirror and the beam radius at the sample surface is about 1.75 mm. The infrared radiation emitted by the sample is collected by two

parabolic mirrors with focal length $50.8\,mm$ towards a photovoltaic infrared detector. Four infrared detectors are considered and compared in this work:

(1) Judson J10D-M204-R100U (InSb, active area 0.01mm², 10pF, 1-5µm),
(2) Infrared Associates 2C-1.0 (InSb, active area 0.79mm², 120pF, 2.5-5.5µm)
(3) Kolmar Tech. KMPV11-1-J1/Ge with preamp. (MCT, active area 1mm², 5.5-13µm)
(4) Infrared Associates MCT-13-0.5PV (MCT, active area 0.20mm², 5.5-13µm)

The three detectors (1), (2) and (4) are connected to a high-speed amplifier (RD-HS2PV) with a gain equal to $1.4 \times 10^6 V/A$ and a cut-off frequency of $f_c = 40Mhz@-3dB$. The Kolmar (3) detector has its own integrated amplifier with $f_c = 20\,MHz$. A 2mm thick germanium (Ge) window with spectral range 6-12μm is placed on each detector to filter the diffuse reflections of the laser. The signals from both the photodiode and the IR detector amplifier are recorded using a Picoscope 9000 ($12GHz$, 16 bits) or an oscilloscope Lecroy WaveRunner LT364 ($500MHz$, 8 bits ADC, 16 bits for math operations) depending on the signal voltage amplitude. The laser pulse and the acquisition are triggered by a waveform generator (Agilent 33220A). With the PPTR method, the temperature signal is not measured after one laser pulse, but is instead averaged over hundreds or thousands of pulses which significantly reduces the noise.

3. Thermal modeling of the sample

Let consider a sample constituted of two layers, denoted the coating and the substrate with an interfacial thermal resistance R. Thermal properties are assumed isotropic and uniform and are respectively $\lambda_c, \rho C_c$ and $\lambda_s, \rho C_s$. Since the sample and the detector sensitive element are at the focal point of the parabolic mirrors, only the temperature at the center of the laser beam is recorded. As a result, the heat transfers are mainly one-dimensional for short times. Neglecting convective and radiative heat losses and assuming the coating is opaque, the front face temperature T_f(t), or T_f(p) in Laplace domain, is given using thermal quadrupoles [3]:

$$\begin{bmatrix} T_b(p) \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_c & B_c \\ C_c & D_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_f(p) \\ \phi(p) \end{bmatrix}$$

$$with \begin{bmatrix} A_x & B_x \\ C_x & D_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh\left(\sqrt{p\tau_x}\right) & \frac{1}{b_x\sqrt{p}} \sinh\left(\sqrt{p\tau_x}\right) \\ b_x\sqrt{p}.\sinh\left(\sqrt{p\tau_x}\right) & \cosh\left(\sqrt{p\tau_x}\right) \end{bmatrix} \quad (1)$$

With $\phi(p) = L(\phi(t))$ the Laplace transform of the laser power absorbed by the sample. With $T_b(p)$ the back face temperature. With $b_x = \sqrt{\lambda_x \rho C_x}$ the thermal effusivity, $\tau_x = e_x^2/a_x$ the characteristic conduction time with e_x and a_x the layer thickness and thermal diffusivity respectively, for layer $x = \{coating, substrate\}$. Let $th(x)$ the tangent hyperbolic function and H_{th}(p) the transfer function related to conduction heat transfer, Eq.(1) becomes:

$$H_{th}(p) = \frac{T_f(p)}{\phi(p)} = \frac{\eta}{R_c} \cdot \frac{1 + \frac{b_s}{b_c} th\left(\frac{\tau_s}{\tau_c}\eta\right)\left[\frac{R}{R_c}\eta + th(\eta)\right]}{\frac{b_s}{b_c} th\left(\frac{\tau_s}{\tau_c}\eta\right)\left[1 + \frac{R}{R_c}\eta.th(\eta)\right] + th(\eta)} \text{ with } \eta = \sqrt{p\tau_c} \quad (2)$$

With $R_c = e_c/\lambda_c$ the thermal resistance of the coating. If the characteristic conduction time of the coating is large compared to the acquisition time window, the model reduces to the semi-infinite case:

$$H_{th}(p) = \frac{T_f(p)}{\phi(p)} = \frac{1}{b_c\sqrt{p}} \quad (3)$$

4. Mathematical modeling of the IR detectors and the amplifier

The amplifier used in this work was designed to operate with the three detectors mentioned above. The first stage of the amplifier (Figure 2) is the most critical. It is based on the voltage feedback operational amplifier OPA846 [4]. To avoid confusion with the term "amplifier", operational amplifiers are denoted "opamp" in this document. The IR detector is replaced by its equivalent circuit [5] (an ideal current source in parallel with the detector junction capacitance c_d). The junction shunt resistance and junction diode are neglected.

Despite following the guidelines of the datasheet [4], this opamp was only stable with J10D detector and could not be stabilized for the two others whose capacitance is significantly higher (120pF >> 10pF). An additional series resistance R_i was therefore introduced to isolate the opamp from the detector capacitance. It leads to a slight drop of performance but this approach was chosen nonetheless to keep the same amplifier for all detectors. Let $H_1(p)$ be the transfer function of the 1st-stage opamp. Using Kirchhoffs current Law, the output voltage $V_s(p)$ with respect to detector current $I_d(p)$ induced by incoming infrared radiation, is:

$$H_1(p) = \frac{V_s(p)}{I_d(p)} = \frac{-Z_f}{1+\frac{R_i}{C_d}} \frac{1}{1+\frac{1}{Z}\left[1+\frac{Z_f}{Z_p}\left(1+\frac{Z_r}{Z_f}+\frac{Z_p+Z_r}{C_d+R_i}\right)\right]} \quad (4)$$

With $C_d(p), Z_f(p), Z_s(p), Z_r(p)$ the impedances shown in Figure 2 and $Z(p)$ the open loop gain of the opamp with $V_s(p) = Z(p)\left(V^+(p) - V^-(p)\right)$. The common-mode impedance, the offset voltages, the input capacitance and the output impedance are neglected. The transimpedance gain of the first stage is set by Z_f and is $560\ V/A$. Using [4], $Z(p)$ is approximated between 0 and 1 GHz by combining a 1st-order low-pass filter and a time delay:

$$Z(p) = \frac{A}{1+\frac{p}{2\pi f_a}} \frac{1-\frac{p}{2\pi f_b}}{1+\frac{p}{2\pi f_b}} \quad \text{with} \quad \begin{cases} A = 90\ dB \\ f_a = 23\ kHz \\ f_b = 500\ MHz \end{cases} \quad (5)$$

Figure 2 presents the frequency response of $H_1(p)$ with respect to the detector capacitance c_d from 10 to $400pF$. Dashed lines refer to the first-order low-pass filter approximation (first part of Eq.(4)) with cutoff frequency $f_1 \approx 1/(2\pi R_i c_d)$. Dotted lines refer to the delay (in ns) induced by $H_1(p)$. The capacitance of detector (1) J10D being only $10pF$, this figure shows that the delay induced by this first opamp is constant up to $100MHz$. If the temperature signal bandwidth is lower than $100MHz$, the only effect of $H_1(p)$ is to delayed (shift) the signal.

The output signal then goes through other amplifier stages before the acquisition device. The transfer function $H(p)$ of these stages can be modelled by chaining 6 first-order low-pass filters, denoted $H_2(p) \dots H_7(p)$. These filters are mostly parasitic filters due to opamp limitations. Let $(f)_k$ with $1 \le k \le 7$ denotes the cut-off frequency vector of the entire analogue signal chain with f_1 being the cut-off frequency of $H_1(p)$. It comes $f = [f_1; 80;\ 80; 130;\ 300; 300; 600]\ MHz$. An additional first-order low-pass filter with $f_c = 500\ MHz$ must be added if the Lecroy scope is used. The output signal $Y(p)$ is then:

$$Y(p) = H_7(p) \dots H_1(p)\ G_{optic}\ H_{th}(p)\ \phi(p) \quad \text{with}\ H_{k\ge 2}(p) = \frac{1}{1+p/(2\pi f_k)} \quad (6)$$

With G_{optic} the gain of the optical path including, the shape factor, the IR emission of the sample, the detector efficiency, the parabolic mirrors, the Ge and detector windows.

5. Experiment design

To assess whether it is possible to estimate the thermal properties of the coatings and the interfacial resistance, an experiment design analysis is carried out. It consists in computing the theoretical standard deviations of unknown parameters β considering they are estimated with the Maximum Likelihood estimator (MLE). Assuming the measurement noise is independent, identically distributed and Gaussian with standard deviation σ_m, the MLE reduces to least squares and the objective function is:

$$J(\beta) = \left(Y^*(t) - Y(t)\right)^T \left(Y^*(t) - Y(t)\right) \quad (7)$$

With Y^* a column vector containing the N_s measurements and $Y(t)$ the model outputs. The estimations $\hat{\beta}$ are found by minimizing $J(\beta)$ and the normalized standard deviations $std^*(\hat{\beta})$ are given by the diagonal coefficients of the covariance matrix [6]:

$$std^*(\hat{\beta}) = \frac{std(\hat{\beta})}{\hat{\beta}} = \left[\frac{\sigma_{\beta 1}}{\beta_1}, \dots, \frac{\sigma_{\beta N}}{\beta_N}\right]^T = \sqrt{\mathrm{diag}(\sigma_m^2 [X^T X]^{-1})} \text{ with } X = \hat{\beta}\frac{\partial Y}{\partial \beta}(\hat{\beta}) \quad (8)$$

With $X(\hat{\beta})$ the reduced sensitivity matrix of the model outputs. Since σ_m is only a scaling value, it is set to $1/\sqrt{N_s}$ so that $std^*(\hat{\beta})$ is nearly independent of the acquisition frequency.

6. Results: Effect of cut-off frequency and laser pulse width

Let consider we want to use the amplifier described in section 4 to estimate the thermal properties of a $200nm$ thick silicon nitride (SiN) coating over a $750\,\mu m$ thick silicon substrate [2] whose properties are known. There are then 5 unknown parameters $\beta = \left[G_{optic}; b_c; a_c;\ R; f_1\right]^T$: the optical gain, coating effusivity and diffusivity, the interfacial resistance and the first cut-off frequency (detector + first opamp). Using the De Hoog algorithm for the inverse Laplace transform with Eq.(6), Figure 3 shows the temperature response $Y(t)$ of the sample for a coating thickness $e_c = 200$ and $500\ nm$. The semi-infinite case ($e_c = \infty$) is also presented for comparison. It shows that a $500\ nm$ thick coating is close to behave like a semi-infinite sample ($\tau_c = 400\ ns$). It also shows that the acquisition time window must be large enough to estimate a_c and R since it requires the heat wave to bounce at the interface and to come back at the surface. For $e_c = 200\ nm$ and $e_c = \infty$, the effect of the detector cut-off frequency f_1 is presented: dashed and dotted lines refer to $f_1 = 50\ MHz$ and $10\ MHz$ respectively. To estimate the delay induced by the analog chain, the half-rise time $t_{1/2}$ is also presented (thin black circles). With no filtering, the delay is $t_{1/2} = 7.4\ ns$ and is increased by $\Delta t_{1/2} = 16.4 - 7.4 = 9\ ns$ for $f_1 = 50\ MHz$. This value can be compared to the theoretical delay $\delta(f)$ of the analog chain computed by summing the delay of each filter. Assuming signal frequencies are lower than all f_k, i.e., $f \ll f_{1\leq k\leq 7}$, $\delta(f)$ is constant equal to $9.7\ ns$:

$$\delta(f) = -\frac{1}{2\pi f}\mathrm{angle}\left(H(f)\right) = \sum_{k=1}^{7} \frac{\mathrm{atan}(f/f_k)}{2\pi f} \approx \sum_{k=1}^{7} \frac{1}{2\pi f_k} = 9.7\ ns \quad (9)$$

For $f_1 = 10\ MHz$, $t_{1/2}$ is increased by $\Delta t_{1/2} = 15.5\ ns$ whereas $\delta = 22\ ns$. The discrepancy becomes significant since the assumption $f \ll f_{1\leq k\leq 7}$ does not hold anymore.

The reduced sensitivities $X(t)$ (Figure 4) show two pairwise correlations: (1) between G_{optic} and b_c and (2) between R and a_c. Moreover, the sensitivity to R is much lower than the others. To analyse more precisely the correlations between the 5 unknown parameters, a SVD decomposition of matrix $X = U.S.V^T$ is used to retrieve the singular values $(S)_{i,i} = [29; 6.0; 2.1; 0.71; 0.005]$ of X. It clearly results in a bad condition number $\mathrm{cond}(X^T X) = 4.0 \times 10^7$ and the inverse problem is ill-posed. By looking into the matrix V, the smallest

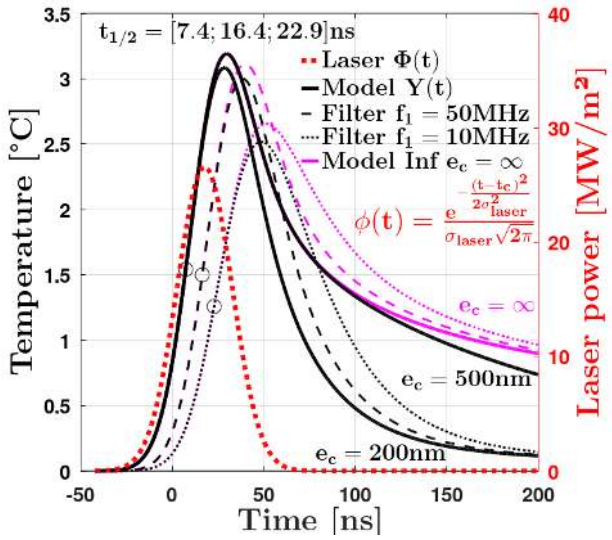


Figure 3: *Temperature response of the sample to a laser pulse versus coating thickness e_c and detector cutoff frequency f_1.*

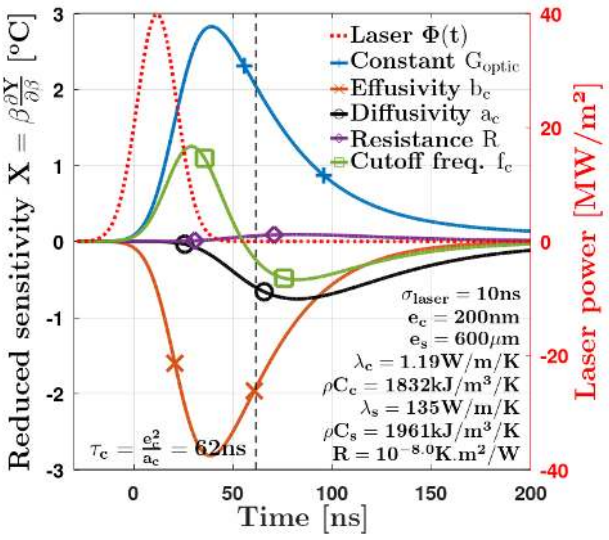


Figure 4: *Reduced sensitivity with respect to unknown parameters and reference values used for the computation.*

singular value is associated with the correlation of a_c and R. It means that the effect on $Y(t)$ due to a change of a_c can be compensated in a large extent by R. Estimating these parameters simultaneously will be difficult. If f_1 is decreased to $10\,MHz$, the situation gets worse with $\mathrm{cond}(X^TX) = 21 \times 10^7$ and with $f_1 = 100\,MHz$, the improvement is small with $\mathrm{cond}(X^TX) = 3.3 \times 10^7$. The same conclusion holds if f_1 is assumed known.

To visualize how the experiment configuration alters the quality of estimations, contour map of $std^*(a_c)$ (see Eq.(8)) is shown in Figure *5*. Computations are based on properties given in Figure 4 and for this first example, f_c is assumed known, i.e., the 4 unknowns are $\beta = [G_{optic}; b_c; a_c;\ R]$. Only the results for the coating diffusivity are presented since its estimation is difficult. The contour maps of the other parameters are generally quite similar. As expected, $std^*(a_c)$ is decreased with shorter pulse width and high cut-off frequency. Let define the optimum area with a contour value lower than 1. It is quite large in this case ($\sigma_{laser} < 20\,ns$ and $f_1 > 7MHz$) and not so difficult to get in practice. If the detector cut-off frequency f_1 is now considered unknown (Figure *6*) and has to be estimated, the optimum area is shifted towards shorter pulse and higher cut-off frequency ($\sigma_{laser} < 10\,ns$ and $f_1 > 20MHz$). If σ_{laser} is increased beyond $50\,ns$, $std^*(a_c)$ increases rapidly.

In previous figures, the energy of one pulse is assumed constant regardless of the pulse width which implies an increase of the power. In Figure *7*, two changes are made: (1) the

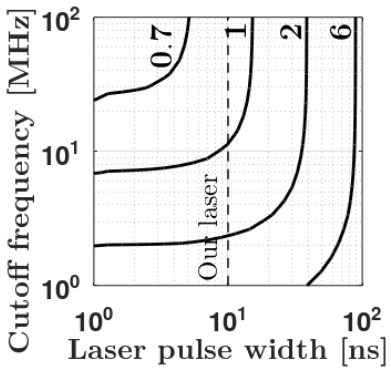


Figure 5: *Normalized standard deviation of diffusivity a_c versus f_1 and σ_{laser}.*

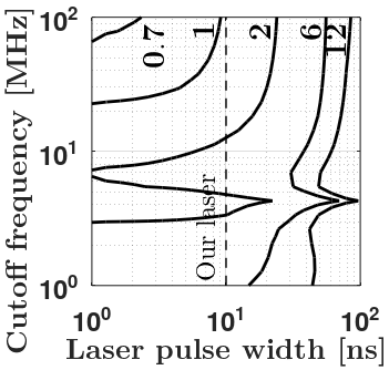


Figure 6: *Normalized standard deviation of diffusivity a_c with f_1 considered unknown.*

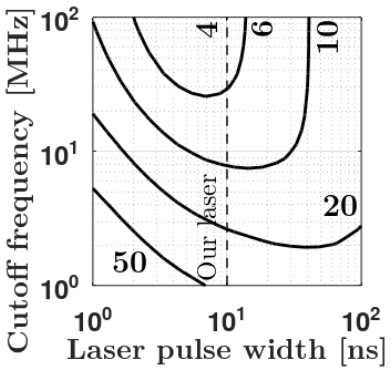


Figure 7: *Normalized standard deviation of a_c with constant power and $e_c = 50\,nm$.*

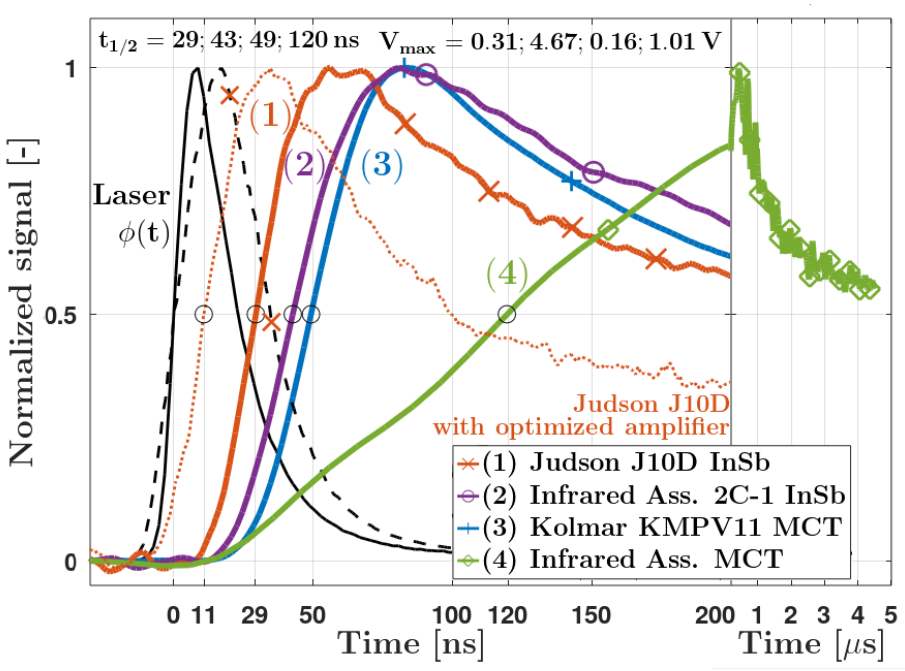


Figure 8: *Temperature signal for each infrared detector (1) to (4) following the laser pulse $\phi(t)$ and signal with an optimized amplifier for the detector Judson J10D (1) (dotted line)*

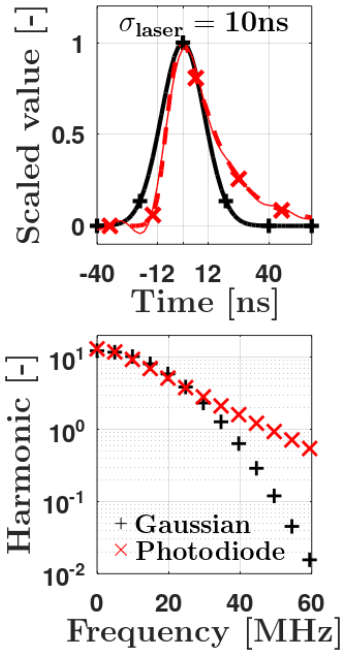


Figure 9: *Gaussian laser waveform vs photodiode signal: signal (top) and spectrum (bottom)*

pulse power is now constant so that the amount of energy is proportional to σ_{laser} and (2) the coating is thinner ($e_c = 50\,nm$). There is now an optimum value for the pulse width around $\sigma_{laser} = 6\,ns$ and $f_1 = 100MHz$. The corresponding laser full-width at half maximum is $\Delta_{laser} = 2\sqrt{2\ln(2)}.\sigma_{laser} = 14\,ns$. Based on these analyses, the laser used in this work ends up being very appropriate since its pulse width is close to the optimum.

7. Results: comparison of infrared detector response times

The four N_2-cooled detectors mentioned previously are now compared by measuring the half-rise time of a temperature signal induced by a laser pulse on an aluminium sample covered with a black paint. The thickness of the black paint is likely to be higher than $10\,\mu m$ which leads to a characteristic conduction time greater than $800\,\mu s$. The sample is then assumed semi-infinite. As shown by Eq.(3), the shape of the normalized signal is independent of the thermal properties since the effusivity is only a scaling factor. The signals measured by each detector with the corresponding half-rise times are presented in Figure 8. The J10D (1) is the fastest with $t_{1/2} = 29ns$, followed by the Infrared Ass. (2) and the Kolmar (3) ($t_{1/2} = 43$ and $49ns$ respectively). The Infrared Ass. (4) is much slower and exhibits a strange linear signal for $t \in [10; 200]\,ns$. It looks like a capacitor is being charged by a constant current. The black dashed line refers to the pulse waveform measured when using the detector J10D (1). This different pulse waveform is probably due to a misconfiguration of the laser since for the three other cases, they perfectly match.

The benefit of a very small active area, 0.01mm² for the J10D (1), is to increase the speed by decreasing the capacitance. The drawback is to reduce the sensitivity. The signal amplitude is indeed 15 times lower than the Infrared Ass. (2), respectively $V_{max} = 0.3\,V$ and $4.7\,V$. It could be worse since the active area is 80 times smaller. With the Kolmar (3), the signal amplitude is only $0.2V$ which seems small regarding the high sensitivity of its MCT element. This is due to its integrated amplifier whose gain differs from the RD-HS2PV amplifier. It should be noticed that the noise level of the Kolmar (3) is remarkably low.

The dotted line (Figure 8) refers to an experiment where the Judson J10D (1) was used with an optimized version of the RD-HS2PV amplifier. By targeting only one detector, the amplifier topology and its components could be adjusted to increase the bandwidth. The multilayer sample used here differs from the one used previously which probably explains the slope change at $t = 100\,ns$. With this dedicated amplifier, $t_{1/2}$ could be reduced from 29 ns to $11\,ns$. Subtracting the delay of $7.4\,ns$ due to heat conduction (Figure 3), the delay induced by the amplifier is about $\delta = 4\,ns$. Considering there are 7 first-order low-pass filters in the amplifier, the average cut-off frequency of each filter is $280\,MHz$. The uncertainty of this value may be large since the coaxial cable lengths and the photodiode delay are neglected.

In Figure 9, the Gaussian shape (black) used for the experiment design is compared to the pulse waveform measured by the photodiode. The harmonics up to $60\,MHz$ are also presented which reveals a surprising linear trend for the photodiode signal. The thin red line is the pulse shape with its spectrum clamped at $40\,MHz$. It shows most of the pulse waveform is contained below this frequency. As the front face temperature depends linearly on the pulse harmonics, the temperature signal contains only these harmonics, out of phase and attenuated.

8. Conclusion

Based on the sensitivity analysis, the most difficult parameters to estimate are the coating thermal diffusivity and the interfacial thermal resistance. The experiment design showed that the estimation uncertainty of the thermal diffusivity of a $200\,nm$ thick coating is reduced by decreasing the laser pulse width and increasing the detector bandwidth. When the pulse energy is assumed constant regardless of the pulse width, there is no optimum. However, if the laser power is now fixed, the optimum configuration for a $50\,nm$ thick coating involves a 100 MHz bandwidth detector and a laser pulse full-width of $14\,ns$ ($\sigma_{laser} = 6\,ns$). Considering our laser ($\sigma_{laser} = 10\,ns$) and using a $350\,MHz$ photodiode, a spectrum analysis of the pulse waveform revealed that most information is contained below $40\,MHz$. The objective for the analogue signal chain is to keep the information attenuation and distortion as low as possible.

The response times of four N_2-cooled IR detectors were then measured. Thanks to its very low capacitance, the Judson J10D detector won the race by a good margin with a half-rise time of $29\,ns$, at the expense of sensitivity. As the response-time is related to the amplifier topology, it was shown the limiting factor is not the J10D detector. The half-rise time could be indeed further reduced to $11\,ns$ by using an amplifier designed by AltRD and optimized for that detector. Further developments will be attempted to reach the detector limit.

References

[1] J.-L. Battaglia, E. Ruffio, A. Kusiak, C. Pradere, E. Abisset, S. Chevalier, A. Sommier, J.-L. Batsale, The periodic pulse photothermal radiometry technique within the front face configuration, *Measurement*, 158 (2020).

[2] C. Chassin., A. Kusiak, K. Krause, M. Garcia, J-L. Battaglia, Bayesian Estimation of Thermal Properties Using Periodically Pulsed Photothermal Radiometry: A Focus on Interfacial Thermal Resistances between Layers, *Phys. Status Solidi RRL*, 17 (2023).

[3] D Maillet, S Andre. J. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne, *Thermal Quadrupoles* (2000).

[4] Texas Instrument, OPA846, Wideband, Low-Noise, Voltage-Feedback Operational Amplifier, SBOS250E, December (2008).

[5] Teledyne, Judson Technologies, Indium Antimonide Detector (2003).

[6] D. Petit, D. Maillet, Techniques inverses et estimation de paramètres. Partie 2, *Techniques de l'Ingénieur*, AF4516 v1 (2019)

Pour une estimation simultanée des conductivités de matériaux orthotropes par thermographie

Simultaneous estimation of conductivities of orthotropic materials by thermography

Thomas PIERRE[1*], Helcio R. B. ORLANDE[2], Philippe LE MASSON[1], Edouard GESLAIN[1], Coline BOURGÈS[1], Julien BERGER[3]

[1] Univ. Bretagne Sud, UMR 6027, IRDL, F-56100, Lorient, France.
[2] Université Fédérale de Rio de Janeiro, Politécnica/COPPE, Cidade Universitária, 68502, Rio de Janeiro, Brésil.
[3] LaSIE, UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS, 17000, La Rochelle, France.

Résumé – Ce travail présente les premiers développements pour l'estimation des trois composantes de la conductivité thermique d'un parallélépipède solide orthotrope chauffé par laser avec l'utilisation d'une seule caméra infrarouge par l'observation simultanée de quatre de ses faces. La température de la surface chauffée est utilisée comme condition limite, tandis que celles des trois autres surfaces sont utilisées pour la résolution d'un problème inverse de type bayésien. Une transformation intégrale est appliquée sur les mesures utilisées pour l'analyse inverse, en utilisant les valeurs propres liées au problème de conduction thermique original. Peu de modes transformés sont utilisés pour la résolution du problème inverse, compressant ainsi spatialement les données fournies par la caméra infrarouge.

Abstract – This work presents the first developments for the estimation of three thermal conductivity components of an orthotropic parallelepiped heated by laser, with the use of one single infrared camera that simultaneously observes four of its surfaces. The temperature of the heated surface is used as a boundary condition, while those of the three other surfaces are used for the solution of an inverse problem by a Bayesian technique. An integral transformation is applied on the measurements used for the inverse analysis, using the eigenvalues related to the original thermal conduction problem. Few transformed modes are used for the solution of the inverse problem, thus spatially compressing the data provided by the infrared camera.

Nomenclature

<u>*Lettres latines*</u>

c_p^m	chaleur massique, J·kg^{-1}·K^{-1}
e	épaisseur, m
h	coefficient d'échange global, W·m^{-2}·K^{-1}
H	nombre de Biot modifié, m^{-1}
k	conductivité thermique, W·m^{-1}·K^{-1}
ℓ	demi-longueur, m
N	norme
P	vecteur des paramètres
q	distribution
t	temps, s
T	température, °C
U	nombre aléatoire
x, y, z	coordonnées cartésiennes
X, Y, Z	fonctions propres
Y	mesures, °C

<u>*Lettres grecques*</u>

α	ratio
β_m	valeur propre, m^{-1}
γ_n	valeur propre, m^{-1}
η_p	valeur propre, m^{-1}
θ	température, °C
ρ	masse volumique, kg·m^{-3}
Ψ	fonction gaussienne, °C

<u>*Indices et exposants*</u>

x, y, z	direction des composantes
∞	ambiante
0	en $z = 0$

1. Introduction

Déterminer les composantes de la conductivité thermique de matériaux orthotropes ou anisotropes fait l'objet de nombreux développements expérimentaux et théoriques [1-7]. Une spécificité de ces expériences de caractérisation est que l'observable est bien souvent unique, par exemple la température face arrière quand la face avant est stimulée thermiquement. Il n'y a donc qu'une information partielle sur la répartition spatiale du flux. La visualisation simultanée par une même caméra (associée à des optiques) des deux faces avant et arrière d'une plaque soumise à un chauffage laser a été récemment proposée par Houssein *et al.* dans le but d'estimer la diffusivité thermique de métaux liquides [8]. Si les réglages du dispositif expérimental sont plus délicats en termes de chemin optique, deux avantages peuvent être avancés. D'une part, une seule caméra allège les opérations d'étalonnage et de synchronisation et l'observable et la grandeur d'entrée sont de même nature. D'autre part, à l'aide d'un modèle température-température, cette technique a permis d'exprimer une transmittance uniquement dépendante de la diffusivité et des pertes arrière, sans se soucier de la part du flux laser absorbé ni des pertes face avant ; elle réduit donc le nombre d'inconnus.

Les premiers développements vers l'utilisation d'une seule caméra infrarouge pour observer simultanément quatre surfaces d'un solide orthotrope sont présentés dans l'idée de visualiser où va le flux lorsqu'une des surfaces est soumise à un chauffage laser. L'objectif principal est d'estimer les trois composantes de la conductivité thermique du solide orthotrope de forme parallélépipédique. Les observations prises avec la caméra infrarouge sur la surface chauffée sont utilisées comme condition limite, tandis que les mesures prises sur trois autres surfaces sont utilisées dans la fonctionnelle pour la résolution d'un problème inverse. Par ailleurs, une transformation intégrale de type Fourier est appliquée sur les mesures utilisées pour l'analyse inverse, en utilisant les valeurs propres liées au problème de conduction thermique original [5-6]. Peu de modes transformés sont utilisés pour la résolution du problème inverse, compressant ainsi spatialement les données fournies par la caméra infrarouge [4][6]. Le problème inverse est résolu dans le cadre bayésien des statistiques, en appliquant l'algorithme de Metropolis-Hastings avec échantillonnage séquentiel dans deux jeux de paramètres du modèle (paramètres d'intérêt et autres).

L'article présente dans un premier temps le dispositif expérimental (Section 2). La Section 3 développe le modèle mathématique ainsi que le problème inverse. Enfin la Section 4 présente des tests d'estimation sur mesures simulées.

2. Dispositif expérimental

La Figure 1 présente le dispositif expérimental en cours de développement. Il est composé de neuf miroirs (M1 à M9) et de deux prismes (P1 et P2) lesquels doivent permettre à la caméra infrarouge de visualiser simultanément quatre des six faces du parallélépipède. Les quatre chemins optiques sont identiques pour avoir des images nettes.

L'échantillon est donc un parallélépipède rectangle en bois de base carrée $4\ell^2$ et d'épaisseur e. Il a été fabriqué par impression 3D afin de maîtriser son orthotropie. Le chauffage laser doit être adapté pour que l'échauffement de l'échantillon soit inférieur à 10 K à son maximum.

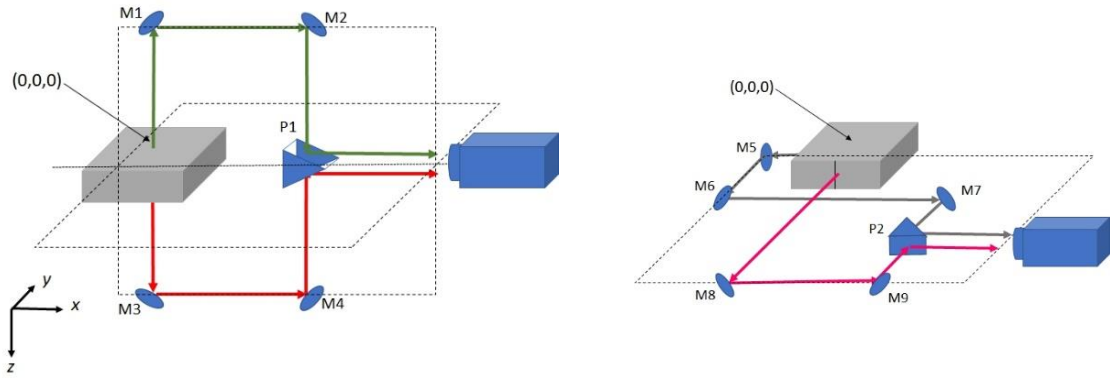


Figure 1. Schéma du dispositif optique expérimental. Pour des raisons de clarté, les quatre chemins optiques sont présentés sur deux figures.

L'échantillon est chauffé par laser. Le laser à diode (IPG PHOTONICS YLR 300/3000 QCW à 1 070 nm) a une puissance maximale de 300 W en continu. Il est placé en haut du dispositif. La caméra IR, un modèle FLIR X6580sc munie d'un objectif 25 mm, opère dans la gamme de longueurs d'onde [3,0 µm – 5,1 µm]. Sa fréquence d'acquisition maximale est de 50 Hz pour une image en pleine taille de 640 × 512 pixels.

Une fois le dispositif réglé, la caméra est en mesure de visualiser simultanément les faces dans les plans : $(x = \ell, y, z)$; $(x, y = \ell, z)$; $(x, y, z = 0)$; $(x, y, z = e)$.

3. Modèle mathématique et problème inverse

Dans le cadre de cette expérience, les coordonnées cartésiennes sont considérées et le système est centré sur $x = 0$, $y = 0$. L'équation de la chaleur et les conditions initiale et aux limites utilisées pour déterminer le champ de température au sein de l'échantillon orthotrope sont données par le système (1)-(9) avec $\theta = T - T_\infty$ où T_∞ est la température ambiante.

$$k_x \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + k_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \rho c_p^m \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (1)$$

$$\theta(x, y, z, 0) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta(0, y, z, t)}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$k_x \frac{\partial \theta(\ell, y, z, t)}{\partial x} + h_x \theta(\ell, y, z, t) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta(x, 0, z, t)}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$k_y \frac{\partial \theta(x, \ell, z, t)}{\partial y} + h_y \theta(x, \ell, z, t) = 0 \quad (6)$$

$$T(x, y, 0, t) = \Psi(x, y, t) \quad (7)$$

$$k_z \frac{\partial \theta(x, y, e, t)}{\partial z} + h_z \theta(x, y, e, t) = 0 \quad (8)$$

La face supérieure, « vue » par le miroir M1, est chauffée par un chauffage laser de type gaussien. Cependant, dans le cadre de cette première approche théorique, c'est une réponse hypothétique (donc sans certitude par rapport aux expériences à venir) en température en $z = 0$ qui est utilisée en tant que donnée d'entrée (9) avec R le rayon de la distribution gaussienne supposée constante dans un premier temps et T_0 la température

aux coordonnées (0, 0, 0) mesurée par la caméra infrarouge également supposée constante dans un premier temps.

$$\Psi(x,y,t) = [T_0(t) - T_\infty]e^{-\frac{x^2+y^2}{R(t)^2}} \tag{9}$$

Dans un premier temps, une solution analytique $\dddot{\tilde{\theta}}(\beta_m,\gamma_n,\eta_p,t)$ du système (1)-(9) a été obtenue *via* plusieurs transformations intégrales selon les trois directions de l'espace (non-présentée ici) en considérant les deux cas où R et T_0 sont des constantes. Chaque transformation est symbolisée : $-$ pour celle en x, $\sim$ pour celle en y et $\cdot$ pour celle en z.

L'inversion s'effectue par comparaison entre les températures expérimentales des faces en $x = \ell$, $y = \ell$ et $z = e$ modifiées, respectivement, au moyen de transformations intégrales de type Fourier (10)-(12), et celles théoriques (13)-(15).

$$\dot{\tilde{\theta}}^{exp}(\ell,\gamma_n,\eta_p,t) = \int_{y=0}^{\ell}\int_{z=0}^{e} Y(\gamma_n,y)Z(\eta_p,z)\theta^{exp}(\ell,y,z,t)dydz \tag{10}$$

$$\dot{\bar{\theta}}^{exp}(\beta_m,\ell,\eta_p,t) = \int_{x=0}^{\ell}\int_{z=0}^{e} X(\beta_m,x)Z(\eta_p,z)\theta^{exp}(x,\ell,z,t)dxdz \tag{11}$$

$$\tilde{\tilde{\theta}}^{exp}(\beta_m,\gamma_n,e,t) = \int_{x=0}^{\ell}\int_{y=0}^{\ell} X(\beta_m,x)Y(\gamma_n,y)\theta^{exp}(x,y,e,t)dxdy \tag{12}$$

$$\dot{\tilde{\theta}}^{th}(\ell,\gamma_n,\eta_p,t) = \sum_{m=1}^{\infty}\frac{X(\beta_m,\ell)}{N(\beta_m)}\dddot{\tilde{\theta}}(\beta_m,\gamma_n,\eta_p,t) \tag{13}$$

$$\dot{\bar{\theta}}^{th}(\beta_m,\ell,\eta_p,t) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{Y(\gamma_n,\ell)}{N(\gamma_n)}\dddot{\tilde{\theta}}(\beta_m,\gamma_n,\eta_p,t) \tag{14}$$

$$\tilde{\tilde{\theta}}^{th}(\beta_m,\gamma_n,e,t) = \sum_{p=1}^{\infty}\frac{Z(\eta_p,e)}{N(\eta_p)}\dddot{\tilde{\theta}}(\beta_m,\gamma_n,\eta_p,t) \tag{15}$$

avec m, n et p = 1,… ∞. Le Tableau 1 synthétise les grandeurs exprimées dans les équations (10)-(12) [9]. Pour les normes $N(\beta_m)$, $N(\gamma_n)$ et $N(\gamma_n)$, voir également [9].

Tableau 1. Synthèse des grandeurs exprimées aux équations (10)-(15).

fonctions propres	valeurs propres	fonctions transcendantes	
$X(\beta_m,x) = cos(\beta_m x)$	β_m	$\beta_m tan(\beta_m \ell) = H_x$	$H_x = h_x/k_x$
$Y(\gamma_n,y) = cos(\gamma_n y)$	γ_n	$\gamma_n tan(\gamma_n \ell) = H_y$	$H_y = h_y/k_y$
$Z(\eta_p,z) = sin(\eta_p z)$	η_p	$\eta_p cot(\eta_p e) = -H_z$	$H_z = h_z/k_z$

Les paramètres à optimiser dans ce calcul sont le rayon R de distribution de la température en face avant qui peut évoluer en fonction de la sollicitation en surface, la température T_0, les rapports dimensionnels du domaine (valeurs de e au regard de ℓ), et le nombre maximum des valeurs propres dans les trois directions m_{max} , n_{max} et p_{max}.

Dans le cadre de cet article, un seul cas test est traité et discuté. L'objectif étant de présenter la méthodologie de l'estimation. Ainsi, la méthode inverse s'appuie sur le

théorème de Bayes (16) qui utilise les informations connues *a priori* pour l'estimation des paramètres d'intérêt et de leurs incertitudes. Tous les paramètres du modèle peuvent être considérés comme des variables aléatoires et la solution du problème inverse est la distribution de probabilité postérieure $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ [10]. La fonction de distribution de probabilité $\pi(\mathbf{P})$ représente les connaissances *a priori* des paramètres $\mathbf{P}$. La fonction de vraisemblance $\pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})$ rend compte de l'adéquation entre les mesures et le modèle théorique censé être représentatif de l'expérience. Dans cette étude, les données d'entrée ont été séparées en deux jeux de paramètres : les paramètres $\mathbf{P_1}$ d'intérêt moindre et ceux d'intérêt principal $\mathbf{P_2}$.

$$\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y}) \propto \pi(\mathbf{Y}|\mathbf{P})\pi(\mathbf{P}) \tag{16}$$

$$\boldsymbol{P_1} = \left[h_x, h_y, h_z, T_0, T_\infty, R\right]^T \tag{17}$$

$$\boldsymbol{P_2} = \left[k_x, k_y, k_z, c_p^m\right]^T \tag{18}$$

L'estimation de $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ s'appuie sur la méthode de Monte Carlo Chaînes de Markov (MCMC) et sur l'algorithme de Metropolis Hastings selon les étapes suivantes [11] :

1. À $t = 0$, départ des chaînes de Markov avec l'échantillonnage $\mathbf{P}^{(0)}$.
2. Proposer des candidats $\boldsymbol{P}_1^*$ à partir de la distribution $q_1(\mathbf{P}_1^*|\mathbf{P}_1^{(t)})$ pour le vecteur $\mathbf{P_1}$ et imposer $\mathbf{P}_2^* = \mathbf{P}_2^{(t)}$.
3. Calcul du rapport Metropolis-Hastings :

$$\alpha_1(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)}) = \min\left[1, \frac{\pi(\mathbf{P}^*)q_1\left(\mathbf{P}_1^{(t)}|\mathbf{P}_1^*\right)}{\pi(\mathbf{P}^{(t)})q_1\left(\mathbf{P}_1^*|\mathbf{P}_1^{(t)}\right)}\right] \tag{19}$$

4. Proposition d'un nombre aléatoire $U_1 \sim \mathcal{U}(0,1)$.
5. Si $U_1 \leq \alpha_1(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)})$, alors $\mathbf{P}_1^{(t+1)} = \mathbf{P}_1^*$. Sinon, alors $\mathbf{P}_1^{(t+1)} = \mathbf{P}_1^{(t)}$.
6. Proposer des candidats $\boldsymbol{P}_2^*$ à partir de la distribution $q_2(\mathbf{P}_2^*|\mathbf{P}_2^{(t)})$ pour le vecteur $\mathbf{P_2}$ et imposer $\mathbf{P}_1^* = \mathbf{P}_1^{(t)}$.
7. Calcul du rapport Metropolis-Hastings :

$$\alpha_2(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)}) = \min\left[1, \frac{\pi(\mathbf{P}^*)q_2\left(\mathbf{P}_2^{(t)}|\mathbf{P}_2^*\right)}{\pi(\mathbf{P}^{(t)})q_2\left(\mathbf{P}_2^*|\mathbf{P}_2^{(t)}\right)}\right] \tag{20}$$

8. Proposition d'un nombre aléatoire $U_2 \sim \mathcal{U}(0,1)$.
9. Si $U_2 \leq \alpha_2(\mathbf{P}^*|\mathbf{P}^{(t)})$, alors $\mathbf{P}_2^{(t+1)} = \mathbf{P}_2^*$. Sinon, alors $\mathbf{P}_2^{(t+1)} = \mathbf{P}_2^{(t)}$.
10. À $t = t + 1$, retour à l'étape 2 pour proposer de nouveaux candidats $\{\mathbf{P}^{(1)}, \mathbf{P}^{(2)}, \ldots \mathbf{P}^{(n)}\}$.

Ce processus d'estimation est effectué 10 000 fois (états). Le traitement statistique des résultats qui suit ne concerne que les états où l'estimation présente des valeurs stabilisées en termes d'estimation ou de la probabilité *a posteriori* (Figure 2).

4. Résultats

Après avoir présenté le modèle mathématique et la technique d'inversion, un cas d'étude est présenté où les températures expérimentales simulées sont issues du modèle direct bruité (bruit gaussien ajouté de ± 0,1 °C). Les valeurs vraies pour le modèle direct des paramètres $\mathbf{P_1}$ et $\mathbf{P_2}$ sont présentées dans le Tableau 2. C'est le cas particulier d'une

température imposée uniforme en $z = 0$ comme condition aux limites (7) qui est présenté dans cette étude, avec une valeur du rayon du chauffage gaussien exagérément importante ($R = 50$ m). Expérimentalement, R est susceptible de changer au cours du temps puisque la température est initialement homogène à T_∞ dans l'ensemble de l'échantillon.

Tableau 2. Données d'entrée du modèle.

k_x (W·m^{-1}·K^{-1})	k_y (W·m^{-1}·K^{-1})	k_z (W·m^{-1}·K^{-1})	h_x (W·m^{-2}·K^{-1})	h_y (W·m^{-2}·K^{-1})
0,3	0,1	0,5	10	10
h_z (W·m^{-2}·K^{-1})	ρc_p^m (J·m^{-3}·K^{-1})			
10	6×10^5			
e (mm)	ℓ (mm)	R (m)	T_∞ (°C)	T_0 (°C)
10	25	50	20	60

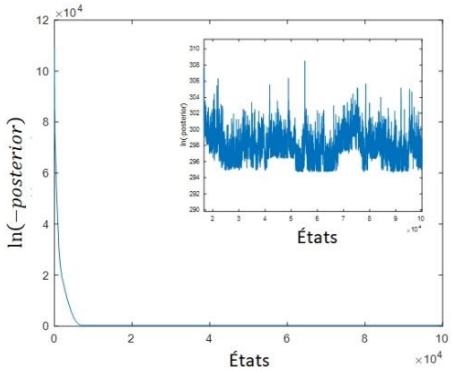


Figure 2. Évolution de la fonctionnelle de $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ en fonction du nombre d'états.

Pour l'estimation, les connaissances *a priori* sur les paramètres sont faibles et donc considérés uniformes dans un intervalle $[P_{min}\ ;\ P_{max}]$. Les paramètres initiaux $\mathbf{P_2}$ sont ceux du modèle direct (Tableau 1) multipliés par 2. Les Figures 3 à 5 tracent les évolutions des températures transformées simulées (13)-(15) et estimées (16)-(18) en fonction du temps pour les trois faces observées expérimentalement, c'est-à-dire en $x = \ell$, $y = \ell$ et $z = e$.

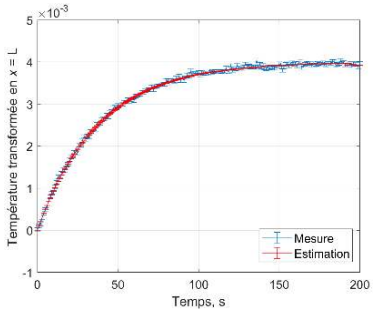


Figure 3. Températures transformées simulées et estimées en $x = \ell$.

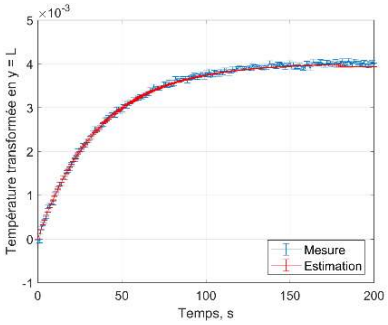


Figure 4. Températures transformées simulées et estimées en $y = \ell$.

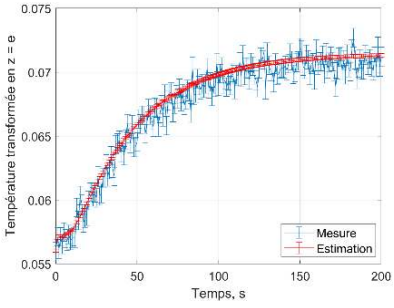


Figure 5. Températures transformées simulées et estimées en $z = e$.

En termes de résultats, la Figure 2 présente l'évolution de la fonctionnelle de la probabilité *a posteriori* $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ en fonction du nombre d'états. Il apparaît que $\pi(\mathbf{P}|\mathbf{Y})$ est stabilisée assez tardivement, à partir du 7 000$^{\text{ème}}$ état environ. La constatation est la même pour les valeurs estimées de conductivités thermiques et de capacité thermique (Figures 6, 7, 8 et 12). L'étude statistique a donc été effectuée entre les états 7 000 et 10 000 et est présentée sous forme d'histogrammes sur les Figures 9, 10, 11 et 13 et dans le Tableau 3.

Les résultats des conductivités et de la capacité thermique estimées sont cohérentes et peu dispersées. Cependant, les erreurs, donc par rapport aux paramètres initiaux, sont inégales et comprises entre 4 % pour k_y et 42 % pour k_x. Néanmoins la comparaison entre les températures transformées simulées et estimées est très satisfaisantes (Figures 3 à 5). Il est clair qu'il y a donc corrélation entre les paramètres, l'étude de sensibilité n'ayant pas encore été effectuée.

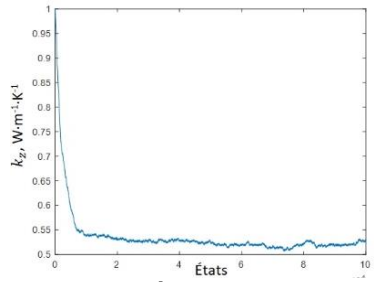


Figure 6. Évolution de k_x.

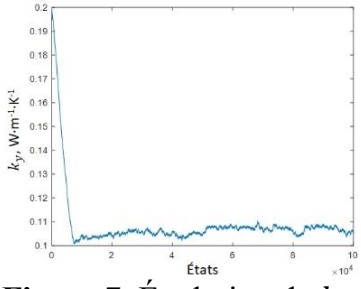


Figure 7. Évolution de k_y.

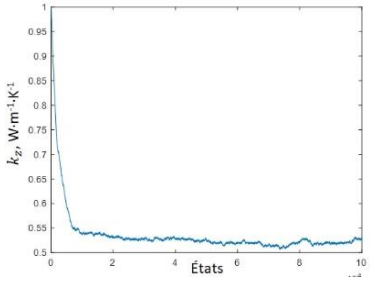


Figure 8. Évolution de k_z.

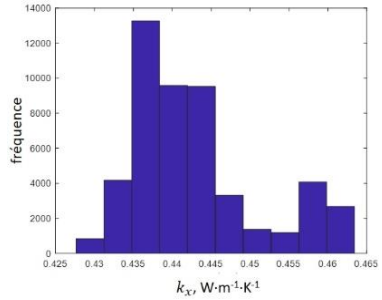


Figure 9. Histogramme des conductivités estimées k_x.

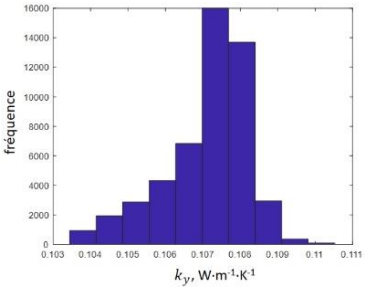


Figure 10. Histogramme des conductivités estimées k_y.

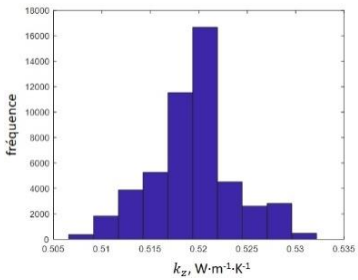


Figure 11. Histogramme des conductivités estimées k_z.

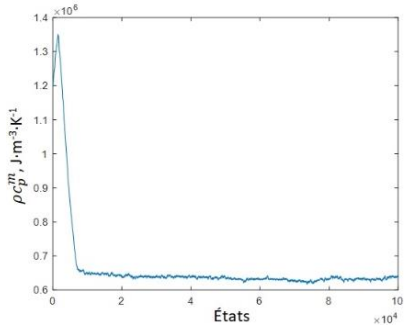


Figure 12. Évolution de ρc_p^m.

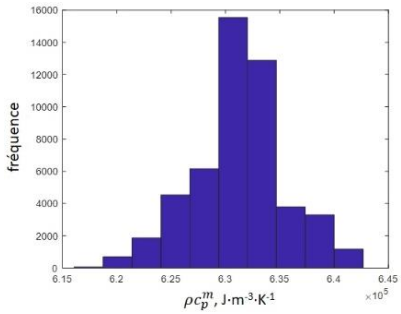


Figure13. Histogramme de la capacité thermique estimée ρc_p^m.

Tableau 3. Paramètres estimées $\mathbf{P_2}$ et erreurs par rapport aux paramètres du modèle direct.

k_x (W·m^{-1}·K^{-1})	k_y (W·m^{-1}·K^{-1})	k_z (W·m^{-1}·K^{-1})	ρc_p^m (MJ·m^{-3}·K^{-1})
0,44 ± 0,01	0,11 ± 0,01	0,52 ± 0,01	0,632 ± 0,007
42 %	10 %	4 %	6 %

Une première analyse de ces résultats confirme le besoin d'optimiser les paramètres de la source d'énergie sur la surface. En effet, l'apport d'énergie, ici, induit une distribution en température sur la surface globalement homogène impliquant ensuite un faible gradient en surface dans les deux directions *x* et *y*. La difficulté est soulignée lors de l'estimation où, pour une conductivité plus forte dans la direction des *x*, l'erreur d'estimation est plus forte en raison d'un faible gradient de température dans cette

direction. Cependant, il est possible d'imaginer qu'un accroissement de l'épaisseur en z (valeur de e) conduirait à accentuer les gradients en x et y. Il est donc essentiel, maintenant que la méthodologie est présentée, d'optimiser les paramètres dimensionnels du domaine [12] et de la distribution surfacique de la température en face avant.

5. Conclusion

Cette étude présente les premiers tests par simulation en vue d'estimer les trois composantes de la conductivité thermique d'un matériau parallélépipédique orthotrope. L'originalité est expérimentale, comme brièvement présentée en Section 2, et réside dans la visualisation simultanée de quatre faces d'un échantillon. Un modèle analytique a été développé où les températures théoriques sont modifiées par transformations intégrales de type Fourier. Le dispositif étant toujours en cours de développement, un premier cas a été testé avec des données simulées pour un chauffage homogène bruité sur une face. Les résultats d'estimation présentent des valeurs cohérentes mais inégales en termes d'erreur par rapport à celles du modèle direct. Un travail d'optimisation des paramètres dimensionnels doit être mené avant de poursuivre sur un développement expérimental pour lequel la prise en compte d'un chauffage de type gaussien pourra être envisagé.

Références

[1] Lachi, M., et A. Degiovanni. « Determination des diffusivites thermiques des materiaux anisotropes par methode flash bidirectionnelle ». *Journal de Physique III*, vol. 1, nº 12, décembre 1991, p. 2027-46. *jp3.journaldephysique.org*.

[2] Griesinger, A., et al. « A photothermal method with step heating for measuring the thermal diffusivity of anisotropic solids ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, nº 13, septembre 1997, p. 3049-58. *ScienceDirect*.

[3] Salazar, Agustin, et al. « Photothermal characterization of anisotropic materials with buried principal axes ». *Optical Engineering*, vol. 36, nº 2, février 1997, p. 391-99.

[4] Knupp, Diego C., et al. « Space-Variable Thermophysical Properties Identification in Nanocomposites via Integral Transforms, Bayesian Inference and Infrared Thermography ». *Inverse Problems in Science and Engineering*, vol. 20, nº 5, juillet 2012, p. 609-37. *DOI.org (Crossref)*.

[5] Souhar, Youssef, et al. « Thermal Characterization of Anisotropic Materials at High Temperature Through Integral Methods and Localized Pulsed Technique ». *International Journal of Thermophysics*, vol. 34, nº 2, février 2013, p. 322-40. *Springer Link*.

[6] Abreu, Luiz A. S., et al. « Detection of contact failures with the Markov chain Monte Carlo method by using integral transformed measurements ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 132, octobre 2018, p. 486-97. *ScienceDirect*.

[7] Tarasovs, Sergejs, et Andrey Aniskevich. « Identification of the anisotropic thermal conductivity by an inverse solution using the transient plane source method ». *Measurement*, vol. 206, janvier 2023, p. 112252. *ScienceDirect*.

[8] Houssein, Jad, et al. « A novel apparatus dedicated to the estimation of the thermal diffusivity of metals at high temperature ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 191, septembre 2023, p. 108359. *ScienceDirect*.

[9] M Ozisik and H. Orlande, Inverse Heat Transfer: Fundamentals and Applications, CRC Press, Boca Raton, 2021.

[10] J. Kaipio and E. Somersalo, *Statistical and Computational Inverse Problems*. Springer Science & Business Media, 2006.

[11] D. Gamerman and H. F. Lopes, *Markov chain Monte Carlo: stochastic simulation for Bayesian inference*. CRC Press, 2006.

[12] Berger, Julien, et al. « On the optimal experiment design for heat and moisture parameter estimation ». *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 81, février 2017, p. 109-22.

Caractérisation thermo-physique d'un matériau à changement de phase (MCP) avec surfusion incluant l'évaluation du flux dissipé lors de la phase de recalescence

Gilles FRAISSE[1*], Mickael PAILHA[1], David CLOET[1], Laurent ZALEWSKI[2], Said Fatma NOUR[1]

[1]Laboratoire Procédés Energie Bâtiment (LOCIE), UMR 5271 (CNRS), USMB, Chambéry
[2]Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), ULR 4515, Univ. Artois, F-62400 Béthune

Résumé - Une cavité parallélépipédique contenant un MCP est soumise sur ses deux faces à un flux de chaleur afin d'identifier ses propriétés thermo-physiques. Le chauffage est assuré par deux plaques résistives, tandis que le refroidissement naturel de la cavité dépend du coefficient de pertes thermiques lié à l'isolation entourant la cavité. La température au sein du MCP est considérée uniforme compte tenu de la faible épaisseur de la cavité, ce qui permet de déterminer à l'aide d'un modèle 1R1C les paramètres des lois de comportement analytiques *h(T)* et le flux dissipé au cours de la recalescence.

Nomenclature

Cp	Chaleur spécifique équivalente, $J.kg^{-1}K^{-1}$	*Indices et exposants*	
C	Capacité thermique, $J.K^{-1}$	*adia*	Adiabatique
h	Enthalpie, $J.kg^{-1}$	*exp*	Expérimental
M	Masse, kg	*f*	Fusion
K	Coefficient de perte, $W.K^{-1}$	*int*	Intérieur du local
S	Surface d'échange, m^2	*L,S*	Liquide, solide
T	Température, °C	*reca*	Recalescence
		sens	Sensible

Symboles grecs

Φ	Flux, W
φ	Densité de flux, $W.m^{-2}$

1. Introduction

Les matériaux à changement de phase (MCP) présentent des comportements thermodynamiques pouvant être complexes particulièrement en présence de surfusion. Ces MCP détiennent un réel intérêt pour stocker de la chaleur sur du long terme. La rupture de surfusion enclenche la cristallisation du matériau qui entraîne une remontée en température dans le matériau due à la libération de la chaleur latente au cours de la phase de recalescence. Les phénomènes de fusion et cristallisation peuvent être caractérisés selon différentes approches. Elles sont basées soit sur des lois de comportement traduisant les cinétiques de cristallisation avec l'évaluation de la fraction solide en fonction du temps et de la température (modèles du type Avrami ou Nakamura par exemple) [1] [2] ou par mesure de flux sur un échantillon soumis à des sollicitations thermiques permettant d'identifier notamment la courbe caractéristique enthalpie-température. Cette seconde approche est possible sur des volumes de MCP très différents, de quelques milligrammes dans le cas de la DSC [3] à plusieurs centaines de grammes dans le cas de l'identification par méthodes inverses sur banc expérimental fluxmétrique [4]. Dans tous les cas, une caractérisation précise de la courbe enthalpie-température lors des phases de fusion et solidification complètes ou partielles constitue un

enjeux scientifique important pour évaluer correctement la performance énergétique de dispositifs avec stockage latent.

2. Le dispositif expérimental

2.1. Description

La cavité est constituée de deux plaques de cuivre carrées (11cm de côté) collées avec de la résine époxy sur un cadre plexiglas d'épaisseur 0,5cm et de largeur 1cm, permettant de remplir un volume MCP de 40,5cm^3. Un renfort mécanique de l'assemblage est assuré avec des brides (quatre profilés d'aluminium en U de largeur 1cm), laissant une surface libre de cuivre sur chaque face de 9cm de côté sur lesquelles sont positionnés deux capteurs de flux ainsi que deux plaques résistives à l'extérieur permettant de chauffer le MCP (figure 1). La puissance électrique est fournie par une alimentation en courant continu (ITT, AX322). La boite contenant la cavité en cuivre est isolée avec 5 cm de laine de verre + 5 cm de polyuréthane. Un renfort d'étanchéité est réalisé avec un film alimentaire. La boîte est recouverte d'un couvercle également isolé avec de la laine de verre et du polyuréthane. La cavité équipée des fluxmètres et plaques chauffantes est insérée dans la laine de verre grâce à un espace libre de même dimension.

La mesure de température est réalisée avec 3 thermocouples de type T positionnés contre la plaque de cuivre à l'intérieur de la cavité (1 sur chaque face) et à l'extérieur de la boîte pour mesurer la température du local. Les thermocouples ont été préalablement étalonnés grâce à une cuve d'étalonnage et un programme LabVIEW d'acquisition des données. Les mesures de flux thermiques sur chaque face de la cavité sont réalisées avec deux fluxmètres Captec. Les plaques résistives sont réalisées avec une machine-outil à commande numérique (CNC). Un circuit électrique est ainsi imprimé sur une plaque de cuivre qui est ensuite découpée aux dimensions souhaitées.

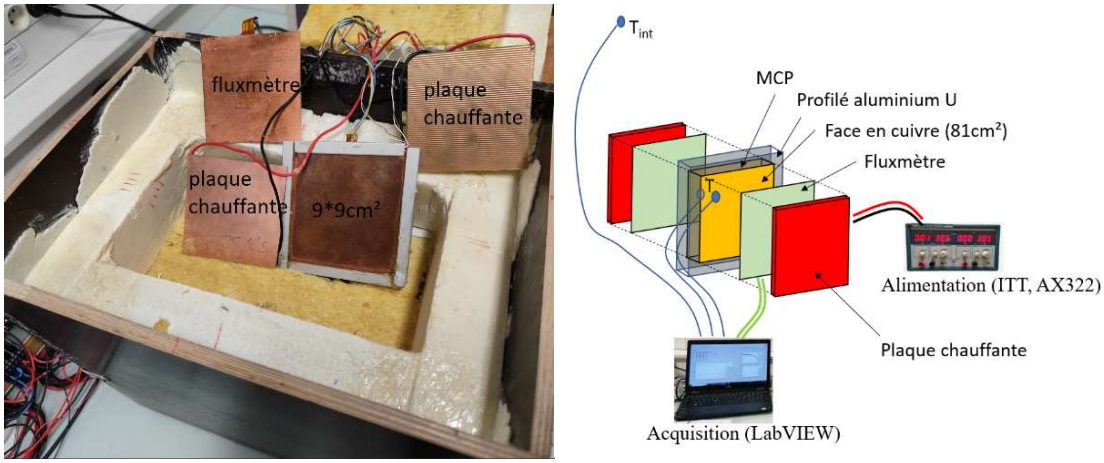


Figure 1 : *Le dispositif expérimental avec les différents composants (à gauche) et leur positionnement (à droite)*

2.2. Protocole expérimental

Les deux MCP (RT58 et PEG6000) sont chauffés puis refroidis dans des conditions de fusion et solidification complètes :

- Chauffage : puissance fixée en faisant varier l'intensité et la tension,
- Refroidissement : alimentation électrique arrêtée lorsque la température du MCP atteint environ 70°C (MCP liquide). Le refroidissement se fait naturellement, sans modifier les

conditions d'isolation de la boîte. L'acquisition s'arrête lorsque la température du MCP est proche de la température du local.

Les mesures des deux températures au sein de la cavité sont très proches. Les résultats donnés par la suite correspondent à une moyenne des deux valeurs. La condition aux limites est un flux de chaleur fixé sur chaque face. Les conditions aux limites en mode chauffage et refroidissement sont assez différentes des approches habituelles qui fixent généralement soit une température, soit une rampe de température (°C/min).

3. Modélisation

Le modèle considère une température de la cavité et du MCP uniforme compte tenu de la faible épaisseur de la cavité (0,5cm) et malgré la faible conductivité du MCP, ce qui exclut l'utilisation de la conductivité thermique du MCP par la suite. Il s'agit d'un modèle analogique à 1 capacité et 1 résistance (désigné 1R1C) se résumant à l'équation de bilan (1) dans laquelle on retrouve la chaleur spécifique équivalente *Cp* du MCP. Compte tenu de la simplicité du modèle, la résolution peut être faite avec un tableur. Nous avons discrétisé l'équation (1) en considérant un pas de temps de 50s. Une approche de modélisation similaire est considérée dans [5] pour étudier la cristallisation du xylitol surfondu lors du bullage pour activer la décharge d'un stockage de chaleur. Néanmoins, nous considérons ici que l'inertie de la cavité influence aussi l'évolution de la température, et que le changement de phase se fait sur une plage de température.

$$(C + M.Cp)\frac{dT}{dt} = \varphi.S + K.(T_{int} - T) \quad (1)$$

La capacité de la cavité C (J.K^{-1}) incluant l'ensemble du dispositif (isolation et enveloppe en contreplaqué) sans le MCP et le coefficient de pertes K (W/K) ont été estimés grâce à une première expérimentation avec un flux fixé constant par les deux résistances électriques. La mesure de la densité de flux φ au cours du temps sur chaque face (surface S=81cm²) et de l'évolution de la température T de la cavité en cuivre vide a permis d'identifier les valeurs pour le banc expérimental sans MCP (C=244,6J.K^{-1} et K=0,0285W.K^{-1}). La densité de flux φ correspond à un apport de chaleur (φ>0) en période de chauffage et aux pertes sur les deux faces pendant le refroidissement (φ<0). L'objectif de notre travail est de voir si un modèle très simple lié à notre configuration (faible épaisseur de la cavité) peut permettre de déterminer l'évolution de l'enthalpie *h(T)* du MCP, la chaleur spécifique équivalente *Cp(T)* et la fraction liquide *f(T)* qui peuvent être déduites l'une de l'autre en connaissant les chaleurs spécifiques solide Cp_S et liquide Cp_L et la chaleur latente L du MCP :

$$Cp(T) = Cp_S + (Cp_L - Cp_S).f(T) + L.\frac{df(T)}{dT} = \frac{dh(T)}{dT} \quad (2)$$

4. Les résultats

4.1. Détermination des lois de comportement

L'approche classique par mesure de flux [6] consiste à déterminer les paramètres thermo-physiques dans un premier temps par bilan énergétique (Cp_S, Cp_L et L), puis à appliquer dans un second temps une rampe de température pour déterminer par méthode inverse la conductivité thermique et le profil de l'enthalpie en fonction de la température. Notre travail porte plus spécifiquement sur la seconde étape. Nous supposons donc connus Cp_S, Cp_L et L qui sont assez variables selon les sources bibliographiques aussi bien pour le RT58 que le PEG6000. Les valeurs utilisées dans notre étude sont Cp_S=Cp_L=2100J.kg^{-1}.K^{-1} pour les deux MCP,

L_{RT58}=169kJ.kg^{-1} et $L_{PEG6000}$=187,4kJ.kg^{-1}, valeurs déterminées dans les études antérieures [6]. Notre objectif est donc de déterminer l'enthalpie en fonction de la température *h(T)* et de modéliser la phase de recalescence avec une approche thermodynamique dans le cas du PEG6000.

La figure 2 montre l'évolution de la chaleur spécifique équivalente expérimentale Cp_{exp} pendant la phase de chauffage (densité de flux de l'ordre de 175W/m²) dans le cas du RT58. Elle est obtenue directement avec l'équation (1) dans laquelle la variable *T* correspond à la valeur expérimentale, *Cp* est remplacé par Cp_{exp} et M_{RT58}=0,041kg. La densité de flux φ et la température intérieure *Tint* sont également obtenues expérimentalement (cf. figure 4). On peut observer sur la figure 2 deux « bosses », la première vers 40°C et la seconde un peu avant 60°C. En calculant la température du MCP avec l'équation (1), il est possible d'ajuster la solution analytique de la chaleur spécifique équivalente *Cp(T)* en la comparant avec la courbe expérimentale. L'expression analytique *Cp(T)* est donnée dans [6] (fraction liquide exprimée par la fonction *erf*). L'article a mis en avant l'intérêt de prendre en compte deux bosses pour le RT58. La superposition des courbes de chaleur spécifique équivalente entre les valeurs obtenues expérimentalement et la solution analytique s'obtient assez facilement « manuellement » en ajustant dans un premier temps le pic de chaque bosse (T_f), puis la variation autour de ces deux bosses (ΔT_S et ΔT_L côté solide et liquide comme indiqué sur la figure 2) ainsi que la quantité de chaleur latente affectée à chaque bosse. Avec la méthode proposée, il n'est ainsi pas nécessaire de recourir à un algorithme d'optimisation utilisé généralement en méthode inverse. La figure 2 illustre la signification des paramètres liés aux solutions analytiques pour la bosse n°2. Les paramètres identifiés pour les pics de fusion sont T_{f1}=39,7°C et T_{f2}=59,3°C, et les écarts de température ΔT_{S1}=17,5°C, ΔT_{L1}=21,1°C, ΔT_{S2}=18,5°C et ΔT_{L2}=2,8°C. Les chaleurs latentes associées à chaque bosse sont L_1=39839J.kg^{-1} et L_2=129161J.kg^{-1} (L_1+L_2=L_{RT58}). Les paramètres identifiés dans l'expression analytique de la chaleur spécifique équivalente sont les mêmes que pour l'enthalpie *h(T)* représentée sur la figure 2. L'approche d'identification est identique avec le PEG6000 lors de la fusion. Les paramètres identifiés en fusion pour le PEG6000 sont :

- Fusion : T_{f1}=57,4°C ; T_{f2}=62,3°C ; ΔT_{S1}=16,7°C ; ΔT_{L1}=2°C ; ΔT_{S2}=5,5°C ; ΔT_{L2}=1,9°C ; L_1=39516J.kg^{-1} et L_2=147884J.kg^{-1} ($L_1 + L_2$=$L_{PEG6000}$)

Au cours du refroidissement, les lois identifiées après la recalescence sont différentes car elles nécessitent des variations plus rapides. Elles ont été adaptées de [7] en considérant deux composants ($L_1 + L_2$=$L_{PEG6000}$ - L_{reca}). La chaleur latente relative à la recalescence est L_{reca} défini dans la partie suivante.

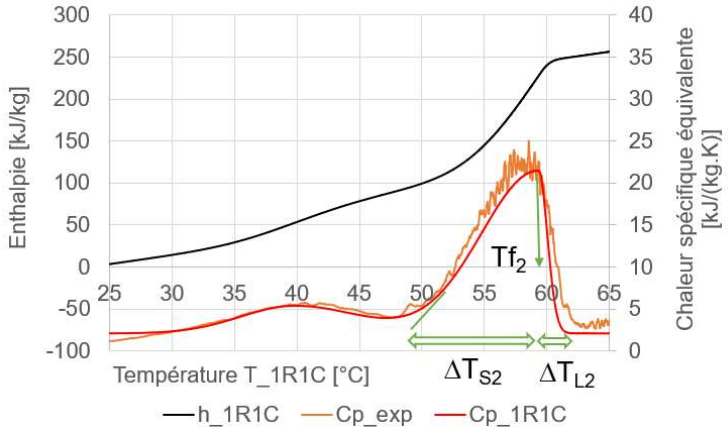


Figure 2 : *Chaleur spécifique équivalente obtenue avec les données expérimentales et la solution analytique, et enthalpie en fonction de la température calculée avec le modèle 1R1C (cas du RT58)*

4.2. Modélisation thermodynamique de la phase de recalescence (PEG6000)

La bibliographie montre que les travaux liés à la modélisation de la recalescence porte essentiellement sur la détermination des dynamiques de cristallisation avec l'identification de paramètres caractérisant l'évolution au cours du temps de la fraction solide. Notre approche est thermodynamique car nous évaluons le dégagement de chaleur pendant la phase de recalescence qui se traduit par une variation d'enthalpie et une augmentation de la température dépendant du niveau de pertes thermiques.

Le PEG 6000 présente une surfusion d'une douzaine de degrés dans des conditions adiabatiques (figure 5), contre seulement 1°C environ pour nos conditions expérimentales (figure 3). La recalescence débute au point B (figure 3) et nous supposons qu'elle se termine au point C lorsque la température est maximale comme proposé dans [5]. Entre B et C, la chaleur spécifique équivalente *Cp* est supposée égale à la chaleur spécifique sous forme sensible ($Cp_{sens} = Cp_S + (Cp_L - Cp_S).f$). S'il n'y avait pas de pertes thermiques, la part de chaleur latente libérée L_{reca_adia} pendant la phase de recalescence serait égale à la chaleur latente entre les points B et D (cf. figure 5). Comme le MCP échange avec l'extérieur pendant toute la phase de recalescence, la chaleur latente libérée entre B et C est en réalité supérieure (L_{reca}). Le flux de chaleur libéré au cours du temps Φ_{reca} pendant la phase de recalescence peut être obtenu expérimentalement en utilisant la température mesurée du MCP dans l'équation 3 sachant que la chaleur spécifique équivalente correspond à la valeur sensible Cp_{sens}.

$$(C + M.Cp_{sens})\frac{dT}{dt} = \Phi_{reca} + \varphi.S + K.(T_{int} - T) \quad (3)$$

La figure 3 montre l'évolution de Φ_{reca} entre t=85850s et t=87900s. On observe logiquement un pic de flux dissipé comme dans [8] qui étudie un stockage de xylitol surfondu contenu dans un récipient en verre avec une double paroi permettant de faire circuler un fluide caloporteur. L'intégration de Φ_{reca} sur cette période, divisé par la masse de PEG6000 (0,054kg) permet de calculer L_{reca}=45,9 kJ/kg, soit 25,6% de L. Dans les conditions adiabatiques, nous aurions seulement $L_{reca_adia} = Cp_{sens} . (T_D - T_B)$ = 23,1 kJ/kg, soit 12,3% de L, et la différence d'enthalpie sensible correspondrait à $Cp_{sens} . (T_A - T_D)$.

L'enthalpie h et la fraction liquide f au cours de la recalescence (entre B et C sur la figure 4) s'obtiennent avec les équations (4) et (5) :

$$dh = Cp_{sens} . dT - \frac{\Phi_{reca} . dt}{M} \quad (4)$$

$$df = -\frac{\Phi_{reca} . dt}{M . L} \quad (5)$$

Après la recalescence, la chaleur spécifique équivalente déterminée selon la démarche présentée dans la partie précédente est indiquée sur la figure 3. On constate que la dynamique de l'évolution de la température obtenue avec le modèle 1R1C (équation 1) est très proche des températures expérimentales pendant et après la recalescence.

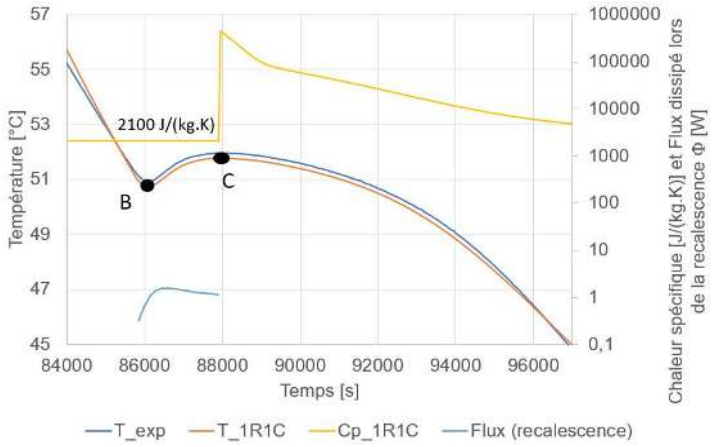


Figure 3 : *Evolution des températures expérimentale T_{exp} du MCP et du modèle T_{1R1C} (axe vertical à gauche), et sur l'axe de droite en échelle logarithmique l'évolution de la chaleur spécifique équivalente Cp(T) et du flux de recalescence (cas du PEG6000)*

4.3. Evolution des températures (RT58 et PEG6000)

Les températures sont représentées sur la figure 4 pour le RT58 et le PEG6000 sur toute la durée chauffage-refroidissement (environ 40h). On peut observer que le modèle 1R1C traduit bien l'évolution expérimentale à la fois en chauffage et refroidissement. Les écarts observés sont assez faibles au regard de la simplicité du modèle considéré avec une limite très certainement liée à l'estimation des pertes thermiques (linéarité) et à l'inertie de l'ensemble du dispositif (une seule constante de temps sachant qu'il n'y a qu'une seule capacité). Les conditions aux limites imposées sont représentées sur la figure 4. Il s'agit de la densité de flux φ mesurée par les deux fluxmètres sur chaque face de l'échantillon et de la température intérieure du local T_{int}. Plusieurs créneaux de puissance électrique ont été réalisés dans le cas du PEG6000 avant d'atteindre 70°C. En complément de la méthode d'identification « manuelle » des paramètres de la fonction analytique *Cp(T)* proposée dans la partie 4.1, nous avons également utilisé la méthode du GRG (gradient réduit généralisé) non linéaire du solveur Excel pour identifier la valeur de K qui a été très légèrement ajustée entre la première configuration avec la cavité vide et les deux cas avec MCP. L'erreur est basée sur l'écart entre la température expérimentale T_{exp} et la température issue du modèle T_{1R1C}. En revanche, la capacité du dispositif expérimental C=244,6 J.K^{-1} n'a pas été modifiée. Nous avons observé une réduction de masse de la cavité avec MCP assez faible à la fin de l'expérimentation par rapport au début (2,3% pour le RT58 et 0,34% pour le PEG6000).

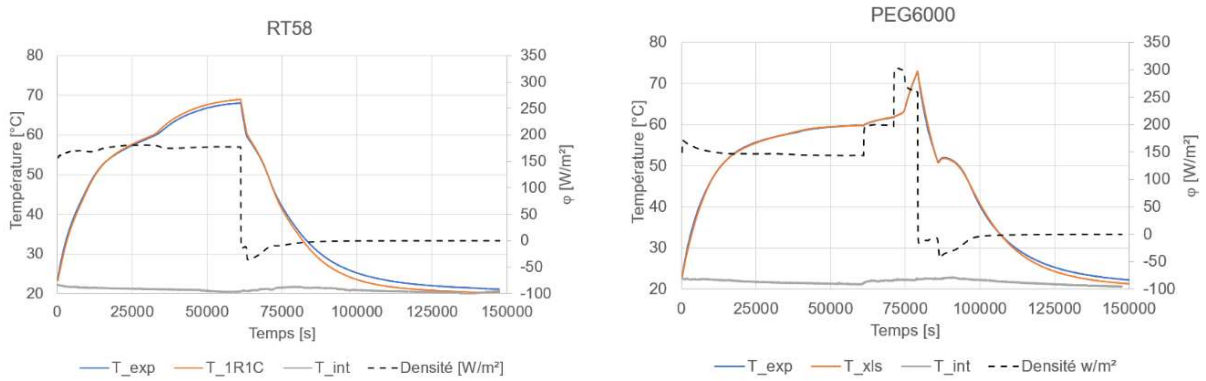


Figure 4 : *Evolution de la température expérimentale T_{exp} et du modèle T_{1R1C}, de la température du local T_{int} et de la densité de flux mesurée sur les deux faces (RT58 à gauche et PEG6000 à droite)*

4.4. Enthalpie en fonction de la température

La figure 5 montre que l'enthalpie *h(T)* en fonction de la température obtenue avec le nouveau banc expérimental avec des conditions de flux de chaleur imposé sont similaires à [4] aussi bien pour le RT58 que le PEG6000. Ce résultat est obtenu pour des sollicitations assez différentes avec des rampes de température en chauffage puis refroidissement (20°C<>70°C) sur 18h. Dans notre étude, le flux de chauffage est imposé au moyen de deux résistances électriques et le refroidissement se fait naturellement avec les pertes thermiques. Le niveau de surfusion (entre A et B) est légèrement supérieur dans notre cas, sachant qu'il dépend de la vitesse de refroidissement (0,3 à 0,15 °C/min de B à C) contre 0,046°C/min dans [4]. Dans le cas du PEG6000 en fusion, nous observons une « bosse » plus légère entre 55 et 60°C dans notre cas sachant que la vitesse de chauffage est plus élevée (jusqu'à 0,15°C/min) que dans [4] (0,046°C/min). Nous nous intéressons finalement à la cinétique de cristallisation des deux MCP. La vitesse de refroidissement (dérivée de la fraction solide) en fonction de la fraction solide est représentée sur la figure 5 à partir de l'évolution au cours du temps de la fraction liquide analytique identifiée *f(T)* et l'équation (5) pour le PEG6000 avant la recalescence. Le pic de recalescence est clairement observé pour le PEG6000. Les résultats obtenus sur la vitesse de solidification en fin de recalescence sont cohérents puisque la courbe est bien continue au point C (fraction liquide obtenue avec l'équation (5) pendant la phase de recalescence, puis avec la solution analytique *f(T)*). Il faut noter que la solution analytique pour le PEG6000 atteint en fin de solidification une valeur légèrement inférieure à 1 qui est une difficulté inhérente à la méthode proposée dans [7] ; l'enthalpie est donc légèrement surestimée en phase solide.

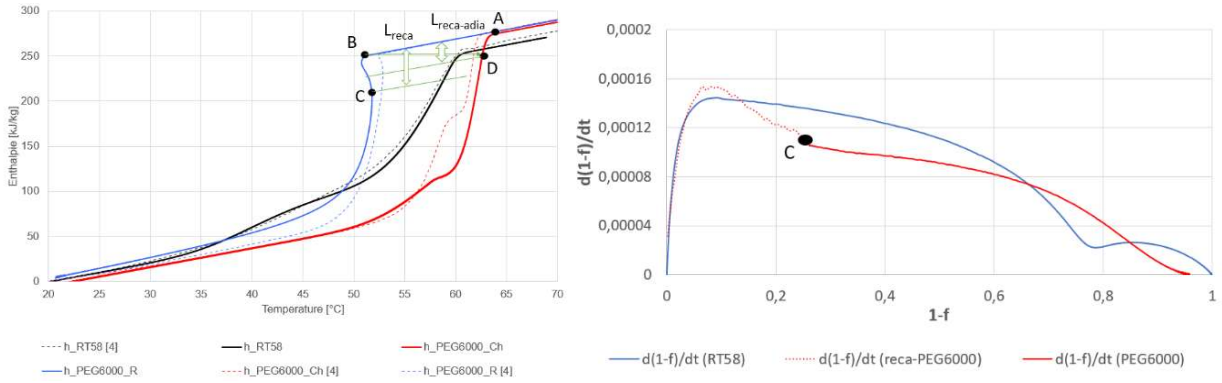


Figure 5 : *Enthalpie (RT58 et PEG6000) en fonction de la température (figure de gauche), et vitesse de solidification lors du refroidissement en fonction de la fraction solide 1-f (figure de droite)*

5. Conclusion

Nous avons proposé une méthode basée sur une modèle simplifié 1R1C pour identifier la chaleur spécifique équivalente « expérimentale » obtenue à partir de données mesurées (température de cavité, flux en surface, température du local) dans une configuration où la température du MCP est supposée uniforme. Il est important de considérer les pertes thermiques latérales de l'échantillon ainsi que l'inertie des éléments autour du MCP (cavité métallique et boîte isolée) pour ne pas fausser l'évaluation de l'enthalpie du MCP. L'identification des paramètres de l'équation analytique de la chaleur spécifique équivalente *Cp(T)* s'obtient en visualisant les deux grandeurs en fonction de la température du modèle 1R1C. La simplicité du modèle permet d'avoir sur un simple tableur une comparaison immédiate de *Cp(T)* et Cp_{exp} lorsque les paramètres sont ajustés « manuellement » (T_f, ΔT_S, ΔT_L et L). Ces paramètres sont suffisamment simples à interpréter pour obtenir assez rapidement des résultats satisfaisants. C'est une approche alternative aux approches habituelles basées sur des algorithmes

d'optimisation. Elle s'est montrée efficace puisque la comparaison des courbes d'enthalpie avec une autre méthode a prouvé la cohérence des résultats dans une configuration de fusion/solidification complètes.

Dans le cas du PEG6000, le flux dissipé au cours du temps pendant la phase de recalescence a également été défini avec les valeurs expérimentales T_{exp} grâce au modèle 1R1C sachant que la chaleur spécifique équivalente correspond à la chaleur sensible pendant cette période. L'énergie dissipée jusqu'à la fin de la recalescence (lorsque la température maximale est atteinte) correspond à l'intégrale du flux dissipé $\Phi_{reca}(t)$. Elle représente un pourcentage de chaleur latente supérieur à celui obtenu dans des conditions adiabatiques (respectivement 25,6% et 12,3% de L). Le flux dissipé $\Phi_{reca}(t)$ et l'expression analytique de la chaleur spécifique équivalente $Cp(T)$ issue de [7] permettent de bien représenter la dynamique d'évolution de la température du PEG6000 respectivement entre B et C, et après C. Les résultats sur la vitesse de solidification sont d'ailleurs cohérents puisque la courbe est continue en C.

Ce travail va être poursuivi en remplaçant les plaques chauffantes par des modules thermoélectriques qui permettront d'imposer des rampes de température à la fois en chauffage et refroidissement.

Références

[1] Mariam Jadal, Jérôme Soto, Nicolas Boyard, Didier Delaunay. Experimental determination of crystallization kinetic model of CENG-PCM composite material. Validation at macro and meso scales. Thermal Science and Engineering Progress Volume 33, 1 August 2022, 101336

[2] Matthieu Zinet. Modélisation de la cristallisation des polymères dans les procédés de plasturgie : quantification des effets thermiques et rhéologiques. Thèse de l'INSA de Lyon, 2010. Français. tel-00555771

[3] S Verheyen, P Augustijns, R Kinget, and G Van den Mooter. Melting behavior of pure polyethylene glycol 6000 and polyethylene glycol 6000 in solid dispersions containing diazepam or temazepam: a DSC study. Thermochimica Acta, 380(2) :153–164, December 2001

[4] Thonon Maxime, Laurent Zalewski, Stephane Gibout, Erwin Franquet, Gilles Fraisse, Mickael Pailha. Experimental comparison of three characterization methods for two phase change materials suitable for domestic hot water storage. Applied Sciences. 2021, 11(21), 10229; https://doi.org/10.3390/app112110229

[5] A. Godin, M. Duquesne, E. Palomo del Barrio, F. Achchaq, P. Monneyron. Bubble agitation as a new low-intrusive method to crystallize glass forming materials. International Conference On Materials And Energy 2015, ICOME 15, 19-22 May 2015, Tetouan, Morocco, and the International Conference On Materials And Energy 2016, ICOME 16, 17-20 May 2016, La Rochelle, France.

[6] Thonon M., Fraisse G. , Zalewski L. , Pailha M. , Towards a better analytical modelling of the thermodynamic behaviour of phase change materials, Journal of Energy Storage. 32 (2020) 101826. https://doi.org/10.1016/j.est.2020.101826

[7] Erwin Franquet, Stephane Gibout., Pierre Tittelein, Laurent Zalewski, Jean-Pierre Dumas, Experimental and theoretical analysis of a cement mortar containing microencapsulated PCM Applied Thermal Engineering, 73 (2014) 30-38.

[8] Miguel Navarro, Gonzalo Diarce, Ana Lazaro, Ander Rojo, Monica Delgado. Comparative study on bubbling and shearing techniques for the crystallization of xylitol in TES systems. Results in Engineering 17 (2023) 100909.

Remerciements : Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'institut Carnot Energies du futur pour son soutien financier.

Mesure thermo-rhéologique des écoulements polymères : avancées scientifiques et application aux procédés d'injection.

Thermo-rheological measurement of polymer flows: scientific advances and application to injection processes.

Qiao LIN[1], Nadine ALLANIC[1], Julien LAUNAY[1], Yannick MADEC[1], Pierre MOUSSEAU[1*]

[1]Laboratoire de Génie des Procédés Environnement Agroalimentaire, IUT de Nantes, 2 avenue Jean Rouxel – 44470 Carquefou
[*](auteur correspondant : pierre.mousseau@univ-nantes.fr)

Résumé - Dans ce travail, nous expliquons (ou rappelons) le fonctionnement d'un dispositif original qui permet de suivre en ligne la stabilité, ou l'instabilité rhéologique d'un matériau polymère à partir d'une mesure de température, signature de la dissipation visqueuse de l'écoulement. Nous présentons les premiers résultats de mesure obtenus lors de cycles d'injection. Ces résultats représentent non seulement une avancée significative pour le domaine industriel de la plasturgie mais ils permettent aussi de mettre en avant scientifiquement l'impact de la compressibilité sur la mesure thermique des écoulements.

Abstract - In this work, we explain (or remember) the operation of an original device that enables one-line monitoring of the rheological stability or instability of a polymer material based on a temperature measurement, which serves as a signature of the viscous dissipation of the flow. We present the first measurement results obtained during injection cycles. These results not only represent a significant advancement for the industrial field of plastics processing but also scientifically highlight the impact of compressibility on the thermal measurement of flows.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

K	constante loi puissance, SI
n	indice pseudoplastique loi puissance
Q	débit volumique, $cm^3.s^{-1}$
p	pression, Pa
T	température, K
Symboles grecs	
η	viscosité dynamique, Pa.s
α	coefficient de dilatation, K^{-1}
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement, s^{-1}
Indices et exposants	
c	point critique

1. Introduction

Dans le domaine de la plasturgie, la surveillance des grandeurs physiques sur une ligne de production est nécessaire pour assurer la qualité et la stabilité de production, optimiser des procédés et appliquer des méthodes de contrôle avancées [1], notamment face à l'augmentation des matériaux recyclés et biosourcés aux caractéristiques fluctuantes et mal connues. Laissant de côté ces matériaux non conventionnels, les viscosités de certains polymères commerciaux restent inconnues et leurs procédés de mise en forme sont paramétrés en fonction de leurs indices de fluidité donnés par les fournisseurs. Par ailleurs, la fiabilisation des prédictions

basées sur des modèles physiques nécessite une bonne connaissance des propriétés thermo-rhéologiques des matériaux.

Lors du congrès français de thermique de 2023 à Reims, nous avions présenté le principe de fonctionnement d'un dispositif original, possiblement monté en ligne sur un procédé de transformation des polymères (injection, extrusion) et permettant d'identifier la viscosité d'un écoulement à partir de températures mesurées par des thermocouples placés dans le dispositif [2].

Dans le travail que nous présentons aujourd'hui nous montrons les premiers résultats obtenus avec le dispositif, que l'on nommera TRAC pour *Thermo-Rhéo Annular Cell*, dans une configuration d'injection industrielle c'est-à-dire en injection cyclique et moule fermé. Nous donnerons les pistes qui restent à explorer pour expliquer ces résultats.

En amont et dans une première partie, en s'appuyant sur les papiers déjà publiés sur l'ensemble du travail, nous rappellerons le fonctionnement de la TRAC en donnant des résultats de viscosité estimée dans le cas de l'injection en moule ouvert (mode purge) et montrerons comment ce dispositif peut permettre de suivre *en ligne* le comportement rhéologique de la matière.

2. La TRAC

La problématique de la caractérisation rhéologique des polymères au comportement non newtonien est une problématique complexe sur laquelle il est possible de rapidement « s'arracher les cheveux ». Les rhéomètres de paillasse ont des caractéristiques d'analyse très variées mais ont des vitesses de cisaillement possibles assez éloignées de celles atteintes dans les procédés de mise en œuvre (en particulier en injection). Les rhéomètres capillaires permettent d'atteindre des conditions de pression significatives mais peuvent être inadaptés pour des systèmes hétérogènes ou facilement dégradables. En effet, le mélangeage et le temps de séjour lors de la mise en œuvre peut impacter la morphologie de l'écoulement et donc sa rhéologie. Des rhéomètres en ligne existent mais sont trop intrusifs pour être raisonnablement utilisés dans les conditions industrielles. De plus, tous sont basés sur l'exploitation de signaux mécaniques et fournissent au mieux une viscosité apparente ou un indice de viscosité [3,4]. Au regard de ces éléments, on ne peut que constater qu'il est bien difficile d'être innovant.

Et pourtant la mesure des propriétés rhéologiques en ligne est devenue un sujet d'importance pour le contrôle des procédés de mise en œuvre des polymères. Zhao et al. [5] ont rédigé une revue d'articles récente (2024) qui fait un bilan des techniques développées en injection pour caractériser les écoulements, en particulier leur fluidité. Sur les 171 articles référencés dans la revue, 40% ont été publiés dans les six dernières années, ce qui illustre assez bien semble-t-il l'activité scientifique dans le domaine.

Le dispositif que nous avons développé est un outillage qui se monte en ligne en amont du nez de la buse d'injection d'une presse à injecter et génère peu de pertes de charge. L'originalité est apportée par la géométrie annulaire de l'élément et la mesure thermique. En forçant l'écoulement de polymère fondu cylindrique en sortie de fourreau à passer dans un élément annulaire dont l'entrefer est contrôlé, on favorise l'auto-échauffement du matériau au contact de l'axe central de l'anneau. Une instrumentation soignée de cet axe central avec des micro-capteurs de températures permet alors de recueillir une information thermique directe, véritable signature de l'échauffement par dissipation visqueuse ($\eta\dot{\bar{\gamma}}^2$) tout en écartant les problèmes liés à la régulation globale de l'outillage située sur le rayon externe de l'anneau. On pourra se référer à [6] pour plus de détails sur la conception du dispositif et la précision des mesures.

La Figure 1 montre le plan de la TRAC et la position des capteurs de températures. La Figure 2 illustre l'instrumentation de l'axe central.

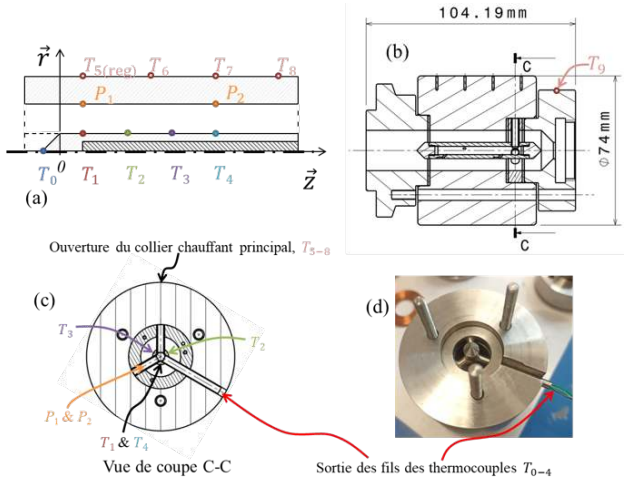


Figure 1 : (a) Positions des capteurs dans un modèle axisymétrique, (b) Plan de la TRAC, (c) Positions angulaires des capteurs sur la vue en coupe C-C et (d) Photo sur le système de maintien de l'axe central près de la sortie de la TRAC

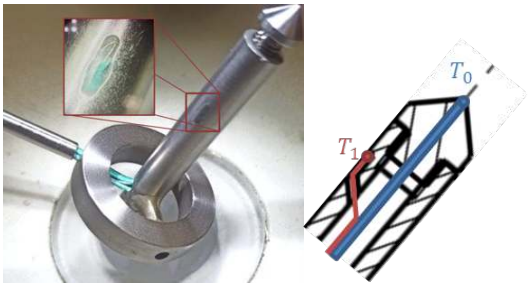


Figure 2 *: Instrumentation de l'axe central avec des thermocouples type K*

La Figure 3 montre un exemple de mesures réalisées avec la TRAC dans le cas de l'injection d'un polypropylène en moule ouvert (mode purge) avec un débit d'injection de *42,4 $cm^3.s^{-1}$*.

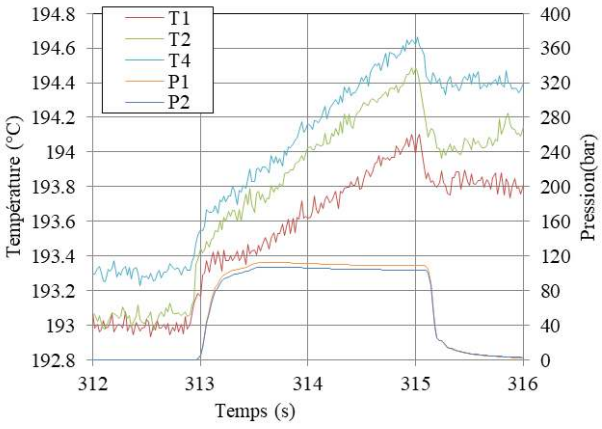


Figure 3 *: Exemple de températures et pressions mesurées dans la TRAC lors de l'injection d'un Polypropylène à Q=42,4 $cm^3.s^{-1}$*

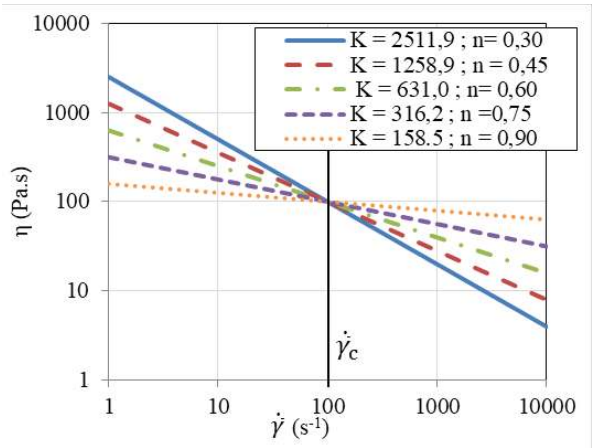


Figure 4 *: Exemple de lois de puissance passant par le point commun $[\dot{\gamma}_c=100\ s^{-1}, \eta_c=100\ Pa.s]$ avec des paramètres K-n pour K variant de 2511,9 à 158,5 $Pa.s^n$ et n variant de 0,3 à 0,9*

Ces mesures de températures sont utilisées pour identifier les couples *(K,n)* d'une loi de comportement rhéologique de type puissance :

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1} \tag{1}$$

Le modèle direct axisymétrique est résolu avec le logiciel ANSYS® POLYFLOW® et le modèle inverse est développé sous Python avec un algorithme de type gradient conjugué (Polak-Ribière). La méthode est parfaitement détaillée dans [7].

Pour un débit d'injection donné et les températures mesurées associées, il n'y a pas unicité de la solution. Il existe de nombreux couples *(K,n)* qui fournissent le même échauffement visqueux et les mêmes températures. Par contre, les lois puissances reconstruites à partir de ces couples admissibles ont une propriété remarquable : elles se croisent toutes en un point critique $(\eta_c, \dot{\gamma}_c)$. On admet que cet invariant *étonnant* donne donc la valeur de la viscosité à la température moyenne de l'écoulement et pour le débit d'injection imposé.

En répétant les expérimentations pour d'autres débits d'injection, il est alors possible de reconstruire un rhéogramme du matériau. La Figure 5 montre les résultats obtenus avec la TRAC sur du polypropylène, à différentes températures et en comparaison avec d'autres valeurs de la littérature.

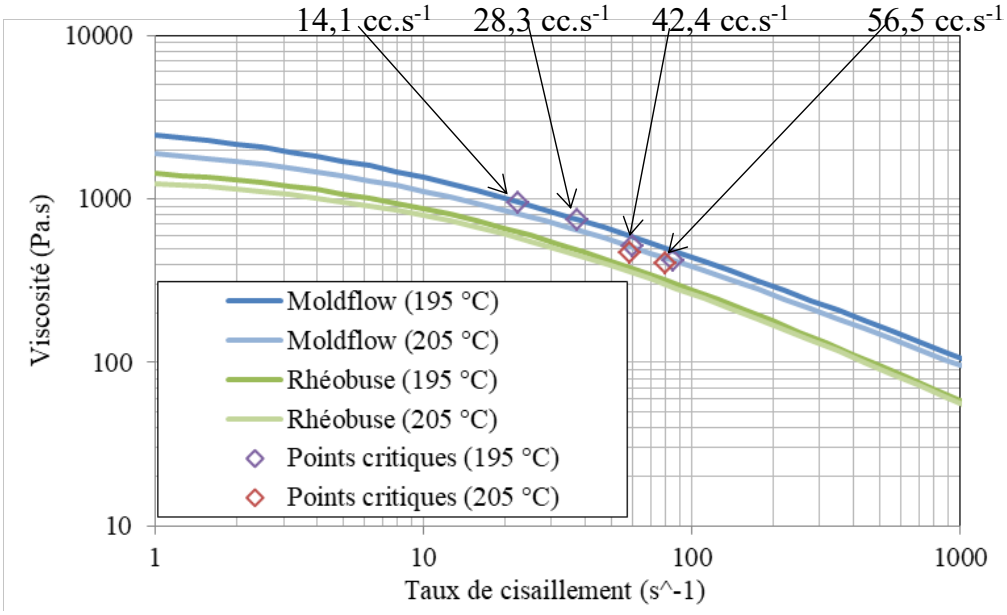


Figure 5 *: Points critiques du Polypropylène (PPC 9642) comparés aux lois de viscosité dans la base des données du logiciel « Autodesk® Moldflow® » et aux lois de viscosité identifiées par une buse rhéométrique* [8]

Les résultats obtenus après trois ans de la thèse de Qiao LIN sont très satisfaisants et valident à ce stade sur un polymère homogène le potentiel du dispositif expérimental et de la méthode de traitement des données.

Mais rappelons que les essais ont été réalisés en mode purge, c'est-à-dire sans pression imposée par la fermeture et le remplissage d'un moule et sans cyclage (injections successives). Dans la suite, nous présentons les premiers résultats obtenus en mode de fonctionnement dit « industriel », c'est-à-dire lors d'injections répétées dans une empreinte fermée.

3. Fonctionnement en injection moule fermé

En injection moule fermé, le dispositif est placé avant la buse d'injection (Figure 6). A chaque cycle il suit le mouvement du ponton de la presse qui s'accole au moule. Après l'injection, l'ensemble recule avant de démarrer un nouveau cycle. Les pressions mises en jeu peuvent être élevées pour permettre le remplissage de l'empreinte. Par ailleurs l'équilibre thermique de l'ensemble est obtenu après un certain nombre de cycles. Cet aspect est bien connu et on peut l'observer également sur les mesures de températures de la TRAC, Figure 7. Les estimations rhéologiques seront réalisées lorsque la stabilité thermique du système est atteinte.

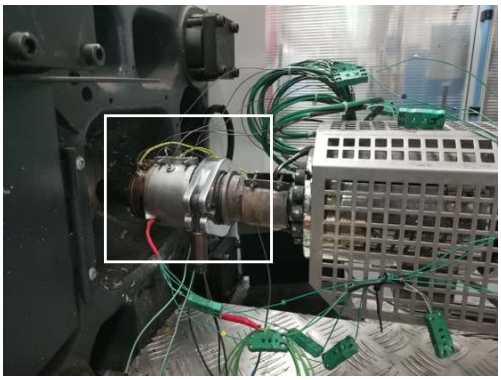


Figure 6 *: TRAC montée sur la presse à injecter pour une utilisation en moule fermé*

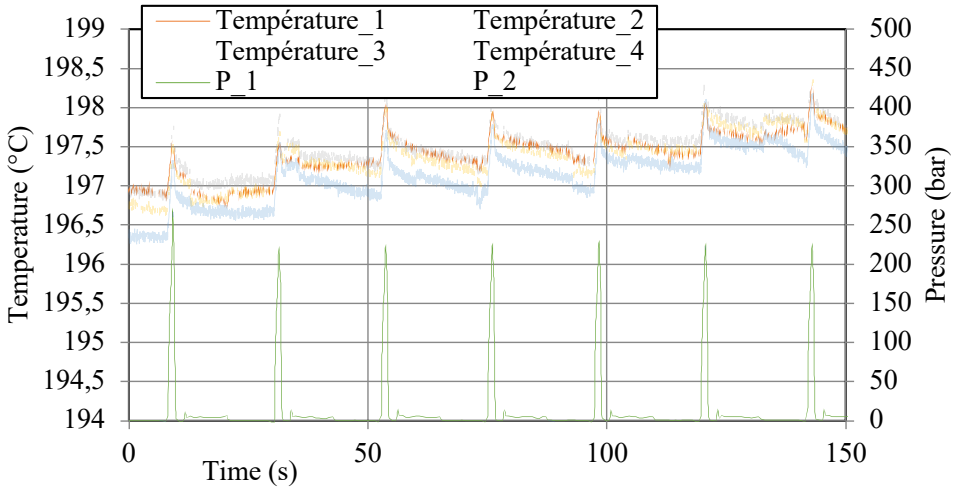


Figure 7 *: Températures et pressions mesurées dans la TRAC lors de cycles d'injection – PPC 9642 – $Q=28cm^3.s^{-1}$ – influence de la mise en régime thermique sur les températures mesurées*

Les essais sont réalisés avec le même matériau, le polypropylène PPC 9642 pour une température de régulation ciblée à 195°C. Trois injections sont réalisées pour trois débits différents afin de retrouver les conditions imposées en mode « moule ouvert » et pouvoir comparer les viscosités estimées.

La Figure 8 montre les mesures de températures dans la TRAC pour 11 cycles d'injection et un débit de $14,1cm^3.s^{-1}$ (vitesse d'injection de $20\ mm.s^{-1}$). Les cycles sont facilement repérables, les variations de températures sont faibles et relativement instables d'un cycle à l'autre. La pression maximale (*200 bars*) est supérieure à celle mesurée en mode purge.

Que ce soit sur la Figures 7 ou la Figure 8 relatives à deux débits d'injection différents, nous pouvons aussi observer que les pics d'auto-échauffement sont bien en phase avec les pics de pression et les temps de cycles.

La Figure 9 zoome sur un cycle. Malgré l'augmentation de pression, la perte de charge dans la TRAC reste faible car la longueur de l'écoulement dans le dispositif ne change pas (environ *5 bars* de variation de pression). On remarque l'absence du palier de pression qui était présent en mode purge : les temps d'injection sont trop courts pour obtenir un régime d'équilibre mécanique.

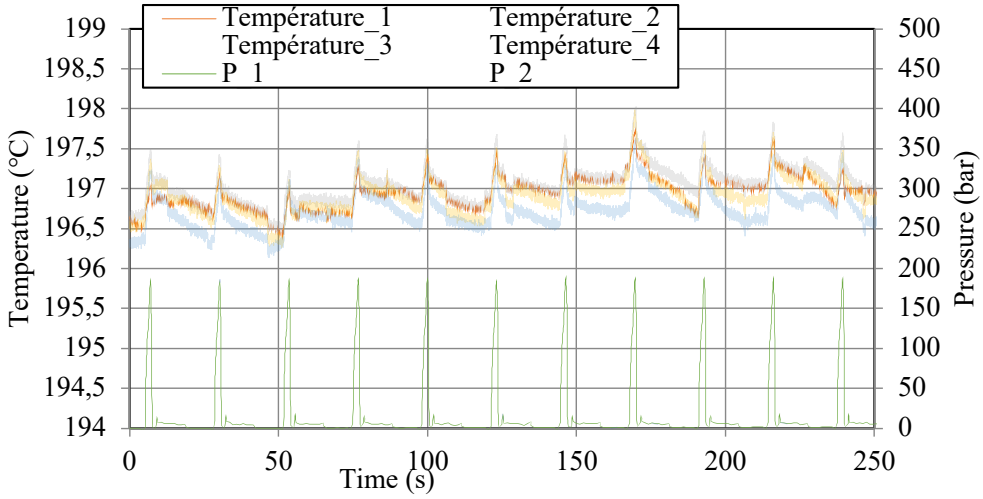


Figure 8 *: Températures et pressions mesurées dans la TRAC lors de 11 cycles d'injection – PPC 9642 – Q=14,1cm^3.s^{-1}*

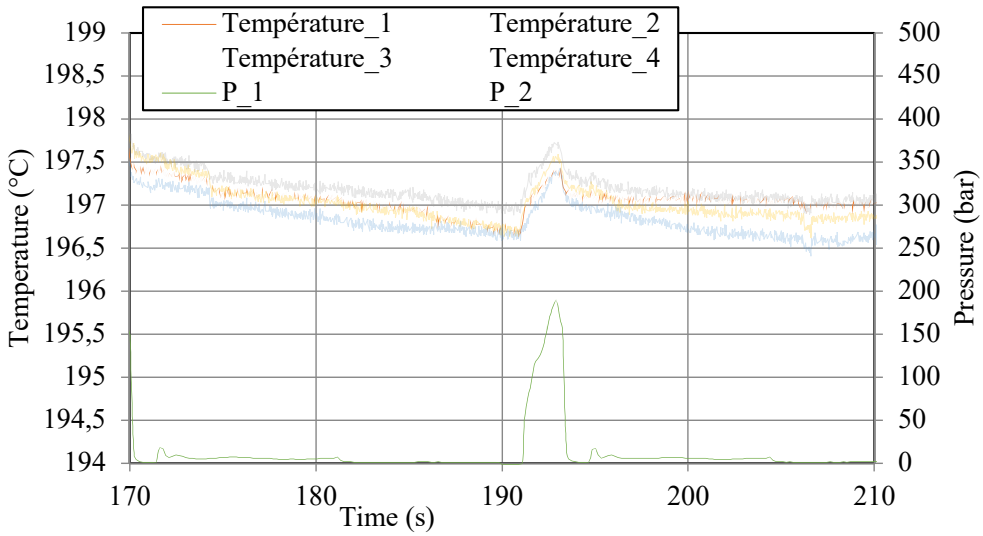


Figure 9 *: Températures et pressions mesurées dans la TRAC lors de 1 cycle d'injection – PPC 9642 – Q=14,1cm^3.s^{-1}*

Les mesures de températures sont utilisées sur le temps de montée en pression pour estimer la viscosité sur le cycle concerné. La méthode numérique d'inversion pour estimer K et n est la même que précédemment mais le modèle direct est résolu différemment. L'objectif d'estimation en ligne impose à termes l'utilisation d'un modèle aux temps de calcul les plus rapides possibles donc assez peu compatibles avec l'utilisation d'un solveur numérique de résolution des équations de Navier-Stokes en écoulement non newtonien. Dans le cadre de ce travail M. Girault [9] a développé un modèle réduit d'ordre 8 dont les entrées sont K, n et Q et les sorties les températures aux points de mesures. Le temps d'un calcul passe de 8500s à 0,41s !

Les viscosités ainsi estimées sont reportées sur la Figure 10. Ce sont les premiers résultats d'un contrôle en ligne de la rhéologie d'un polymère injecté sur une presse de taille industrielle.

Quels enseignements peut-on tirer de ces mesures ?

- La répétabilité des estimations (4 cycles pour un débit donné) est de bonne facture. Il apparait tout de même une certaine dispersion qu'il conviendra de diagnostiquer par des essais complémentaires

- Il apparait également que ces viscosités sont surestimées par rapport aux autres points référencés sur la courbe. Des travaux de recherche complémentaires doivent être menés pour éclaircir ce point mais il semble que la compressibilité du matériau puisse en être en partie responsable. La puissance thermique volumique liée à la compressibilité est de la forme $\alpha T \frac{\partial p}{\partial t}$ et s'ajoute à la dissipation thermique $\eta \dot{\bar{\gamma}}^2$ liée à la viscosité dans l'équilibre de l'équation de la chaleur [7]. Lorsque les variations de pression sont importantes comme c'est le cas en injection moule fermé (Figure 9), ce terme n'est pas négligeable. Le modèle réduit que nous utilisons ne le prenant pas en compte, il semble logique que les viscosités soient surestimées. Une première étude en simulation numérique a été réalisée et va dans ce sens.
- L'évolution de la viscosité estimée en fonction de la vitesse de cisaillement (ie. le débit ou la vitesse d'injection) est tout à fait cohérente et en accord avec les mesures réalisées en moule ouvert (mode purge) et avec la rhéologie issue de la base de données Moldflow.

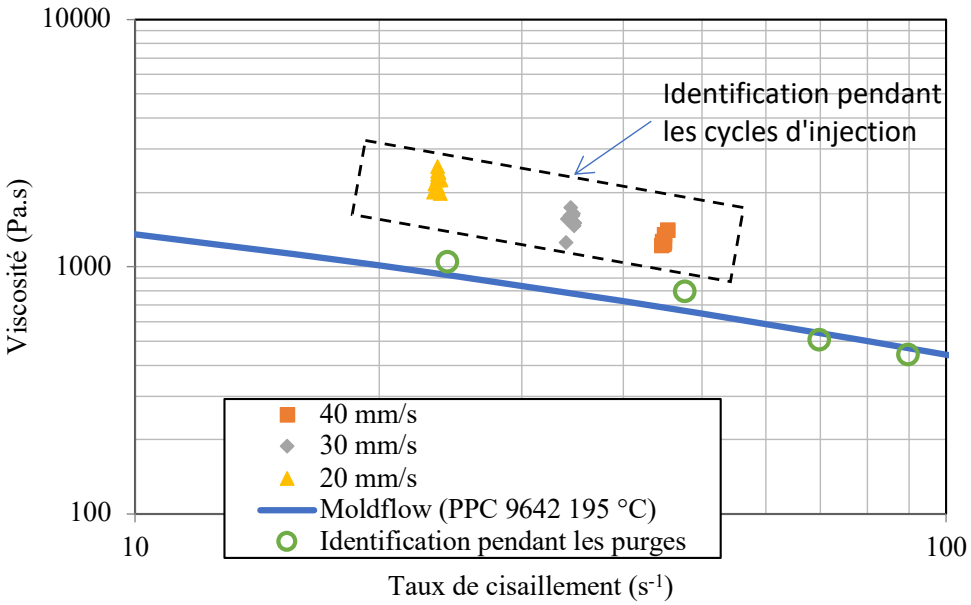


Figure 10 *: Viscosités estimées en injection cyclage – PPC 9642*

4. Conclusion

Dans ce papier, nous avons tenté d'expliquer les dernières avancées d'une thématique initiée il y a plus de 25 ans, thématique autour de la thermo-rhéologie des écoulements de polymères. Avec le dispositif conçu (TRAC), la surveillance en ligne d'un procédé de transformation tel que l'injection est désormais envisageable. Le dispositif est peu intrusif, il se positionne en ligne avant le nez de buse d'injection. Il utilise l'information thermique issue de la dissipation visqueuse de l'écoulement soigneusement couplée à une méthode numérique d'estimation originale (point critique, modèle réduit) pour estimer un point de viscosité.

La conception annulaire de la TRAC a le double avantage d'accentuer la dissipation visqueuse au contact de l'axe central et de rendre les capteurs de températures instrumentés sur l'axe peu sensibles aux instabilités de la régulation globale de l'outillage. Ce dernier point était bloquant sur les différents dispositifs sur lesquels nous avions travaillés jusque-là.

Certes il reste des questionnements en suspens comme le sens à donner au « point critique » et la recherche d'une explication fiable à la surestimation de la viscosité estimée.

Mais dans tous les cas nous savons que rechercher expérimentalement une mesure absolue de la viscosité d'un écoulement est un « vœu pieux ». La surveillance rhéologique d'un procédé de transformation doit pouvoir se contenter de la surveillance d'un point de fonctionnement pour en détecter *les variations* éventuellement issues de la dégradation prématurée d'un matériau dans le système de plastification, éventuellement issues des dispersions de mélangeages dans le cas de matériaux recyclés. En l'état, le dispositif présenté ici est en mesure d'y répondre.

Références

[1] Liew, Kai-Fu, et al. Injection barrel/nozzle/mold-cavity scientific real-time sensing and molding quality monitoring for different polymer-material processes. *Sensors* 22.13 (2022): 4792.

[2] Q. Lin and al., De la thermique vers la rhéologie : caractérisation des matériaux non newtoniens via des évènements thermiques, *Congrès Français de Thermique* (Reims, 30 mai-2 juin 2023).

[3] Hertz, Rasmus Aa, et al. In-line process and material property measurement in injection moulding-a theoretical review. *Production & Manufacturing Research* (2022)10.1: 938-963.

[4] Chen, Yi-Sheng, et al. Adaptive process control of the changeover point for injection molding process. *Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Active Control* (2021) 40.1: 383-394.

[5] Zhao and al., Measurement techniques in injection molding: A comprehensive review of machine status detection, molten resin flow state characterization, and component quality adjustment, *Measurement* (2024) 226:114163

[6] Q. Lin and al., Online melt temperature measurements for polymer injection molding through an instrumented annular duct, *Polymer Engineering and Sciences* (2022) 62:3994-4004

[7] Q. Lin and al., In-line viscosity identification via thermal-rheological measurements in an annular duct for polymer processing, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2022)182

[8] G.E.H. Sleiman and al., Flows with power-law viscosity via the modal identification method, Study of the rheological behavior of polypropylene/polyethylene extruded mixture using an instrumented die, *AIP Conf. Proc*. 1914 (2017) 040005

[9] M. Girault and al., Thermo-rheological reduced order models for non-Newtonian fluid, Thermo-rheological reduced order models for non-Newtonian fluid, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2023) 203: 123692

Remerciements

Nous souhaitons remercier ici tous les collègues qui ont contribué à l'émergence de ce travail que cela soit sur le développement de la TRAC ou sur les nombreux travaux précédents.

Estimation tridimensionnelle de la densité de flux de chaleur à partir de mesures thermographiques

Lamiae ATMANI[1*], Elodie COURTOIS[1], Pascal LE BIDEAU[1], Tahar LOULOU[1]

[1]Université Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL
F-56100 Lorient, France
*(auteur correspondant :lamiae.atmani@univ-ubs.fr)

Résumé - Cette étude présente l'estimation tridimensionnelle d'une densité de flux de chaleur q(x,y,t) de forme gaussienne par résolution d'un problème inverse de conduction thermique grâce à la méthode SFSM. Pour la première fois, cette méthode est utilisée avec un très grand nombre de points de mesures (640 x 512) pixels obtenus par caméra IR à 120 Hz. Ceci permet d'estimer la densité de flux de chaleur avec une distribution spatiale fine inférieure au milimètre dans le but à terme de rendre compte des disparités de transfert de flux de chaleur pouvant exister sur une surface ou à une interface. L'implémentation de la méthode est d'abord validée à travers des expériences numériques. Ensuite la méthodologie est expérimentée à travers l'estimation de la densité de flux de chaleur imposée par un laser sur une plaque de fer à partir de mesures de température par caméra IR.

1. Introduction

Dans l'industrie agro-alimentaire, la qualité (sanitaire, gustative, visuelle...) des produits cuits par contact est en grande partie liée à la qualité du contact, au travers la résistance de contact thermique présente entre le support de cuisson et le produit. C'est notamment le cas lors de la cuisson des crêpes où les défauts ponctuels présents sur le support de cuisson peuvent mener à la présence de zones trop cuites voir brulées. La détermination de la distribution de la densité de flux de chaleur à l'échelle sub-millimétrique pourrait permettre de détecter ces défauts. Or la mesure directe d'un flux de chaleur transmis à un milieu ou transitant par celui-ci est intrinsèquement intrusive et moyennée. La mesure de la distribution spatio-temporelle d'un champ de densités de flux est d'autant plus difficile, notamment lorsque ses variations sont brusques dans le temps ou dans l'espace. Le recours aux techniques inverses a donc été privilégié et repose ici sur l'estimation d'une densité de flux surfacique inconnue à partir de mesures transitoires du champ de température grâce à l'estimation de fonction. La méthode de spécification de fonction peut être utilisée, soit en résolution globale, soit en résolution séquentielle. La première procédure consiste à estimer simultanément l'ensemble de la fonction inconnue, par exemple du flux de chaleur inconnu. En revanche, la procédure séquentielle, introduite par Beck [1], estime à chaque boucle de résolution, les inconnues spatiales à un instant donné.
La résolution des problèmes inverses de conduction de chaleur par méthode de spécification de fonction séquentielle (SFSM) est couramment utilisée pour l'estimation unidimensionnelle de la densité de flux de chaleur q(t) [2, 3]. Une minorité d'études a considéré des configurations à plus haute dimension, le plus souvent en 2D avec q(x,t) [4, 5, 6, 7], et plus rarement en 3D avec q(x,y,t) [8, 9, 10]. Ces travaux restent généralement limités par des hypothèses simplificatrices— notamment la supposition d'une forme a priori du flux inconnu [8] — ou par une estimation à faible résolution spatiale , liée à l'usage de thermocouples [9].

Cette étude a pour objectif de déterminer la répartition spatio-temporelle de la densité de flux de chaleur q(x,y,t) par résolution d'un problème inverse, en utilisant la méthode SFSM couplée à une régularisation de Tikhonov d'ordre deux. Une validation numérique de l'implémentation de la méthode est d'abord réalisée pour évaluer sa précision, en tenant compte de la stabilisation

spatiale (Tikhonov) et temporelle (pas de temps futurs). Ensuite, avant l'application à la pâte à crêpe, la procédure est validée ici expérimentalement sur une plaque de fer soumise à un flux thermique gaussien contrôlé par un laser, avec des mesures de température effectuées par thermographie infrarouge sur la face opposée.

2. Matériel et Méthodes

2.1. Dispositif expérimental

Une plaque plane de fer de faible épaisseur (L = 17,00 $\pm$ 0,03 mm $\times$ W = 17,00 $\pm$ 0,03 mm $\times$ E = 1,12 $\pm$ 0,08 mm) est sollicitée sur sa face avant (z = 0) par un laser délivrant un flux de chaleur Q_{laser} contrôlé en amplitude et distribué spatialement selon une fonction gaussienne 2D. Le champ de températures est mesuré sur la face opposée à l'aide d'une caméra thermique FLIR X6580sc à haute résolution (640×512 pixels) pour une fréquence de 120 Hz ($\delta t = 8$ ms). L'expérience dure $4,8$ s. Les surfaces avant et arrière ont été préalablement recouvertes de peinture graphite, assurant une absorptivité $\alpha = 0,9 \pm 0,02$ à la longueur d'onde du laser sur la face avant et une émissivité $\varepsilon = 0,85 \pm 0,03$ sur la face arrière.

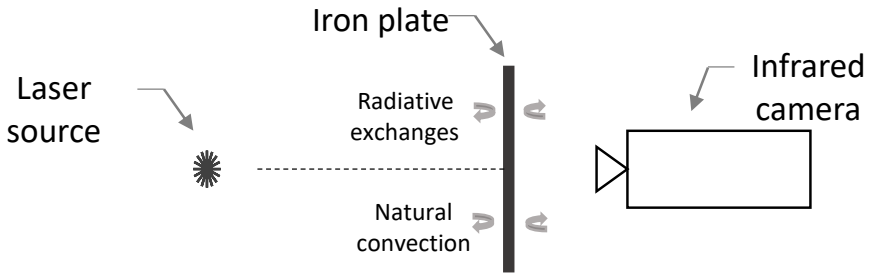


Figure 1 : Dispositif expérimental

2.2. Modèle direct de conduction de chaleur

Un modèle tridimensionnel de conduction de la chaleur en régime transitoire est utilisé. Le matériau est considéré homogène et isotrope. Les propriétés thermophysiques, à savoir la conductivité thermique λ, la masse volumique ρ et la capacité thermique massique c_p (Tableau 1) sont considérées constantes. Étant donné la faible épaisseur de la plaque, ses surfaces latérales sont supposées isolées, tandis que des échanges radiatifs et convectifs sont pris en compte sur les faces avant et arrière à travers un coefficient d'échange global h_{gl}. Le flux est imposé sur la face avant. La température initiale $T(x, y, z, 0)$ de la plaque est prise égale à la température ambiante.

	ρ	c_p	λ	h_{gl}
	kg.m^{-3}	J.kg^{-1}.K^{-1}	W.m^{-1}.K^{-1}	W.m^{-2}.K^{-1}
Fer	7874	450	80	15

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques considérées

2.3. Procédure inverse

La procédure inverse adoptée consiste à minimiser la fonctionnelle $\mathscr{F}$ tenant compte des écarts entre les températures mesurées $Y_{k,i}$ (aux I nœuds de la face arrière et K instants discrets)

et les températures calculées correspondantes $T_{k,i}$ (Eq.1), afin de déterminer la distribution des densités de flux de chaleur imposées sur la face avant. En raison de la nature discrète des mesures de température $Y_{k,i}$, les densités de flux de chaleur imposées doivent être exprimées de manière discrètes par rapport aux variables de temps et d'espace. Ainsi, la surface arrière de la plaque est discrétisée en J nœuds spatiaux, tandis que le temps d'expérience est divisé en K pas de temps uniformes. La discrétisation assure une correspondance exacte entre les nœuds de mesure de température i et les nœuds d'estimation du flux j ($i = j$). Les densités de flux de chaleur $q_{k,j}$ sont par la suite estimées simultanément dans l'espace et séquentiellement dans le temps. À un instant donné k, les densités de flux de chaleur spatiales $q_{k,j}$ constituent le vecteur β_k, déterminé par la minimisation de la fonctionnelle $\mathscr{F}(\beta_k)$, avec une stabilisation spatiale et temporelle. La stabilisation spatiale est assurée par l'ajout d'un terme de régularisation d'ordre deux à la fonctionnelle $\mathscr{F}(\beta_k)$, avec un coefficient de régularisation optimal a. Cette régularisation prend en compte les variations des densités de flux de chaleur le long des deux directions spatiales (x, y) . La stabilisation temporelle est apportée en imposant des densités de flux constantes durant les R pas de temps futurs : $\beta_k = \beta_{k+1} = ... = \beta_{k+R-1}$.

$$\mathscr{F}(\beta_k) = \sum_{r=1}^{R}\sum_{i=1}^{I}(Y_{k+r-1,i} - T_{k+r-1,i})^2 + a\sum_{j=1}^{J}((\frac{\partial^2 q_{k,j}}{\partial x^2})^2 + (\frac{\partial^2 q_{k,j}}{\partial y^2})^2) \rightarrow Min \tag{1}$$

$$T_{k+r-1,i}(\beta_k) = T_{k+r-1,i}(\beta_{k-1}) + \sum_{j=1}^{J}(Z^i_{r,j})(q_{k,j} - q_{k-1,j}) \tag{2}$$

$T_{k+r-1,i}(\beta_{k-1})$ est la température calculée à partir de la résolution du PDCC, avec une condition à la limite β_{k-1} et une condition initiale $T_{k-1,i}$ pour $i = 1, \ldots, I$. Où $Z^i_{r,j} = \frac{\partial T_{r,i}}{\partial q_{r,j}}$ représente la sensibilité de la température au nœud i de la face arrière par rapport à l'application de la densité de flux de chaleur au nœud j de la face avant après r pas de temps.

Le PDCC est résolu deux fois, pour le calcul de la sensibilité $Z^i_{r,j}$ et le calcul des températures $T_{k+r-1,i}(\beta_{k-1})$, par la méthode des différences finies avec un schéma de discrétisation temporelle implicite de type BDF. L'algorithme inverse a été développé sous l'outil Matlab R2022a.

Dans un premier temps, la fiabilité de l'estimation a été évaluée à partir de champs de température générés par simulation numérique via le logiciel COMSOL Multiphysics ® 6.0, en considérant la géométrie, les équations, les conditions limites et les propriétés thermophysiques de l'expérience décrite dans les parties (2.1) et (2.2). Dans un premier temps, une densité de flux de chaleur gaussienne 2D, invariante dans le temps (Eq. 3), a été appliquée pour explorer l'intérêt de la régularisation spatiale (cas 1). Dans un second temps, une densité de flux de chaleur gaussienne 2D dépendant linéairement du temps (Eq. 4) a été testée pour évaluer l'effet de la stabilisation temporelle dans la réduction des perturbations dues aux bruits de mesure (case 2). L'inversion a été réalisée avec un maillage d'estimation $J = 37 \times 37$.

$$\phi_1(x, y) = 4{,}5.10^6 \exp(-\tfrac{(x-L/2)^2+(y-L/2)^2}{2(10^{-3})^2}) \tag{3}$$

$$\phi_2(t, x, y) = \begin{cases} 0, & 0 \leq t < 1{,}9\ s \\ (-5{,}73.10^6 t + 4{,}5.10^6) \exp(-\tfrac{(x-L/2)^2+(y-L/2)^2}{2(10^{-3})^2}), & 1{,}9\ s \leq t \leq 2{,}9\ s \\ 0, & 2{,}9\ s < t < 4{,}8\ s \end{cases} \tag{4}$$

Pour quantifier l'erreur entre les valeurs de flux imposées $\phi_{k,j}$ et estimées $q_{k,j}$, les indicateurs

d'erreur donnés par les équations 5-6 ont été utilisés en considérant la valeur maximale du flux imposé ϕ_{pic}.

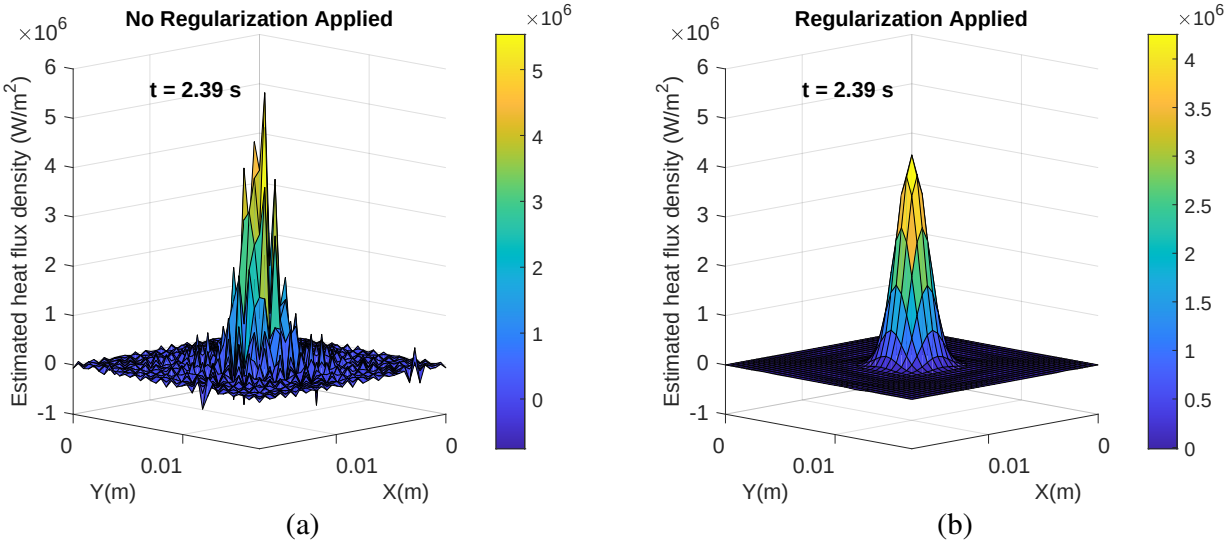
$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{K.J}\sum_{k=1}^{K}\sum_{j=1}^{J}(q_{k,j} - \phi_{k,j})^2} \tag{5}$$

$$RMSE_{norm} = \frac{RMSE}{\phi_{pic}} \times 100 \tag{6}$$

3. Résultats

3.1. Effet de la régularisation spatiale - cas 1

La Figure (2) présente la densité de flux de chaleur estimée à $t = 2,5\ s$, obtenue respectivement sans (Figure 2a) et avec régularisation spatiale (Tikhonov ordre 2) (Figure 2b) pour un maillage d'estimation $J = 37 \times 37$, equivalent à un pas spatial de $0,45$ mm et un nombre de pas de temps futurs $R = 4$.
Les résultats montrent des fluctuations spatiales importantes en absence de régularisation, avec un $RMSE_{norm}$ (Eq. 6) de $5,17\ \%$. Ces fluctuations sont principalement dues à la forte sensibilité du modèle aux variations des données d'entrée. Même en l'absence de bruit numérique, le léger biais introduit par l'utilisation de modèles différents, pour générer et inverser les températures simulées, est amplifié lors de l'estimation. L'inversion perturbe la symétrie de la distribution spatiale du flux de chaleur, en raison de la non-unicité de la solution, qui permet à plusieurs composantes du flux de chaleur de satisfaire les mêmes évolutions de température. L'introduction d'une régularisation spatiale pondérée par un coefficient a pénalise les oscillations rapides des densités de flux tout en préservant la symétrie de la distribution, en améliorant la stabilité et le conditionnement de la solution. Ces améliorations se traduisent par une réduction significative du $RMSE_{norm}$ à $0,57\ \%$



(a) (b)

Figure 2 : Distribution des densités de flux de chaleur estimées à $t = 2,39\ s$ (a) sans et (b) avec régularisation spatiale de Tikhonov ($a = 1,07 \times 10^{-12}$)

3.2. Effet du nombre de pas de temps futur - cas 2

La figure 3 présente la densité de flux de chaleur temporelle estimée à la position centrale de la plaque, pour différents nombres de pas de temps futurs ($R = 1, 4, 8,$ et 12), sans bruit $\sigma = 0$ (figure 3a), et avec bruit de mesure $\sigma = 0,3$ (figure 3b). Pour $R = 1$, l'estimation présente une meilleure correspondance entre les niveaux de densité de flux de chaleur estimée et imposée en absence de bruit, car elle est réalisée sur un matériau diffusif de faible épaisseur. Le temps de diffusion étant inférieur au pas de temps d'estimation, l'intérêt du pas de temps futur devient négligeable. Par ailleurs, les pics importants estimés lors des variations brusques du flux sont attribués à la nature même du flux imposé, dont les changements s'opèrent plus rapidement que le pas de temps d'estimation à ces instants précis. En revanche, en présence de bruit, l'estimation entraîne de fortes oscillations du flux, comme l'indique l'augmentation significative du $RMSE_{norm}$ (Eq. 6), qui passe de $0,53$ % pour $\sigma = 0$ à $11,91$ % pour $\sigma = 0,3$. L'augmentation du nombre de pas de temps futurs réduit les variations accidentelles des densités de flux et les effets du bruit. Pour $R = 4$, le $RMSE_{norm}$ atteint respectivement $0,46$ % et $0,94$ % pour $\sigma = 0$, et $\sigma = 0,3$. En présence du bruit ($\sigma = 0,3$), le $RMSE_{norm}$ s'améliore lorsque R passe de 4 à 8, atteignant ainsi $0,82$ %. La contrainte imposée de densités de flux constantes sur R pas de temps futurs moyenne les densités de flux sur cet intervalle. Cela permet un lissage temporel qui atténue les variations brusques et réduit les oscillations dues aux bruits mais qui introduit également un biais en anticipant les variations du flux et en atténuant son amplitude. Ce biais est visible à travers l'augmentation des écarts entre la densité de flux imposée et estimée sur la partie haute du créneau. Il se reflète également dans le $RMSE_{norm}$ qui atteint $0,78$ % pour $R = 8$ ($\sigma = 0$) et $0,97$ % pour $R = 12$ ($\sigma = 0$).

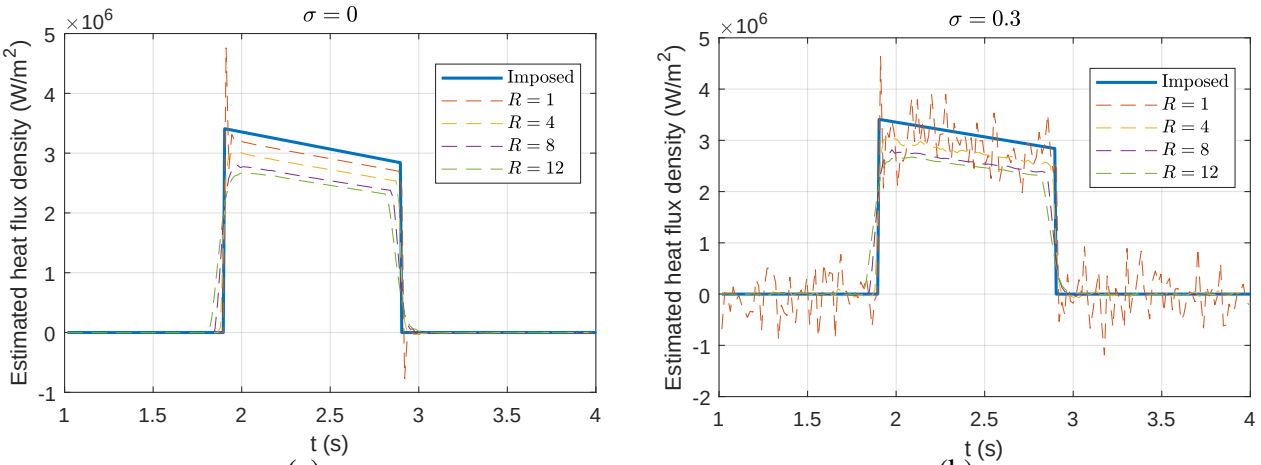


Figure 3 : Évolution temporelle de la densité de flux imposée et estimée en position centrale pour différents pas de temps futurs ($R = 1, 4, 8, 12$) (a) sans $\sigma = 0$ et (b) avec bruit de mesure $\sigma = 0,3$

3.3. Validation expérimentale

Les températures enregistrées par thermographie sont présentées en figure 4 pour trois positions surfaciques de la plaque de fer : au centre $P1(8,5$ mm $; 8,5$ mm $)$, à un point intermédiaire $P2(4,7$ mm $; 3,7$ mm $)$ et au coin $P3(0$ mm $; 0$ mm $)$. Les températures maximales sont atteintes au centre, correspondant au pic de l'incidence du laser, tandis que les coins se réchauffent plus tard par conduction. Comme indiqué dans la section 3.2, bien que le temps de diffusion soit inférieur au pas de temps d'estimation, le recours à des pas de temps futurs s'avère nécessaire

pour atténuer les effets des incertitudes de mesure. L'estimation ne fonctionne pas pour $R < 4$, d'où le choix de $R = 4$ dans l'application de la méthode SFSM, avec une discrétisation spatiale de $J = 37 \times 37$, pour reconstruire le flux laser absorbé (αq_{laser}). L'estimation est testée avec des données d'entrée brutes et lissées temporellement à l'aide d'une moyenne mobile sur 5 points. L'estimation reproduit correctement la distribution spatiale de la densité de flux (figure 5), ainsi que la tendance globale temporelle du flux (figure 6), sans amélioration significative apportée par le lissage. Les écarts observés entre le flux de chaleur estimé et imposé peuvent être partiellement attribués aux biais introduits par les moyennes spatiales (discrétisation spatiale) et temporelles (pas de temps futurs) utilisées par la méthode SFSM. Les incertitudes liées au traitement des enregistrements de la caméra thermique (conversion des flux radiatifs enregistrés en températures en utilisant l'émissivité de la pâte et une courbe d'étalonnage), ainsi qu'à la non-homogénéité de l'épaisseur de la plaque, contribuent également à cette déviation. En effet, l'épaisseur de la plaque possède une influence significative sur l'estimation : une variation de 20 % entraîne une erreur de 17 % sur un flux de 10 W. Au contraire, l'analyse de sensibilité montre que l'estimation du flux est peu affectée par les erreurs sur les propriétés thermophysiques et le coefficient d'échange global.

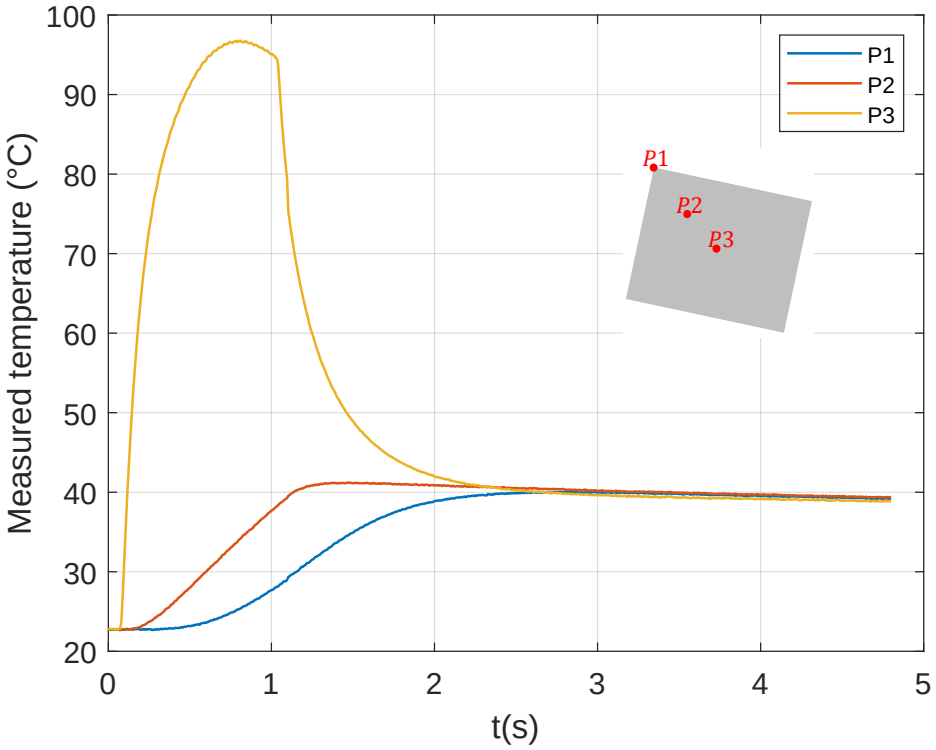


Figure 4 : Evolution des températures mesurées en trois positions surfaciques de la plaque : au centre (P3), à une position intermédiaire (P2) et au coin (P1)

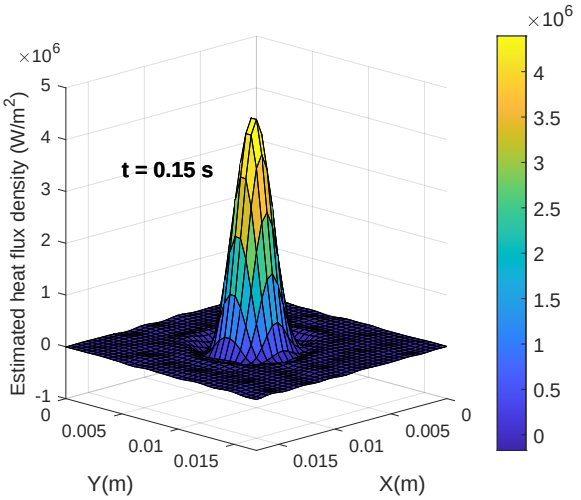


Figure 5 : Distribution spatiale estimée de la densité de flux de chaleur à $t = 0,15$ s

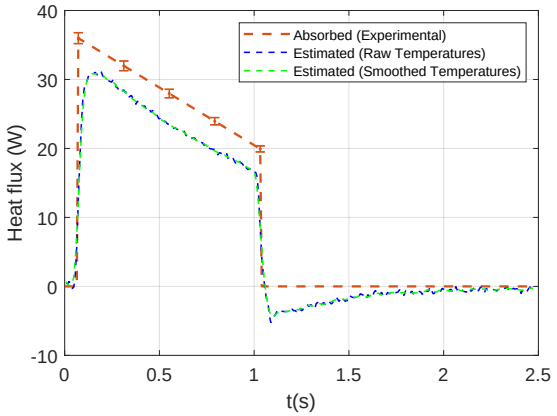


Figure 6 : Evolution temporelle du flux de chaleur total estimé et appliqué, avec des erreurs de $\pm$ 2, 2 % dues à l'incertitude sur l'absorptivité

4. Conclusion

L'estimation d'une densité flux de chaleur 3D q(x,y,t) de forme gaussienne avec une résolution spatiale de $0,45$ mm, a été réalisée à partir de mesures thermographiques en appliquant la méthode SFSM . Les tests numériques montrent que pour une estimation précise d'un flux de chaleur présentant des transitions abruptes, un maillage d'estimation fin avec régularisation spatiale est nécessaire. Ils révèlent également que, le choix du nombre de pas de temps futurs doit permettre d'atténuer les perturbations dues au bruit de mesure, tout en minimisant le biais sur l'estimation qui en résulte. Dans le cas présenté de la plaque de fer, en raison de la vitesse de diffusion du flux de chaleur, le pas de temps futur sert principalement à réduire l'effet du bruit expérimental. Lors de l'application de la méthodologie à la pâte à crêpe, le pas de temps futur permettra également de compenser la faible diffusivité du matériau. La validation expérimentale confirme l'efficacité de la méthodologie d'estimation et souligne l'importance de prêter attention à la précision des mesures, à leur traitement, ainsi qu'à l'exactitude du modèle direct utilisé, notamment concernant l'épaisseur du matériau.

Références

[1] K. Woodbury, H. Najafi, F. de Monte, and J. Beck. *Inverse Heat Conduction : Ill-Posed Problems*. 2023.

[2] Forooza Samadi, Keith Woodbury, and Farshad Kowsary. Optimal combinations of Tikhonov regularization orders for IHCPs. *International Journal of Thermal Sciences*, 2021.

[3] R. F. Brito, S. R. Carvalho, and S. M. M. Lima E Silva. Experimental investigation of thermal aspects in a cutting tool using comsol and inverse problem. *Applied Thermal Engineering*, 2015.

[4] Hae-Ji Kim, Nam-Kyung Kim, and Jae-Seob Kwak. Heat flux distribution model by sequential algorithm of inverse heat transfer for determining workpiece temperature in creep feed grinding. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 2006.

[5] A. M. Osman, K. J. Dowding, and J. V. Beck. Numerical Solution of the General Two-Dimensional Inverse Heat Conduction Problem (IHCP). *Journal of Heat Transfer*, 1997.

[6] Haihui Zhang, Jiawei Zou, and Pengcheng Xiao. Sequential Regularization Method for the Identification of Mold Heat Flux during Continuous Casting Using Inverse Problem Solutions Techniques. *Metals*, 2023.

[7] Ping Xiong, Zhifang Qiu, Qi Lu, Tao Lu, Jian Deng, Yu Liu, and Yong Zhang. Simultaneous estimation of fluid temperature and convective heat transfer coefficient by sequential function specification method. *Progress in Nuclear Energy*, 2021.

[8] Guangjun Wang, Lihui Zhang, Xudong Wang, and Bruce L. Tai. An inverse method to reconstruct the heat flux produced by bone grinding tools. *International Journal of Thermal Sciences*, 2016.

[9] D. G. Cuadrado, A. Marconnet, and G. Paniagua. Non-linear Non-Iterative transient inverse conjugate heat transfer method applied to microelectronics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020.

[10] David Nortershauser and Pierre Millan. Estimation of moving heat sources with a three-dimensional unsteady inverse method. *Aerospace Science and Technology*, 2001.

Identification de la conductivité thermique d'un composite à matrice thermodurcissable en cours de réticulation

Rita MOUSSALLEM[1*], Elissa EL RASSY[1], Jean-Luc BAILLEUL[1]

[1] Nantes Université - UMR CNRS 6607 - Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes - Rue Christian Pauc - 44300 Nantes Cedex 3

Résumé - L'objectif principal de ce travail de recherche est d'élaborer une méthode inverse apte à identifier l'évolution de la conductivité thermique durant la réticulation d'un composite à matrice thermodurcissable. Dans ce contexte, des mesures de température au cœur de la matière sont réalisées durant le passage de l'état crue à l'état cuit. Un modèle numérique est développé pour modéliser le problème thermique et un algorithme d'optimisation hybride est adopté pour la résolution du problème inverse. L'identification de l'évolution de la conductivité thermique est réalisée sans imposer un profil de variation prédéfini afin de s'affranchir de la loi de mélange traditionnelle et d'évaluer sa fiabilité.

Nomenclature

T	Température, K	CTE	Coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
x	Épaisseur, m	CCS	Coefficient de retrait chimique
c_p	Chaleur spécifique, $\mathrm{J}/(\mathrm{kg.K})$	*Symboles grecs*	
ΔH	Enthalpie de réticulation, J/kg	α	Degré d'avancement
PvT	Pression Volume Température	λ	Conductivité thermique, $\mathrm{W}/(\mathrm{m.K})$
V	Volume, m^3	*Indices et exposants*	
X	Taux volumique de fibres	V	Volumique

1. Introduction

Les matériaux composites remplacent progressivement les alliages métalliques dans le domaine aéronautique afin d'alléger les structures tout en conservant, voire en améliorant, leurs propriétés mécaniques. Les procédés de mise en forme ont un impact essentiel sur les performances mécaniques des produits, d'où la nécessité d'optimiser les conditions de fabrication pour maîtriser les propriétés d'usage. Dans ce contexte, une connaissance précise de l'évolution des propriétés thermophysiques durant le changement de phase de la matière est cruciale pour modéliser de manière fiable les transferts thermiques.

La modélisation de la réticulation des polymères thermodurcissables a été le sujet de nombreuses études visant à simuler de manière fiable le comportement thermique de la matière au cours de cette transformation. Dans ce contexte, des modèles de la cinétique de réticulation des résines thermodurcissables ont été établis afin de coupler l'évolution de la température avec l'avancement du processus de changement de phase [1] [2]. Par ailleurs, des travaux de recherche ont été menés afin d'estimer les contraintes résiduelles au niveau d'un matériau composite suite à sa cuisson et qui sont susceptibles de déformer la matière [3] [4] [5] [6] [7]. Certes, la modélisation numérique nécessite la connaissance exacte des propriétés thermophysiques ainsi que la cinétique de transformation de la matière. Dans ce contexte, il est thermodynamiquement pertinent de modéliser l'évolution de la capacité thermique volumique en fonction de la température et du degré de transformation de la matière en utilisant une loi de mélange. Cependant, ce modèle ne convient pas pour la conductivité thermique, qui n'est pas une propriété

extensive. L'évolution de la conductivité thermique durant le passage de l'état crue à l'état cuit n'a pas été jusqu'à ce jour analysée afin d'aboutir à une estimation exacte du comportement thermique de la matière. En effet, la méthode d'identification développée par Jurkowski [8] a été utilisée afin d'estimer les valeurs de la conductivité thermique avant et après la réticulation. En outre, on dispose d'une méthode d'identification développée dans un travail précédent et qui est dédiée à l'identification de la conductivité thermique en fonction de la température et du degré de transformation de la matière [9]. Cette méthode est alors appliquée sur la réticulation des composites à matrice thermodurcissable.

L'objectif principal de ce travail de recherche est donc d'identifier l'évolution de la conductivité thermique d'une résine époxy renforcée en fibres de verre en fonction de deux champs couplés, qui sont la température et le degré de transformation de la matière. Cette identification est réalisée sans imposer de loi de variation de la conductivité thermique préalablement connue. Un banc expérimental, conçu pour mesurer la réponse thermique du composite verre/époxy au cours de sa réticulation, est mis en place, et un modèle numérique robuste est développé pour reproduire l'application expérimentale. Le grand nombre d'inconnues est géré par un algorithme d'optimisation hybride, combinant une méthode stochastique avec une méthode déterministe. Les résultats sont par la suite comparés avec les lois de mélanges traditionnelles afin d'évaluer la validité de ces dernières.

2. Mesures expérimentales

2.1. Matériau

Le matériau considéré pour cette étude est un composite constitué de résine époxy et de fibres de verre unidirectionnelles. Le taux volumique de fibres incorporées dans la matrice est de 80 %. Une résolution adéquate du problème inverse nécessite la connaissance exacte des paramètres du problème thermique. Ainsi, la chaleur spécifique c_p de la résine ainsi que sa cinétique de réticulation ont été caractérisées par calorimétrie différentielle à balayage. La dépendance de la chaleur spécifique de la température T et du degré d'avancement de la réticulation α est implémentée dans le modèle numérique sous la forme suivante :

$$c_p(T,\alpha) = \left(c_{p_{crue}}(T) \times (1-\alpha) + c_{p_{cuite}}(T) \times \alpha\right) \times (1-X) + c_{p_{verre}} \times X \tag{1}$$

Avec $c_{p_{crue}}(T)$ et $c_{p_{cuite}}(T)$ la dépendance à la température de la chaleur spécifique de la résine pour chacun des états crue et cuit, respectivement. La chaleur spécifique des fibres de verre $c_{p_{verre}}$ est considérée invariante avec la température et X désigne le taux volumique des fibres de verre.

La variation volumique de la résine due aux effets thermiques et aux retraits chimiques est décrite par la formule suivante :

$$\frac{\Delta V}{V_0} = CTE_V \times \Delta T + CCS_V \times \Delta\alpha \tag{2}$$

Où $\frac{\Delta V}{V_0}$ représente la déformation volumique relative de la résine, CTE_V est le coefficient d'expansion thermique de l'époxy et CCS_V son coefficient volumique correspondant au retrait chimique. Les valeurs de ces coefficients ont été préalablement déterminés par Zbed à partir d'un dispositif PvT interne au LTEN [10].

2.2. Banc expérimental

La méthode d'identification est basée sur des mesures expérimentales reflettant le comportement thermique de la résine durant sa réticulation. Ces mesures sont réalisées à partir d'un dispositif expérimental, développé au sein du laboratoire LTEN, et permettant l'acquisition de variations de températures au cœur de la matière [1]. Le banc est composé principalement d'une presse hydraulique équipée d'un système électrique automatisé afin de programmer les cycles de chauffage et de refroidissement ainsi que la pression des plateaux. Le principe de fonctionnement consiste à déposer le matériau à étudier, munie de thermocouples, entre les deux plateaux de la presse. La pression qui est réglable de quelques bars à plusieurs dizaines de bars est imposée à la matière. Les cycles thermiques destinés à cuire la résine sont alors programmés et un système d'acquisition permet de relever les enregistrements des thermocouples. L'échantillon utilisé est constitué de 20 plis de préimprégnés de résine époxy et de fibres de verre. Des thermocouples de type K, de diamètre 80 μm, sont disposés entre les plis et perpendiculairement aux fibres de verre. Deux thermocouples, disposés entre l'échantillon et chacun des deux plateaux, permettent d'enregistrer les températures aux bords alors qu'un troisième thermocouple est placé au cœur de la matière de 10 mm d'épaisseur.

Le cycle de température imposé consiste à chauffer la matière composite d'une température initiale de 15 $°C$ jusqu'à une température de 140 $°C$. Un palier à 140 $°C$ est alors imposé afin de complètement cuire la résine et atteindre une température uniforme dans l'épaisseur. Le matériau cuit est ensuite refroidi jusqu'à température ambiante. Le position du thermocouple au cœur de la matière est mesuré après l'expérience par découpe de l'échantillon et observation microscopique.

3. Méthode inverse

3.1. Modèle numérique

La méthode inverse établie a pour but d'identifier une évolution de la conductivité thermique qui minimise l'écart entre le profil de température expérimentalement mesuré et le profil simulé numériquement. Dans ce contexte, un modèle numérique en différences finis est développé afin de modéliser la réponse thermique d'un composite à matrice thermodurcissable durant sa réticulation. Le problème de conduction unidirectionnel est discrétisé à partir d'un schéma de Crank-Nicholson qui est semi-implicite dans le temps et numériquement stable. L'équation de la chaleur unidimensionnelle, modélisant le comportement thermique du polymère, est couplée avec le flux exothermique libéré durant la réaction de réticulation. Le problème est alors décrit par les deux équations suivantes :

$$\rho(\alpha,T)C_p(\alpha,T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\left(\alpha,t\right)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \rho(\alpha,T)\Delta H\frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad \forall x \in]0;e[\;\; \forall t > 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = K(T) \times G(\alpha) \quad \forall x \in [0;e] \;\; \forall t > 0 \tag{4}$$

avec ΔH l'enthalpie de réticulation, $K(T)$ une fonction qui suit une loi de type Arrhénius de la forme : $K(T) = k_{réf} \times e^{[-A.(\frac{T_{réf}}{T}-1)]}$ et $G(\alpha)$ un polynôme de degré sept : $G(\alpha) = \sum_{i=0}^{7} a_i.\alpha^i$. La cinétique de réticulation de la résine époxy a été précédemment caractérisée dans les travaux de Bailleul [1] et est implémentée dans le modèle numérique afin de modéliser l'avancement du changement de phase de la matière. Le temps d'inhibition de la réaction chimique, qui dépend de l'histoire thermique de la pièce, est également pris en compte.

Les conditions aux limites considérant les évolutions de température imposées sur les deux surfaces inférieure et supérieure de l'échantillon sont écrites sous la forme suivante :

$$T(x=0,t) = T_1(t) \ \ \forall t > 0 \tag{5}$$

$$T(x=e,t) = T_2(t) \ \ \forall t > 0 \tag{6}$$

Les conditions initiales du problème thermique sont les suivantes :

$$T(x,t=0) = T_{Initiale} \ \ \forall x \in [0;e] \tag{7}$$

$$\alpha(x,t=0) = 0 \ \ \forall x \in [0;e] \tag{8}$$

3.2. Fonction objectif

La résolution du problème inverse consiste à estimer les valeurs de la conductivité thermique qui minimisent l'écart entre les mesures expérimentales et les résultats numériques. Cet écart est représenté par une fonction objectif qui est décrite par l'équation suivante :

$$J = \frac{1}{t}\sqrt{\sum_{i=1}^{t}\left(T_{i,Expérimentale}(\lambda) - T_{i,Numérique}(\lambda)\right)^2} \tag{9}$$

Avec t le nombre de pas de temps et λ l'ensemble des conductivités thermiques à identifier.

3.3. Les inconnus du problème thermique

L'objectif principal de cette méthode inverse est d'identifier l'évolution de la conductivité thermique en fonction de deux champs couplés qui sont la température T et le degré d'avancement de la réticulation α. De cette façon, les conductivités thermiques correspondantes aux combinaisons possibles de température et du degré d'avancement sont regroupées dans la matrice suivante :

$$\begin{matrix} \\ \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_m \end{bmatrix} \end{matrix} \begin{matrix} \begin{bmatrix} T_1 & T_2 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & T_l \end{bmatrix} \\ \begin{pmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{1l} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{2l-1} & \lambda_{2l} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \lambda_{m1} & \lambda_{m2} & \dots & \dots & \dots & \dots & \lambda_{ml-1} & \lambda_{ml} \end{pmatrix} \end{matrix} \tag{10}$$

La matrice est définie par l niveaux de température et m niveaux de α. La conductivité thermique est alors calculée par une double interpolation linéaire, en fonction de T et α, basée sur les valeurs de la matrice 10.

De plus, les états crue et cuit de la résine sont pris en compte étant donné que la réaction de réticulation débute durant la montée en température et que la résine est cuite durant son refroidissement (Section 2.2.). En effet, la résine à l'état crue et cuit possède un degré d'avancement fixe : $\alpha = 0$ et $\alpha = 1$ respectivement. La conductivité thermique est alors uniquement dépendante de la température et est calculée par une interpolation linéaire en fonction de cette dernière.

3.4. Algorithme d'optimisation

L'algorithme d'optimisation a pour rôle d'ajuster les valeurs de la conductivité thermique jusqu'à ce que la fonction objectif satisfait un critère prédéfini. L'algorithme adéquat à la résolution du problème inverse est un algorithme hybride combinant une méthode stochastique avec une méthode déterministe. En premier lieu, le calcul d'identification est lancé avec l'algorithme génétique qui est capable de traiter des problèmes complexes, non-linéaires et ayant un grand nombre d'inconnus [11]. Cet algorithme, inspiré de la théorie d'évolution de Darwin, converge vers un minimum global et son aspect stochastique évite d'être piégé dans un minimum local. Les valeurs identifiées par l'algorithme génétique sont ensuite implémentées en tant que valeurs initiales dans la méthode du point intérieur [12]. La robustesse de cette méthode d'identification est d'abord validée à l'aide de signaux synthétiques, simulés à partir du modèle numérique, auxquels un bruit représentatif du bruit de mesure expérimentale a été ajouté.

4. Résultats et discussion

4.1. Identification de la conductivité thermique de la résine crue et cuite

En premier lieu, les mesures de température dans la matière sont implémentées dans la méthode inverse afin d'identifier l'évolution de la conductivité thermique de la résine à l'état crue et cuit. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 1 ainsi que les barres d'erreur associées à l'identification. Il est observé que la conductivité thermique du matériau composite évolue linéairement en fonction de la température. Il est également remarqué une augmentation importante de la conductivité thermique à l'état cuit par rapport à l'état crue. En effet, de l'air subsiste entre les plis à l'état crue limitant ainsi la conduction du flux thermique. En outre, la réaction de réticulation engendre une baisse de la viscosité et par la suite une bonne imprégnation des plis. Le débullage comble alors les vides entre les plis conduisant ainsi à l'augmentation de la conductivité thermique.

4.2. Identification de la conductivité thermique durant la réticulation de la résine

Les mesures de température durant la réticulation de la résine sont utilisées pour identifier l'évolution de la conductivité thermique en fonction de T et α. Les résultats obtenus sont évalués par l'intermédiaire des résidus de température calculées à partir de la matrice de conductivité thermique issue de la méthode inverse et de la loi de mélange traditionnelle (Figures 2 et 3). Il est noté que la loi de mélange implémentée dans le modèle numérique est basée sur les conductivités thermiques des états crue et cuit identifiées dans la section précédente (Section 4.1.). En comparant chacun des profils numériques avec la mesure expérimentale au cœur de la matière, il est remarqué que le résidu de température est radicalement amplifié dans le cas où la loi de mélange est adoptée. Cette constatation souligne le fait que la conductivité thermique n'est pas une propriété extensive et son évolution ne peut être modélisée par une loi de mélange classique.

L'évolution de la conductivité thermique durant le passage de l'état crue à l'état cuit est représentée sur la Figure 4 et comparée avec la loi de mélange classique. Une erreur relative de $\pm 10\%$ est ajoutée aux valeurs identifiées de la conductivité thermique, afin de prendre en compte les effets des potentielles incertitudes sur les paramètres supposés connus et des bruits de mesure expérimentaux [9].

En premier lieu, il est remarqué que les valeurs de conductivité thermique identifiées sont supérieures aux valeurs calculées à partir de la loi de mélange. Cette augmentation de la conduc-

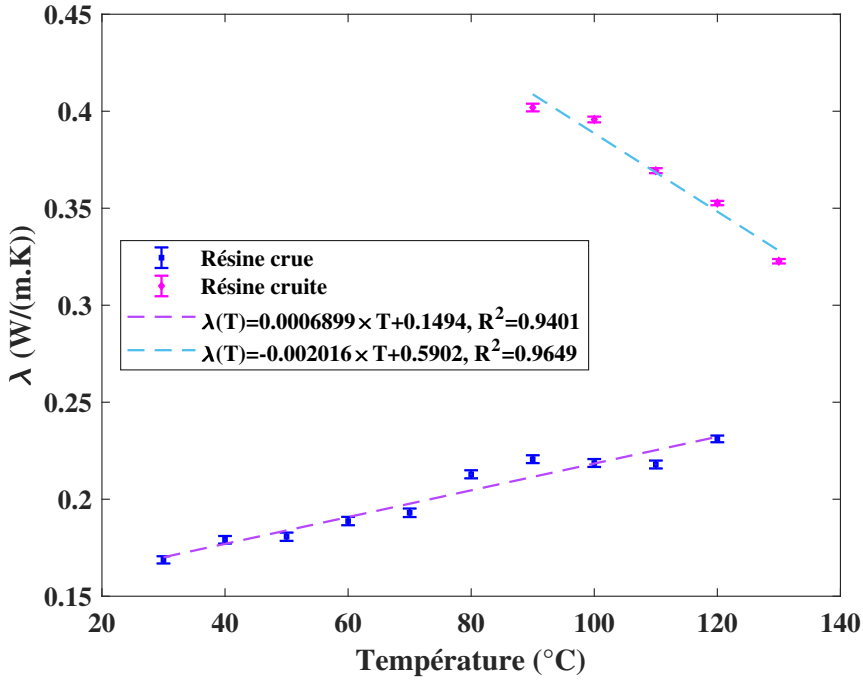


Figure 1 : *Conductivité thermique de la résine époxy à l'état crue et cuit*

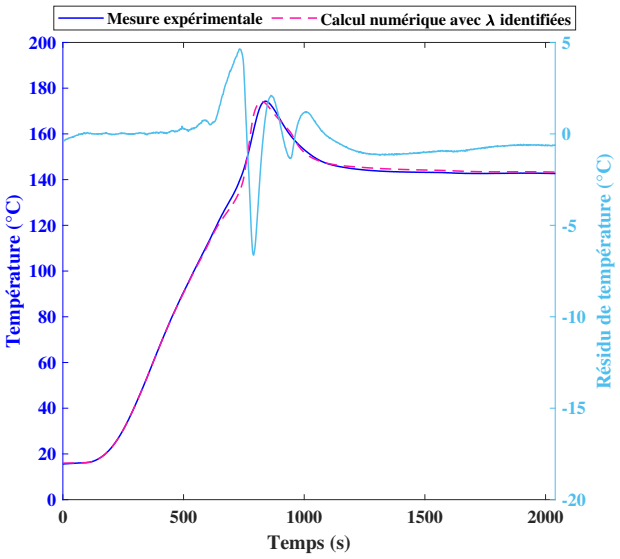


Figure 2 : *Profil de température calculé à partir des conductivités thermiques issues de la méthode inverse*

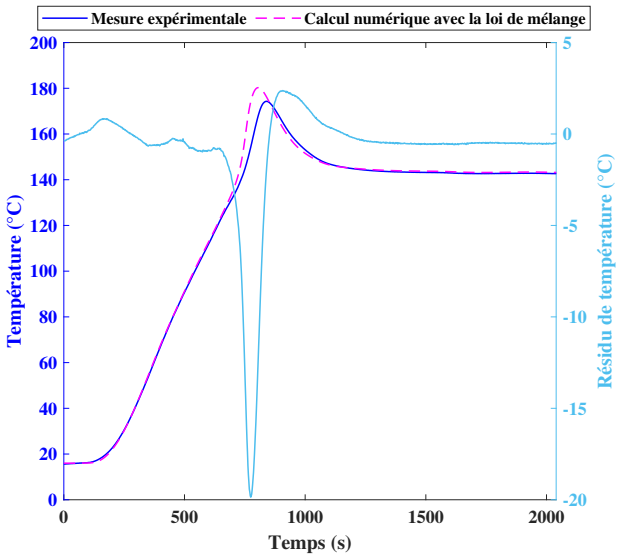


Figure 3 : *Profil de température calculé avec la conductivité thermique implémentée sous forme d'une loi de mélange*

tivité thermique peut être générée par la formation du réseau macromoléculaire tridimensionnel qui favorise le libre parcours moyen des phonons qui sont les transporteurs calorifiques principaux au sein des polymères [13]. En effet, la structure du polymère ainsi que l'arrangement des chaînes moléculaires ont un impact primordial sur la conduction du flux thermique dans la matière. Le changement de la structure est alors un phénomène incontournable durant le changement de phase de la matière et son effet n'est pas pris en compte par la loi de mélange.

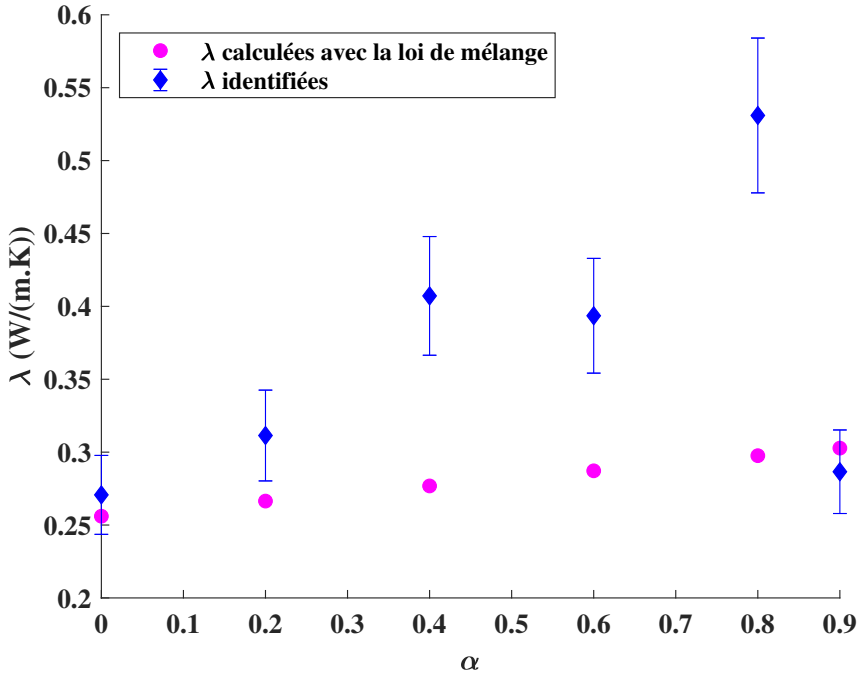


Figure 4 : *Evolution de la conductivité thermique du composite durant la réticulation de la résine époxy*

Il est noté que les valeurs de conductivité thermique estimées au début et à la fin de la réticulation sont en accord avec les valeurs identifiées pour une résine crue et cuite. L'augmentation rapide de la conductivité thermique pour un degré d'avancement α autour de 0,8, suivie de sa diminution en fin de réticulation, reste néanmoins une problématique à interpréter. La compréhension de cette variation nécessite la connaissance des phénomènes physiques microscopiques ayant lieu durant la réticulation et impactant la conduction du flux thermique. Par ailleurs, une identification devra être réalisée sur d'autres cycles de cuisson réalisés à plusieurs niveaux de température afin de comparer les aspects des profils de conductivité thermique identifiés.

5. Conclusion

Une méthode d'identification de la conductivité thermique durant la réticulation d'un composite à matrice thermodurcissable est présentée dans cet article. Cette stratégie développée permet d'identifier l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température et du degré de transformation de la matière sans imposer une forme de variation prédéfinie. Des mesures de température au coeur de la matière sont réalisées durant le cuisson d'un échantillon composite constitué de résine époxy et de fibres de verre. Un modèle numérique en différences finies est mis au point afin de simuler la réponse thermique de la matière durant la réaction de réticulation. Un algorithme d'optimisation hybride couplant une méthode stochastique avec une méthode déterministe est adopté afin de résoudre le problème complexe et non-linéaire. Une première identification de la conductivité thermique à l'état crue et cuit de la matière est réalisée à partir des mesures expérimentales. La méthode d'identification est par la suite appliquée sur la phase de transformation et il a été trouvé que le profil identifié permet de reproduire le profil de température mesuré avec une plus grande précision que la loi de mélange classique. Cette première constatation souligne le fait que la loi de mélange ne décrit pas fiablement l'évolution

de la conductivité thermique durant le changement de phase de la matière. Les travaux futurs visent à appliquer la méthode d'identification en variant les cycles de cuisson imposés au matériaux composites. Les différents profils obtenus devront alors être comparés afin de vérifier la validité des résultats et analyser les phénomènes physiques derrière les évolutions de conductivité thermique observées.

Références

[1] Jean-Luc Bailleul. *Optimisation du cycle de cuisson de pièces épaisses en matériau composite. Application à un préimprégné résine epoxyde/fibres de verre*. PhD thesis, Nantes, 1997.

[2] Youssef Abou Msallem, F Jacquemin, N Boyard, A Poitou, D Delaunay, and S Chatel. Material characterization and residual stresses simulation during the manufacturing process of epoxy matrix composites. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 41(1) :108–115, 2010.

[3] Yasir Nawab, Salma Shahid, Nicolas Boyard, and Frédéric Jacquemin. Chemical shrinkage characterization techniques for thermoset resins and associated composites. *Journal of Materials Science*, 48 :5387–5409, 2013.

[4] Caitlin Duffner. *Experimental study of the pre-gelation behaviour of composite prepreg*. PhD thesis, University of British Columbia, 2019.

[5] Laure Moretti, Bruno Castanié, Gérard Bernhart, and Philippe Olivier. Characterization and modelling of cure-dependent properties and strains during composites manufacturing. *Journal of composite materials*, 54(22) :3109–3124, 2020.

[6] Mael Péron. *Mesure et modélisation des phénomènes de retraits anisotropes dans les matériaux composites durant leur mise en forme*. PhD thesis, Nantes, 2016.

[7] Rima Sfar Zbed, Steven Le Corre, and Vincent Sobotka. Process-induced strains measurements through a multi-axial characterization during the entire curing cycle of an interlayer toughened carbon/epoxy prepreg. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 153 :106689, 2022.

[8] Thomasz Jurkowski, Yvon Jarny, and Didier Delaunay. Estimation of thermal conductivity of thermoplastics under moulding conditions : an apparatus and an inverse algorithm. *International journal of heat and mass transfer*, 40(17) :4169–4181, 1997.

[9] Rita Moussallem, Elissa El Rassy, Jalal Faraj, and Jean-Luc Bailleul. A method for identifying the temperature and relative crystallinity dependent thermal conductivity of thermoplastics during their crystallization. *International Journal of Thermal Sciences*, 206 :109309, 2024.

[10] Rima Sfar Zbed. *Behavior of thermoset composites during the cure : measurement of process-induced Strains, characterization and modeling of the rheological behavior*. PhD thesis, Nantes Université, 2022.

[11] John H Holland. Genetic algorithms. *Scientific american*, 267(1) :66–73, 1992.

[12] Richard H Byrd, Jean Charles Gilbert, and Jorge Nocedal. A trust region method based on interior point techniques for nonlinear programming. *Mathematical programming*, 89 :149–185, 2000.

[13] PARROTT JE and AD Stuckes. Thermal conductivity of solids. *Pion Ltd., London, UK*, 1975.

Identification expérimentale de modèle réduit par MIM pour la prédiction de température dans des ruches vides.

Experiment-based Reduced Order Model by MIM applied to empty beehives for temperature prediction.

Manuel GIRAULT[1], Anna DUPLEIX[2], Anne LAVALETTE[2], Delphine JULLIEN[3], Emmanuel RUFFIO[2*]

[1]Institut PPRIME, UPR 3346 CNRS, ISAE-ENSMA, Université de Poitiers, Téléport 2, 1 avenue Clément ADER, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil, (France)
[2]AltRD, Co-actions Company, 46-48 rue Ferdinand Buisson, 33130 Begles (France)
[3]LMGC, Univ Montpellier, 163 rue Auguste Broussonnet, CC048, 34090 Montpellier (France)
[*](Corresponding author: emmanuel.ruffio@alt-rd.com)

Résumé – La surveillance à distance des ruches repose sur des systèmes embarqués connectés qui mesurent continuellement la masse de la ruche. La température est parfois mesurée mais peu d'algorithmes existent pour l'exploiter. Dans ce travail, des mesures de température obtenues sur une ruche vide sont utilisées pour identifier un modèle réduit par MIM. Les conditions météorologiques locales sont utilisées comme données d'entrée du modèle. Le modèle réduit est ensuite testé sur les jours suivants en comparant les températures simulées aux températures mesurées.

Abstract – Beehive monitoring systems rely on connected embedded systems which measure beehive weight variations. Temperature is sometimes monitored but few developments are done to implement algorithms to exploit it. In this work, temperature measurements in an empty hive are used to identify a reduced-order model using MIM. Local weather conditions are measured and used as model input. The model is then tested over the following days by comparing simulated and measured temperatures.

Nomenclature

C_p	specific heat capacity, J.kg^{-1}.K^{-1}
m	order of the model
N_{obs}	number of observable temperature sensors
N_t^{ident}	number of measures per sensor
N_f	number of sub-boundaries
h	heat transfer coefficient, W.m^{-2}.K^{-1}
t	time, s
T	temperature, K
v	wind velocity, m.s^{-1}
x	generic point in spatial domain

Greek symbols

φ	irradiance, Lux
λ	thermal conductivity, W.m^{-1}.K^{-1}
ρ	density, kg.m^{-3}
σ	mean quadratic discrepancy

Index and exponent

amb	relative to ambient
c	convective
ident	relative to ROM identification
r	radiative
valid	relative to ROM validation

1. Introduction

Beekeepers are facing environmental challenges that threaten their profession [1], like varroa mite and Asian hornet infestation, extreme temperature events, variable floral resources, etc. These threats alter the normal behavior and the health of bee colonies which

leads to financial loss due to lower productivity. Various companies have developed wireless devices to help beekeepers to keep track of their colonies and to reduce unnecessary trips by monitoring the weight and the temperature of the hive. Weight data are easier to analyze since they are closely related to bee colony activities [2]**:** (1) the flow of bees going in and out of the hive (few kilograms per day), (2) the increasing amount of resources (honey…) stored in hive frames, (3) the beekeeper activities (like addition of supers or thermal insulation), etc.

Temperature variations are more challenging to understand since they are highly sensitive to several factors independent of colony activities, like (1) local weather conditions, (2) close environment properties (surroundings objects, reliefs, ground type), (3) beehive materials and coatings, (4) beehive configuration (feeders, supers, closed/opened floor, vent holes, etc.), and the last factor but not least: sensor locations.

During high temperature events, some beekeepers had experienced wax frames collapsing in their hive. The melting temperature of pure bee wax is around 65°C. In south of France, the Dadant hive roof temperature reaches 70°C to 90°C on a daily basis. Experiments were carried out to measure the effect of paints [3] on the hive temperature.

To prevent overheating or overcooling issues, this work investigates the use of reduced-order model (ROM) to simulate the temperature of an empty hive based on measurements of the local weather. This is a preliminary work for a future goal which consists in implementing an algorithm able to predict the temperatures in an inhabited hive several days in advance using a weather scenario. The model is identified using the Modal Identification Method (MIM), from temperature measurements. Experiment-based ROMs are promising for embedded applications. The key advantage is indeed to avoid having to specify hive geometry and material properties which are hive-specific and, for some of them, time-varying. For example, the hive geometry depends on season and weather conditions since beekeepers add equipment to the hive to fulfill the colony needs. In these conditions, standard modeling approach is hardly feasible. Moreover, although MIM was used in several types of problems for building linear and nonlinear ROMs from measured data (see [4] for instance), this is the first time MIM is used to build Linear Time-Varying (LTV) ROMs, for which the coefficients are time-dependent.

After the description of the experimental setup in section 2, the local heat transfer equations and the corresponding assumptions used to define the ROM are introduced in section 3. The mathematical development to get the LTV ROM equations is then presented (section 4). Section 5 focuses on ROM identification using an optimization algorithm. Finally, a ROM is identified with 9 days of data provided by an instrumented hive. The last 2 days of available data are used for validation by comparing ROM simulations and actual measurements.

2. Description of the experiment

The experimental apiary (Figure 1) is located in Cevennes (France). This study focuses on the very common hive called Dadant. It is a frame-based hive which has proven to be very convenient to use by decades of beekeeping. Like most hives, Dadant hives are made of several parts that can be stacked up depending on the season and the needs. For example, if bees are running out of space to store nectar/honey/larvae/etc…, beekeepers add “honey supers” above the hive body. In this work, no additional part is installed.

This Dadant hive is made of chestnut wood and has a galvanized steel roof. To monitor the roof temperature, 5 temperature sensors (TC74 chip, 8 bits) are screwed at the center of each face (Figure 2). There are 4 other temperature sensors (NCT75 chip, 12 bits) installed in the hive: (1) on the upper side of the overframe, at about 2cm below the roof, (2) at the top of the

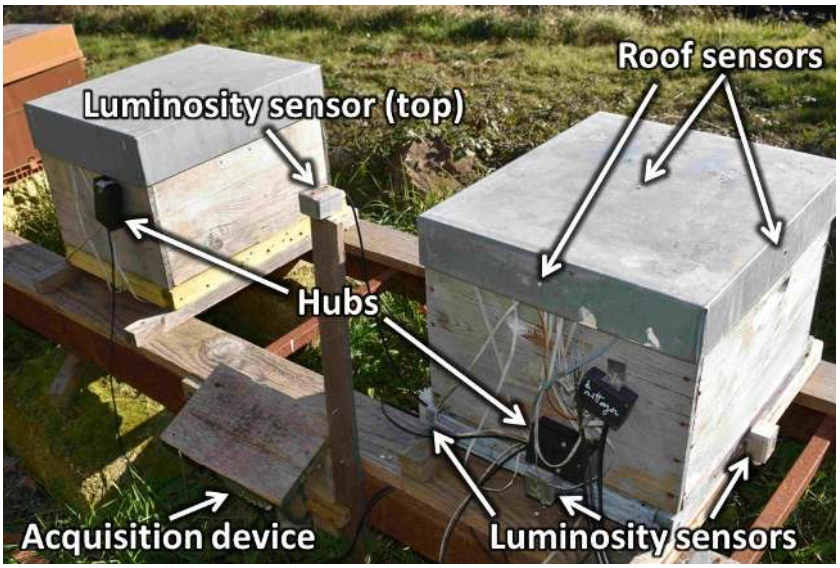


Figure 1*: Experimental apiary located in Cévennes (France) with instrumented Dadant hives facing south*

Figure 2: *Position of the 9 sensors in the Dadant hive*

body part, (3) at the bottom of the body part and (4) outside the hive at about 1cm below the bottom face. The roof sensors are the most reliable thanks to the good thermal contact with the steel. It is not very clear what the other sensors are actually measuring but it would be difficult to do anything better in real beekeeping conditions, i.e. with a colony inside and the need to move the hive regularly. Radiation heat transfers induce measurement bias, especially for the overframe sensor, but these effects are out of the scope of this paper.

Local weather conditions are monitored using several sensors. The air temperature sensor (HIH8121 chip, 14 bits) is installed inside a radiative shield. Wind speed and direction are given by the Sparkfun weather sensor. The incoming solar radiation on each face of the hive is measured using 6 ambient light sensors (VEML7700, 14bits, 0-10^5 Lux) (Figure 1). The wavelength sensitivity window is 500-900 nm.

All sensors are integrated chips with response time lower than 1 min. An inter-calibration was carried out to reduce their biases. The acquisition system was designed and implemented by AltRD using an AVR microcontroller. The acquisition frequency is 1 sample/min except for the wind data which are acquired every 2 seconds and averaged over 1 minute.

3. Local governing heat transfer equations

Let us call Ω the 3D-domain corresponding to the beehive and Γ its boundary. Heat transfer across the walls and inside the beehive is assumed as heat conduction in a heterogeneous medium, with convective and radiative boundary conditions. The energy equation thus writes:

$$\frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = \frac{1}{(\rho C_p)(x)} \vec{\nabla}.\left(\lambda(x)\vec{\nabla}T(x,t)\right) \tag{1}$$

$T(x,t)$ is the temperature at point $x \in \Omega$ and time t. Both the volumetric heat capacity ρC_p and thermal conductivity λ are non-uniform, thus taking account of the different materials constituting the beehive. The boundary Γ is divided into N_f sub-boundaries $\Gamma_j, j \in \{1, \dots, N_f\}$. $N_f = 6$ for the considered beehive. Let us note $\vec{n}$ the local normal outward unit vector to the boundary. For each sub-boundary Γ_j, the boundary condition is written as follows:

$$\lambda(x)\vec{\nabla}T.\vec{n} = f_j(x)\varphi_j(t) + \left(h_{c,j}(x,t) + h_{r,j}(x)\right)\left(T_{amb,j}(t) - T(x,t)\right) \tag{2}$$

The heat flux density $f_j(x)\varphi_j(t)$ (W.m^{-2}) due to incoming solar radiation on Γ_j is the product of the time-varying irradiance $\varphi_j(t)$ (Lux) by a spatial distribution $f_j(x)$ (W.m^{-2}.Lux^{-1}). $T_{amb,j}(t)$ is the ambient temperature along Γ_j. The convection coefficient distribution $h_{c,j}(x,t)$ between Γ_j and the surrounding environment is assumed to depend on the time-varying velocity of wind surrounding the beehive, according to the empirical correlation:

$$h_{c,j}(x,t) = h_{nat,j}(x) + b_j(x)v(t) \tag{3}$$

where $h_{nat,j}(x)$ is the natural convection coefficient distribution along Γ_j, $v(t)$ is the wind velocity, identical along all sub-boundaries, and $b_j(x)$ is a coefficient distribution specific to Γ_j. Radiative heat transfers are linearized through a heat radiation coefficient $h_{r,j}(x)$.

4. Linear Time-Varying Reduced-Order Model

We aim at building a ROM able to compute temperatures at chosen locations, as functions of irradiances $\varphi_j(t)$, $j \in \{1, \dots, N_f\}$, ambient temperatures $T_{amb,j}(t)$ and wind velocity $v(t)$.

4.1 Approximation of temperature

As in many model reduction methods, the variable, here temperature, is written as:

$$T(x,t) \approx \sum_{i=1}^{m} \phi_i(x) a_i(t) \tag{4}$$

where m is "small" (lower than 10) and the $\phi_i(x), i \in \{1, \dots, m\}$, are a truncation of an orthonormal basis of the Hilbert space formed by the space $\mathcal{L}_2(\Omega)$ of square integrable functions on Ω equipped with the inner product $\langle \cdot, \cdot \rangle_{\rho C_p}$ weighted by the heat capacity $\rho C_p(x)$:

$$\langle f_1, f_2 \rangle_{\rho C_p} = \int_{\Omega} \rho C_p f_1 f_2 d\Omega \tag{5}$$

4.2 Galerkin projection of energy equation

Calling $\mathcal{R}(x,t)$ the residue of equation (1), the Galerkin projection using the weighted inner product (5) writes:

$$\langle \mathcal{R}, \phi_k \rangle_{\rho C_p} = \underbrace{\int_{\Omega} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \phi_k d\Omega}_{\mathcal{I}} - \underbrace{\int_{\Omega} \vec{\nabla}.\left(\lambda \vec{\nabla} T\right) \phi_k d\Omega}_{\mathcal{D}} = 0 \qquad \forall k \in \{1, \dots, m\} \tag{6}$$

The following steps, not detailed here, are then performed on equation (6):

- The diffusion term $\mathcal{D}$ is integrated by parts using $\int_\Omega f \vec{\nabla}.\vec{u} d\Omega = \int_\Gamma f \vec{u} \cdot \vec{n} d\Gamma - \int_\Omega \vec{u} \cdot \vec{\nabla} f d\Omega$, allowing to introduce boundary condition (2) and correlation (3) on sub-boundaries;
- Approximation (4) for $T(x,t)$ is injected in the remaining internal and boundary terms, taking account of orthonormality of functions $\phi_i(x), i \in \{1, \dots, m\}$ in the inertia term $\mathcal{I}$.

The diffusion matrix M_d with $[M_d]_{ki} = -\int_\Omega \lambda \vec{\nabla}\phi_i . \vec{\nabla}\phi_k d\Omega$ in the resulting set of m equations is real and symmetric. Let be $D \in \mathbb{R}^{m \times m}$ the diagonal matrix containing the eigenvalues of M_d and $P \in \mathbb{R}^{m \times m}$ the orthogonal matrix whose columns form a set of eigenvectors of M_d. One has $D = P^T M_d P$. The change of variable $a(t) = PX(t)$ yields the ROM:

$$\frac{dX(t)}{dt} = \left(D + A_{cr}(t)\right)X(t) + B(t)U(t) \tag{7}$$

With: $X(t) \in \mathbb{R}^m$ the state vector, solution of the ROM and $D \in \mathbb{R}^{m \times m}$ a diagonal matrix.

$A_{cr}(t) = A_h + v(t)A_b$, where matrices $A_h \in \mathbb{R}^{m\times m}$ and $A_b \in \mathbb{R}^{m\times m}$ are symmetric.
$B(t) = [B_{cr}(t) \quad B_\varphi] \in \mathbb{R}^{m\times 2N_f}$, where $B_{cr}(t) \in \mathbb{R}^{m\times N_f}$ and $B_\varphi \in \mathbb{R}^{m\times N_f}$.
$B_{cr}(t) = \left[W_{cr,(1)}(t) \cdots W_{cr,(N_f)}(t)\right]$ with $W_{cr,(j)}(t) = W_{h,(j)} + v(t)W_{b,(j)},\ j \in \{1, \dots, N_f\}$
$W_{h,(j)} \in \mathbb{R}^m,\ j \in \{1, \dots, N_f\}$, and $W_{b,(j)} \in \mathbb{R}^m,\ j \in \{1, \dots, N_f\}$, are vectors.
$U(t) = \begin{bmatrix} T_{amb}(t) \\ \varphi(t) \end{bmatrix} \in \mathbb{R}^{2N_f}$, where vectors $T_{amb}(t) \in \mathbb{R}^{N_f}$ and $\varphi(t) \in \mathbb{R}^{N_f}$ gather the $T_{amb,j}(t)$ and the $\varphi_j(t), j \in \{1, \dots, N_f\}$, respectively.

The ROM (7) is a Linear-Time Varying (LTV) model because state matrix $D + A_{cr}(t)$ and input matrix $B(t)$ depend on time t through wind velocity $v(t)$.

The following simplified case is considered: the ambient temperature for each face of the hive is the same and equal to $T_{air}(t)$ except for the bottom face whose ambient temperature is the measured temperature $T_{below}(t)$, i.e. along the $\Gamma_j, j \in \{1, \dots, N_f - 1\}$, $T_{amb,j}(t)$ are identical, equal to $T_{air}(t)$, and along Γ_{N_f} (bottom face), $T_{amb,N_f}(t) = T_{below}(t)$. Thus:

$$U(t) = \begin{bmatrix} T_{air}(t) \\ T_{below}(t) \\ \varphi(t) \end{bmatrix} \in \mathbb{R}^{2+N_f} \text{ and } B_{cr}(t) = [W_{ah} + v(t)W_{ab} \quad W_{bh} + v(t)W_{bb}] \in \mathbb{R}^{m\times 2}$$

4.3 Selection of observable temperatures

We are interested in some observable temperatures at chosen locations $x_j,\ j \in \{1, \dots, N_{obs}\}$ gathered in vector $T_{obs} \in \mathbb{R}^{N_{obs}}$. Using the temperature approximation (4) and defining matrix $M_{obs} \in \mathbb{R}^{N_{obs}\times m}$ such as $[M_{obs}]_{ji} = \phi_i(x_j) \quad \forall j \in \{1, \dots, N_{obs}\}, \forall i \in \{1, \dots, m\}$, one gets:

$$[T_{obs}]_j(t) = T(x_j, t) = \sum_{i=1}^{m} \phi_i(x_j)a_i(t) = \sum_{i=1}^{m} [M_{obs}]_{ji}a_i(t) \quad j \in \{1, \dots, N_{obs}\}$$

which also writes in matrix form: $T_{obs}(t) = M_{obs}a(t)$. Injecting $a(t) = PX(t)$ in the above equation and defining $H = M_{obs}P \in \mathbb{R}^{N_{obs}\times m}$ leads to:

$$T_{obs}(t) = HX(t) \tag{8}$$

5. ROMs construction: identification procedure

The LTV ROM is composed of both equations (7) and (8). Matrices and vectors of the ROM, namely $D, A_h, A_b, W_{ah}, W_{ab}, W_{bh}, W_{bb}, B_\varphi$ and H, depend, as the case may be, on distributions $\lambda(x)$ and $f_j(x), h_{r,j}(x), h_{nat,j}(x), b_j(x), j \in \{1, \dots, N_f\}$, which are of course difficult to know accurately. They also depend on functions $\phi_i(x), i \in \{1, \dots, m\}$. Although these could be obtained from POD for instance, their computation would require 3D temperature snapshots. In the MIM framework, the literal expressions of constitutive matrices and vectors of the ROM are not used. Their components are identified through a parameter estimation problem, thus avoiding the need to know the previously mentioned distributions as well as functions $\phi_i(x)$. Because the initial thermal state does not correspond to a steady regime, the components of the initial state vector $X(t_{init})$ are additional unknowns. Except for components of matrix H, unknown parameters are gathered into a vector called θ. All parameters are identified through the minimization of the quadratic functional $\mathcal{J}_{ident}^{(m)}(\theta, H)$:

$$\mathcal{J}_{ident}^{(m)}(\theta, H) = \sum_{i=1}^{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_t^{ident}} \left([T_{obs}^{ROM}]_i(t_j, \theta, H) - [T_{obs}^{meas}]_i(t_j)\right)^2 \tag{9}$$

where T_{obs}^{ROM} is the vector of observed temperatures computed with the ROM and T_{obs}^{meas} is the vector of observed temperatures measured by the sensors installed on and in the beehive.

N_t^{ident} is the number of instants used in the ROM identification procedure. The mean quadratic discrepancy $\sigma_{ident}^{(m)}$ (in K) is used to assess the quality of the identified ROM:

$$\sigma_{ident}^{(m)} = \sqrt{\mathcal{J}_{ident}^{(m)}(\theta, H)/\left(N_{obs}N_t^{ident}\right)} \tag{10}$$

Equation (8) shows that the ROM output vector T_{obs} depends linearly on matrix H whereas equation (7) shows that it has nonlinear dependency on matrices and vectors whose components are gathered in θ. As a result, two types of optimization methods are used for the minimization of $\mathcal{J}_{ident}^{(m)}(\theta, H)$ through a two-step approach. A nonlinear iterative method is employed for the estimation of vector θ. A Particle Swarm Optimization (PSO) algorithm [5] has been used in the present work. At each iteration of the PSO algorithm and for all particles, state vector $X(t)$ is computed at all instants and matrix H (its transpose more precisely) is computed via Ordinary Least Squares (OLS) using measured temperatures. Both optimization methods are briefly described in [6], for instance. Starting with $m = 1$, ROMs are built successively by incrementing order m and minimizing corresponding functional $\mathcal{J}_{ident}^{(m)}(\theta, H)$. For $m = 1$, components of θ are randomly initialized. When identifying the order $m + 1$ ROM ($m \geq 1$), the components of θ in the order m ROM previously identified are used as initial guesses for the corresponding unknown components of θ in the order $m + 1$ ROM.

6. Results

Wind velocity $v(t)$, irradiances $\varphi_j(t)$, $j \in \{1, \dots, N_f\}$ and ambient temperatures T_{air} and T_{below} are respectively shown in Figure *3*, Figure *4* and Figure 5. Corresponding observable temperatures ("Roof", "Overframe", "Top", "Bottom", as well as "North", "South", "East" and "West" on roof) have also been measured. Thus N_{obs}= 8. Data have been recorded during a bit more than 11 days. A first part of data is used for ROMs construction, the remaining recorded days being employed for validation of ROMs simulations. It is necessary to use at least the first 9 days of recorded data to build ROMs able to give good simulations. This is in accordance with Figure *3*, which shows large variations of wind velocity (the quantity that makes the ROMs matrices $A_{cr}(t)$ and $B(t)$ varying with time) over the 9 first days. These 9 first days correspond to N_t^{ident} = 12188 instants. A series of ROMs of order 1 to 10 have been built. The number of ROM constitutive parameters (except the $N_{obs}m$ components of matrix H) is $N_{param} = m(m + 1) + m\left(6 + N_f\right)$ with N_f = 6 here. The mean quadratic discrepancy $\sigma_{ident}^{(m)}$ with respect to ROM order m is shown in Figure 6 (red curve). $\sigma_{ident}^{(m)}$ decreases monotonically with m, from about 2.70°C for order 1 ROM down to about 0.77°C for order 10 ROM.

For the simulation part (blue curve in Figure 6), the initial state X is given by the final state of the identification part and the environmental data are used as model input. The mean quadratic discrepancy $\sigma_{valid}^{(m)}$ is not as low as the identification part, and decreases up to order 3 only, before increasing. Thus, higher order ROMs, whose outputs values are closer to measured data in the ROMs identification phase, are not as good to simulate temperatures. Some of their constitutive parameters, identified through the MIM optimization procedure, are too much specific to the data used for construction: they do not bring much more improvement in the identification phase but induce large errors when the ROMs are used to simulate temperatures. Although it was expected for $\sigma_{valid}^{(m)}$ to be larger than $\sigma_{ident}^{(m)}$, the gap is quite large. However, the ROM of order 3 allows for quite satisfying simulations, with $\sigma_{valid}^{(m=3)}$=2.84°C compared to $\sigma_{ident}^{(m=3)}$=1.24°C. Temperatures on Roof, Overframe, Top and Bottom are shown respectively in Figure 7, Figure 8, Figure 9 and Figure 10, for the order 3

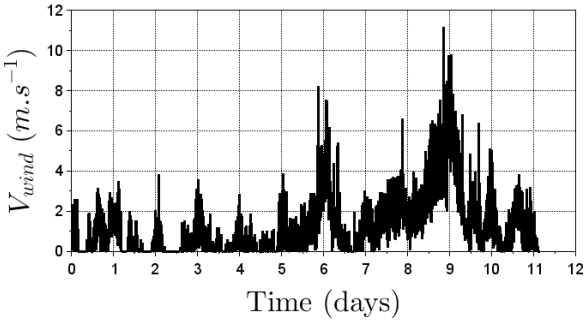


Figure 3: *Wind velocity*

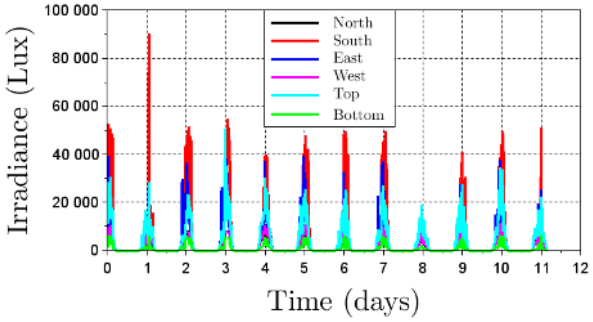


Figure 4: *Irradiances on the 6 faces*

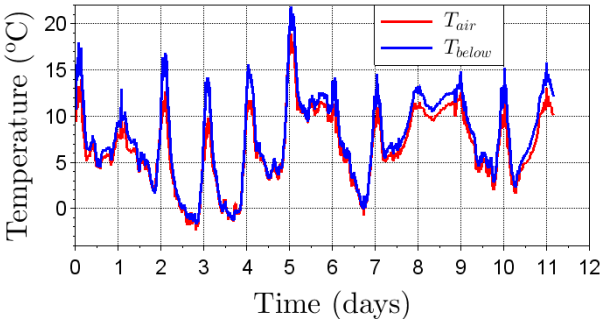


Figure 5: *Temperatures T_{air} and T_{below}*

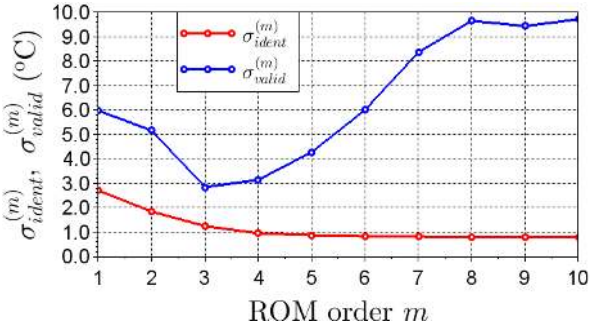


Figure 6: *Mean quadratic discrepancies between ROMs outputs and measured temperatures*

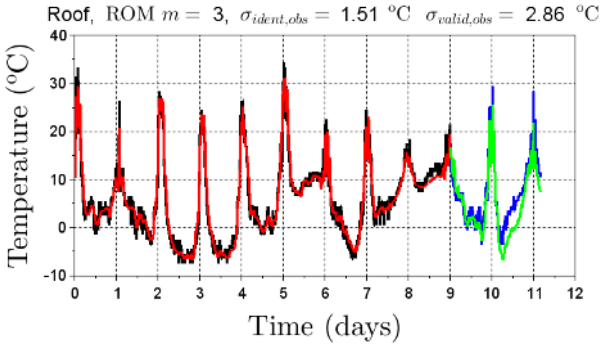


Figure 7: *Roof temperature: measured data and outputs of ROM of order 3*

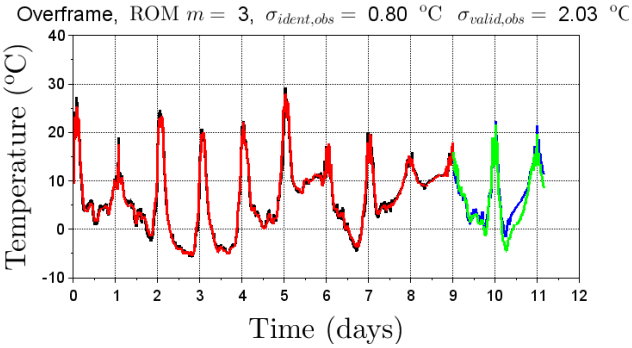


Figure 8: *Overframe temperature: measured data and outputs of ROM of order 3*

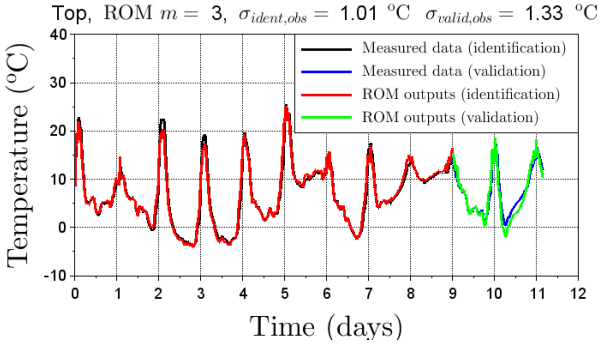


Figure 9: *Top temperature: measured data and outputs of ROM of order 3*

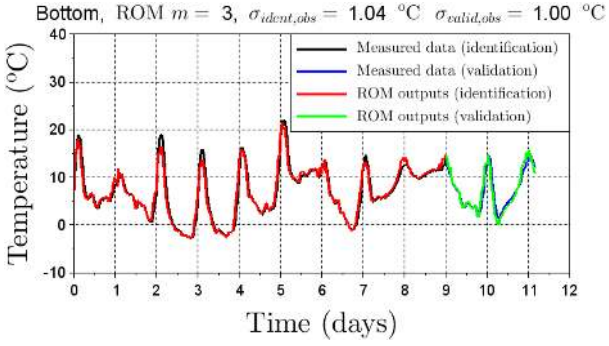


Figure 10: *Bottom temperature: measured data and outputs of ROM of order 3*

ROM (legend of Figure 9 and Figure 10 is also valid for Figure 7 and Figure 8). It should be noted that temperatures inside the hive (Top and Bottom), the most useful for the beekeepers, are accurately simulated with the order 3 ROM. This is confirmed by the mean quadratic discrepancies relative to each of these two specific temperatures: $\sigma_{valid,obs}^{(m=3)}$ is about 1°C, close to $\sigma_{ident,obs}^{(m=3)}$ (see values at top of Figure 9 and Figure 10).

7. Conclusion

The temperature values at various locations in a Dadant hive were measured for 11 days. The wind speed, the air temperature and the solar heat radiation on the 6 hive's faces were monitored as well. The first 9 days were used to train sequentially a set of 10 reduced-order model, i.e. one order after the other, from order 1 to 10. These models were derived from local heat transfer equation by applying a Galerkin projection. By increasing the order of the model, the number of unknown parameters that has to be estimated increases rapidly. During the identification stage, it was shown that the discrepancies between model outputs and measurements keep decreasing with the increasing order. For the simulation phase, the model had to simulate the hive temperatures of the last 2 days, given the ambient measurements (air, wind, solar radiation). The discrepancies were minimal for the model of order 3 but rise again up to order 10. This increase is probably due to the large number of unknown parameters (230 at order 10 compared to 48 at order 3) which increases instabilities if parameters are not estimated precisely enough. Indeed the data used for the identification are crucial since they must cover all the future operating conditions for the model. Nevertheless, this order 3 model succeeded in simulating in-hive temperatures with a discrepancy lower than 2°C but some errors up to 3°C were found on the roof.

Next development will consist in improving the simulation capability by using longer time series and in assessing the sensitivity of simulation quality to the number of sensors. For future use in beehives, it is indeed crucial to use as fewer sensors as possible. It would be useful to take account of the standard deviation of temperature measurements error to determine the order of the model. Taking account, in the model, of volumetric heat capacity variations with honey production and comings and goings of bees (their own mass and the mass of water they bring to cool their beehive), would be a long-term objective.

References

[1] P. de La Rúa, R. Jaffé, R. Dall'Olio, I. Muñoz, J. Serrano, Biodiversity, conservation and current threats to European honeybees, Apidologie, 40 (3) (2009), 10.1051/apido/2009027

[2] H. Hadjur, D. Ammar, L. Lefèvre. Toward an intelligent and efficient beehive: A survey of precision beekeeping systems and services, Computers and Electronics in Agriculture, Elsevier, 192, pp.1-16 (2022), 10.1016/j.compag.2021.106604

[3] A. Dupleix, A. Lavalette, E. Ruffio, C. Adolphe, Effets de différents revêtements sur la température au sein de la ruche, Technique Apicole, Abeille de France, 1119 Janvier (2024)

[4] M. Girault, E. Videcoq, Temperature regulation and tracking in a MIMO system with a mobile heat source by LQG control with a low order model, *Control Eng. Pract.*, 21-3 (2013), 333-349.

[5] M. Clerc, Particle Swarm Optimization, New-York: Wiley-ISTE, (2013)

[6] M. Girault, Q. Lin, N. Allanic, P. Mousseau, Thermo-rheological reduced order models for non-Newtonian fluid flows with power-law viscosity via the modal identification method, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 203 (2023), 123692. 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123692.

Acknowledgements

This work was supported by the Better-B project, which has received funding from the European Union, the Swiss State Secretariat for Education, Research and Innovation (SERI) and UK Research and Innovation (UKRI) under the UK government's Horizon Europe funding guarantee (grant number 10068544). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union, European Research Executive Agency (REA), SERI or UKRI. Neither the European Union nor the granting authorities can be held responsible for them.

Identification des paramètres thermo-dépendants pour un isolant thermique par modèle réduit

Jianan Ni*, Frédéric Joly, Yassine Rouizi, Olivier Quéméner

Université d'Evry, Université Paris Saclay, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry
40 rue du Pelvoux, 91020 Évry-Courcouronnes, France
*jianan.ni@univ-evry.fr

Résumé - Cette étude présente une technique d'identification des paramètres d'un matériau isolant (conductivité thermique thermo-dépendante et capacité supposée constante), par méthode inverse, à partir d'une géométrie tridimensionnelle nécessitant l'utilisation d'un modèle numérique réduit par formulation modale. A partir d'un processus d'optimisation par méthode de région de confiance, on obtient des résultats très satisfaisants en termes de précision et de temps calcul. Cette étude ouvre la voie à la mise en place d'un banc d'essai expérimental.

1. Introduction

Bien qu'en général négligée, la thermo-dépendance des matériaux isolants peut entraîner des modifications des résistances thermiques de l'ordre de plus de 25%. Pour déterminer par mesure cette thermo-dépendance, la solution la plus fréquente reste l'utilisation de la technique de la plaque chaude gardée pour un échantillon de faible épaisseur, et qui permet l'obtention de la conductivité en réalisant plusieurs équilibres thermiques, et en s'appuyant sur une approximation de linéarisation du gradient de température [1]. L'identification en une seule montée en température pour ce type de procédé a été récemment réalisée par [2] via une technique inverse par couplage avec un modèle numérique 1D. Nous proposons ici une étude de faisabilité d'une méthode générale pour la détermination conjointe de la conductivité thermo-dépendante et de la capacité thermique, qui s'appuie sur le processus d'identification à partir de la simulation numérique d'une seule montée en température, sans contrainte particulière de la géométrie. Pour s'affranchir de l'influence des échanges avec l'extérieur par un coefficient d'échange toujours imprécis, ce dernier est également identifié. Enfin, la technique de réduction modale AROMM [3], récemment adaptée au problème de thermo-dépendance [4] est utilisée, afin de pouvoir effectuer cette identification en des temps acceptables, et de s'affranchir de l'utilisation de codes de calcul lourds de type éléments finis dans la boucle d'identification.

2. Position du problème

L'éprouvette que l'on souhaite caractériser se présente sous la forme d'une plaque de dimension 10 cm par 10 cm, et d'épaisseur e = 3 cm. En s'appuyant sur les caractéristiques usuelles des isolants thermiques, on peut considérer que d'une part la conductivité thermique varie de façon linéaire avec la température : $\kappa(T) = \kappa_0 + \kappa_1 T$, et que par ailleurs la capacité calorifique est constante (cette dernière varie en général plus faiblement que la conductivité [5]).

Sur la face supérieure Γ_1 (voir Fig. 1), un flux connu φ est imposé. L'ensemble des faces latérales noté Γ_2 est directement au contact de l'environnement à la température T_∞, via un coefficient d'échange h_∞. La face inférieure Γ_3 est au contact d'une circulation d'eau, qui impose sa température T_w par un coefficient d'échange h_w important. Compte tenu des symétries, le domaine étudié Ω se réduit à une portion de la géométrie initiale, avec un ensemble de frontières supplémentaires Γ_4 caractérisé par un flux nul. A partir d'une température initiale

égale à $T_\infty = 20^o C$, ce problème est défini par les équations (1). L'objectif de cette étude est d'identifier les paramètres thermophysiques κ_0, κ_1 et c_0. De plus, compte tenu de l'influence du coefficient d'échange h_∞ qui est très mal connu, ce dernier paramètre sera également recherché.

$$\begin{aligned} \Omega : &\quad c_0 \dot{T} = \underline{\nabla} \cdot (\kappa(T)\, \underline{\nabla} T) \\ \Gamma_1 : &\quad \kappa(T)\, \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} = \varphi \\ \Gamma_2 : &\quad \kappa(T)\, \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} = h_\infty\, (T_\infty - T) \end{aligned} \qquad \begin{aligned} \Gamma_3 : &\quad \kappa(T)\, \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} = h_w\, (T_w - T) \\ \Gamma_4 : &\quad \kappa(T)\, \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} = 0 \end{aligned} \tag{1}$$

En faisant apparaître explicitement la dépendance affine de la conductivité, la formulation variationnelle faible du problème (1) est alors :

$$\begin{aligned} c_0 \int_\Omega \omega\, \dot{T} = &- \kappa_0 \int_\Omega \underline{\nabla}\omega \cdot \underline{\nabla} T - \kappa_1 \int_\Omega T\, \underline{\nabla}\omega \cdot \underline{\nabla} T - h_\infty \int_{\Gamma_2} \omega\, T - \int_{\Gamma_3} h_w\, \omega\, T \\ &+ h_\infty \int_{\Gamma_2} \omega\, T_\infty + \int_{\Gamma_3} h_w\, \omega\, T_w + \int_{\Gamma_1} \omega\, \varphi \end{aligned} \tag{2}$$

où ω est une fonction test appartenant au même espace fonctionnel que T, *i.e.* $\omega, T \in H^1(\Omega)$.

La discrétisation spatiale par des éléments tétraèdres (Fig. 1) conduit à la formulation matricielle Eq. (3) (en respectant l'ordre des termes de l'Eq. (2)).

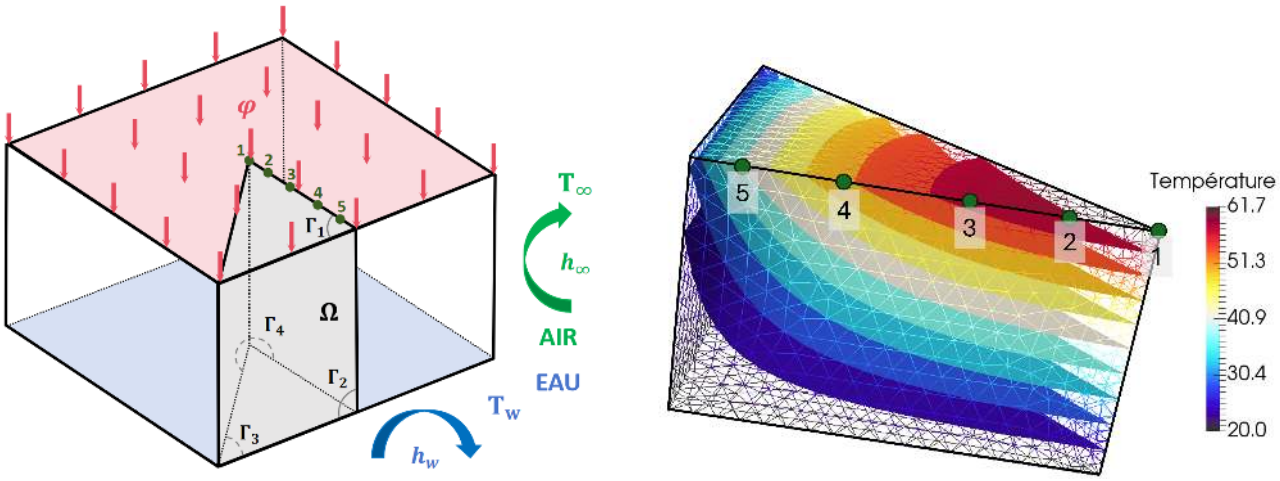


Figure 1 : *Problème posé (à gauche) et résultat d'une simulation (à droite). La position des points de mesure est précisée par leur numéro (de 1 à 5).*

$$c_0\, \mathbf{C}\, \dot{T} = -\left[\kappa_0 \mathbf{K}_0 + \kappa_1 \mathbf{K}_1(T) + h_\infty\, \mathbf{H}_\infty + \mathbf{H_w}\right] T + h_\infty\, U_\infty + U_{w,\varphi} \tag{3}$$

où $\mathbf{C}$, $\mathbf{K}_0$, $\mathbf{K}_1(T)$, $\mathbf{H_w}$ et $\mathbf{H}_\infty$ sont des matrices creuses de dimension $[N \times N]$, et $U_\infty\,[N]$ et $U_{w,\varpi}\,[N]$ sont les deux vecteurs des sollicitations, où $N = 5\,664$.

Utiliser cette formulation dans un processus itératif d'identification va d'une part prendre un temps de calcul qui peut s'avérer important, et par ailleurs, cela nécessite de faire appel à un programme d'assemblage éléments finis pour reconstruire la matrice $\mathbf{K}_1(T)$ dans la procédure d'identification. Pour toutes ces raisons, on va chercher à remplacer la relation (3) par une formulation modale réduite.

3. Formulation modale

Dans une formulation modale réduite, le champ de température est représenté par une combinaison linéaire de fonctions de base, les modes $\widetilde{V}_i$:

$$T\left(\underline{x},t\right) \approx \sum_{i=1}^{\widetilde{N}} x_i(t)\,\widetilde{V}_i(\underline{x}) \tag{4}$$

où le nombre de modes retenus $\widetilde{N}$ est très petit devant le nombre de nœuds d'un modèle maillé $\widetilde{N} << N$. Les modes étant connus, les inconnues deviennent les états d'excitation $x_i(t)$.

3.1. Calcul de la base réduite

Parmi les différentes méthodes modales, nous utilisons la méthode AROMM [4], dans laquelle les modes sont calculés à partir de deux systèmes d'équations aux valeurs propres associés au problème physique, où λ_i représente la valeur propre associée au vecteur V_i :

Modes de Steklov

$$\begin{cases} \Omega & : & \nabla^2 V_i^S = 0 \\ \Gamma & : & \underline{\nabla} V_i^S \cdot \underline{n} = \lambda_i^S\,\zeta\,V_i^S \\ \Gamma_4 & : & \underline{\nabla} V_i^S \cdot \underline{n} = 0 \end{cases} \tag{5}$$

Modes d

$$\begin{cases} \Omega & : & \nabla^2 \\ \Gamma & : & V_i^L \\ \Gamma_4 & : & \underline{\nabla} \end{cases}$$

D'une part les modes de Dirichlet permettent de reconstruire le champ de température dans l'espace H_0^1 défini sur l'ensemble des frontières physiques $\Gamma = \Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \Gamma_3$ (excepté sur la frontière Γ_4 caractérisée par la condition de symétrie), d'autre part les modes de Steklov permettent de reconstituer la solution sur la frontière Γ quelle que soit la condition limite qui y est imposée. À partir de ces deux bases, une procédure d'amalgame de l'ensemble de ces modes permet d'obtenir une base réduite qui regroupe les modes $\widetilde{V}_i$:

$$\forall \psi \in \{D,S\}, \quad 1 < i < \widetilde{N}_i^{\psi}, \quad \widetilde{V}_i^{\psi} = \sum_{p=1}^{\widetilde{N}_i^{\psi}} \alpha_{i,p}^{\psi} V_{i,p}^{\psi}, \quad \sum_{i=1}^{\widetilde{N}} \widetilde{N}_i^{\psi} = N \tag{6}$$

La répartition des modes des deux bases de Dirichlet et de Steklov, ainsi que la détermination des différents coefficients de pondération $\alpha_{i,p}^{\psi}$ s'effectue en minimisant une norme[4] dans l'espace modal entre un modèle de référence et un modèle modal. Le modèle de référence est obtenu par un ensemble de simulations linéaires pour différentes gammes des paramètres κ_0, c_0 et h_∞.

3.2. Equation d'état

Les états d'excitation $x_i(t)$ sont déterminés à partir de l'équation d'état, obtenue en remplaçant T par sa formulation modale (Eq. (4)) dans l'Eq. (2) et en prenant comme fonction d'essai les modes réduits. L'équation résultante s'écrit sous forme matricielle :

$$c_0\,\mathbf{C^R}\dot{X}(t) = -\left[\kappa_0\,\mathbf{K_0^R} + \kappa_1 \mathbf{K_1^R}(T) + h_\infty \mathbf{H}_\infty^{\mathbf{R}} + \mathbf{H_w^R}\right] X(t) + h_\infty\,U_\infty^R + U_{w,\varphi}^R \tag{7}$$

Ces matrices sont de dimension $\left[\widetilde{N} \times \widetilde{N}\right]$. C'est là que la réduction réside.

D'un point de vue pratique, $\mathbf{K_1^R}(T)$ est calculé numériquement par $\mathbf{K_1^R}(T) = \widetilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{K}_1(T) \widetilde{\mathbf{V}}$, où $\widetilde{\mathbf{V}}$ est une matrice de dimension $\left[N \times \widetilde{N}\right]$ qui regroupe les vecteurs propres $\widetilde{V}_i$. L'intégration de la non-linéarité nécessite de calculer la température et la matrice $\mathbf{K}_1(T)$ dans l'espace physique et de recalculer $\widetilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{K}_1(T) \widetilde{\mathbf{V}}$ dans l'espace modal à chaque itération. Ces opérations réduisent fortement l'efficacité du modèle réduit en termes de temps de calcul. Pour lever cette difficulté, T est remplacée par sa décomposition modale, dans la matrice réduite $\mathbf{K}_1^R$:

$$\mathbf{K}_1^R(i,j) = \int_\Omega T \underline{\nabla} \widetilde{V}_i \cdot \underline{\nabla} \widetilde{V}_j = \sum_{k=1}^{\widetilde{N}} \int_\Omega x_k(t)\, \widetilde{V}_k \underline{\nabla} \widetilde{V}_i \cdot \underline{\nabla} \widetilde{V}_j \tag{8}$$

En introduisant les matrices suivantes $\mathbf{K_k^R}(i,j) = \int_\Omega \widetilde{V}_k \underline{\nabla} \widetilde{V}_j \cdot \underline{\nabla} \widetilde{V}_i$, on obtient :

$$\mathbf{K_1^R} = \sum_{k=1}^{\widetilde{N}} x_k(t)\, \mathbf{K_k^R}(i,j) \tag{9}$$

L'équation d'état (10) permet alors de faire apparaître explicitement les paramètres recherchés (κ_0, κ_1, c_0 et h_∞), et sera directement utilisée dans un processus inverse :

$$c_0\, \mathbf{C^R} \dot{X}(t) = -\left[\kappa_0\, \mathbf{K_0^R} + \kappa_1 \left(\sum_{k=1}^{\widetilde{N}} x_k(t)\, \mathbf{K_k^R}\right) + h_\infty\, \mathbf{H_\infty^R} + \mathbf{H_w^R}\right] X(t) + h_\infty\, U_\infty^R + U_{w,\varphi}^R \tag{10}$$

3.3. Résultats de la simulation directe réduite

La simulation directe s'effectue pour différents isolants dont les propriétés sont rassemblées dans le tableau 1 (mesures par plaques chaudes gardées et DSC [6]). Les coefficients κ_0 et κ_1 ont été obtenus par régression linéaire à partir de valeurs de κ mesurées à 20, 30 et 40°C. Les isolants que nous simulons sont ainsi purement "digitaux", et ne servent qu'à savoir s'il est possible de retrouver les coefficients κ_0 et κ_1 avec une précision satisfaisante en une seule montée en température. Les coefficients d'échange h sont différents pour chacune des trois simulations et sont choisis arbitrairement dans une gamme de type convection naturelle. Enfin, le temps de montée en température a été arrêté à 15 minutes, là aussi de manière arbitraire : avec la méthode que nous proposons, il n'est pas nécessaire d'attendre un régime stabilisé.

	κ_0 $[mW.m^{-1}.K^{-1}]$	κ_1 $[mW.m^{-1}.K^{-2}]$	c_0 $[kJ.m^{-3}.K^{-1}]$	h_∞ $[W.m^{-2}.K^{-1}]$
polystyrène	28,5	0,112	43,1	12
verre cellulaire	34,1	0,158	70,6	17
polyuréthane	21,3	0,158	38,84	7

Tableau 1 : *Propriétés physiques des isolants et coefficients d'échange utilisés*

Les résultats de la simulation éléments finis sont présentés pour le polystyrène extrudé. La figure 2 permet de montrer que la non-linéarité n'est pas négligeable dès lors que la température augmente. La simulation d'une telle évolution nécessite 11 s de temps CPU. Ce temps de calcul peut sembler faible, mais intégré dans une procédure d'identification, il peut mener à un temps de calcul de l'ordre de la demi-heure. De plus, il serait nécessaire d'intégrer dans la boucle

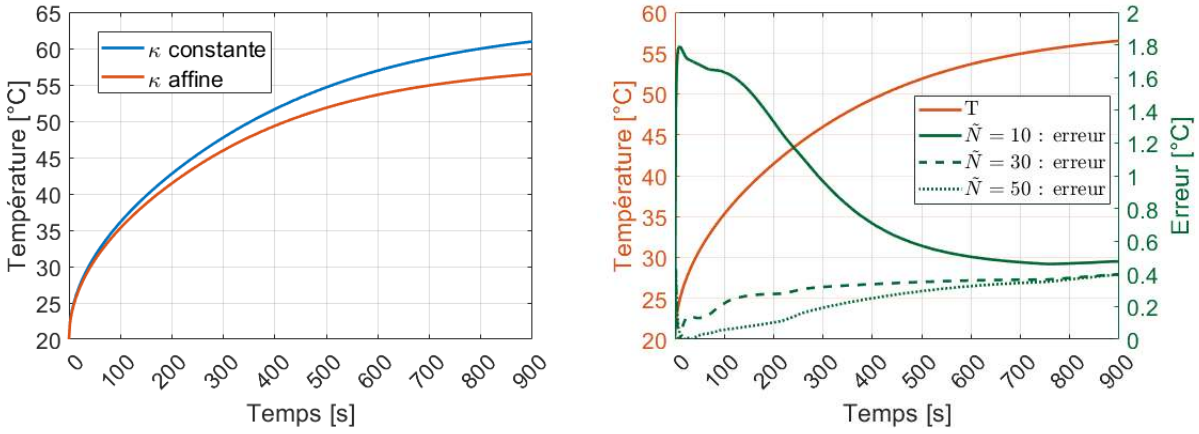


Figure 2 : *A gauche : Évolution de la température au point 1. Comparaison entre une conductivité affine et une conductivité constante. A droite : Évolution de la température au point 1 et écart en ce point avec des modèles réduits d'ordres différents*

d'identification un programme d'assemblage éléments finis pour recalculer la matrice $\mathbf{K}_1(T)$. Nous créons alors trois modèles réduits d'ordres différents selon la procédure décrite au paragraphe 3. La figure 2 montre l'évolution de l'erreur au point 1 pour ces trois modèles. En début d'évolution temporelle, le modèle réduit à 10 modes entraîne une erreur importante. Les modèles réduits d'ordre 30 et 50 donnent des résultats très similaires caractérisés par des erreurs plus faibles. Lorsque la température commence à se stabiliser, quel que soit l'ordre du modèle, l'erreur reste acceptable. Cela est confirmé par la table 2 qui présente les erreurs maximales et quadratiques aux 5 points de mesure présentés sur la figure 1.

Ordre	Erreur max (°C)	Erreur quadratique (°C)	Temps de calcul (s)
10	1,79	0,48	0,01
30	0,57	0,11	0,06
50	0,43	0,09	0,15

Tableau 2 : *Caractérisation du modèle réduit en fonction de l'ordre $\tilde{N}$*

4. Problème inverse

4.1. Principe

Les différents paramètres à identifier sont regroupés dans le vecteur $\beta = [\kappa_0, \kappa_1, c_o, h_\infty]^t$. L'identification s'effectue à partir de N_{cap} capteurs de températures répartis de façon régulière sur la surface Γ_1 (voir Fig. 1), qui sont regroupés dans le vecteur $Y(t)$, et de son équivalent calculé numériquement $\hat{Y}(t)$. Ce dernier est relié au vecteur des températures par une matrice d'observation E :

$$\hat{Y}(t) = \mathbf{E}\,T(t) = \mathbf{E}\,\mathbf{V}\,X(t) \tag{11}$$

Le processus itératif d'identification s'appuie sur la minimisation d'un critère quadratique bâti sur l'écart entre les $N_{\Delta t}$ mesures discrètes Y à pas de temps réguliers $\Delta t = 1,8s$ pour tous les capteurs, et le résultat de la simulation $\hat{Y}$ effectué par le modèle réduit (Eq. (10)) pour le jeu de

paramètres estimé β à chaque itération :

$$J = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_{cap}} \sum_{j=1}^{N_{\Delta t}} \left(Y_{i,j} - \hat{Y}_{i,j}(\beta) \right)^2 \tag{12}$$

Dans cette étude, les mesures sont simulées par le modèle éléments finis (Eq. (3)). Un bruit de mesure gaussien centré sur zéro et d'écart type σ_b est ajouté au résultat de la simulation. Cette procédure de minimisation utilise une méthode de programmation non linéaire basée sur un algorithme à régions de confiance (proposée sous Matlab®, fonction *lsqcurvefit*) [7].

5. Résultats et discussion

5.1. Analyse de sensibilité

La sensibilité réduite aux différents points de mesure Y_i pour chaque paramètre β_j s'écrit :

$$S^*_{i,j} = \beta_j \frac{\partial Y_i}{\partial \beta_j} \tag{13}$$

On trace sur la figure 3 l'évolution de ces paramètres au cours du temps pour les points 1 et 5. Ils apparaissent bien décorrélés. De plus les sensibilités sur les paramètres du matériau (κ_0, κ_1, c_0) sont meilleures pour le point central, alors que celle sur le coefficient d'échange h_∞ est plus importante sur le point périphérique. Il est ainsi nécessaire de prendre au moins ces deux points de mesure. Nous choisissons les cinq observables prévus initialement.

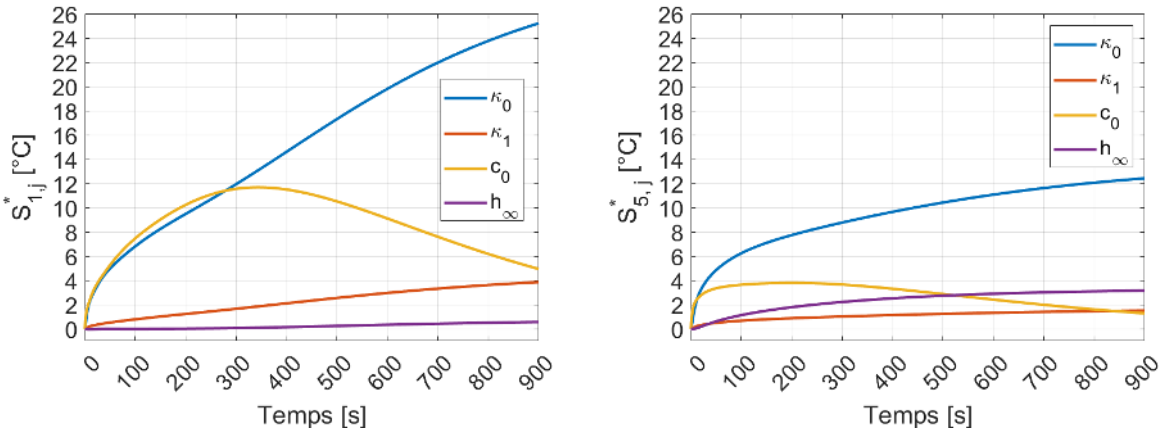


Figure 3 : *Sensibilité réduite aux différents paramètres pour les points 1 (à gauche) et 5 (à droite)*

5.2. Identification avec un modèle réduit 3D pour du polystyrène extrudé

5.2.1. Influence de l'ordre du modèle réduit

Nous avons effectué 50 identifications pour différents bruits gaussiens de mesure caractérisés par un écart type $\sigma_b = 0,1^oC$. Le tableau 3 présente l'erreur moyenne ϵ sur les 50 simulations ainsi que l'écart type σ, pour chacun des paramètres recherchés, et en pourcentage par rapport aux valeurs cibles (table 1). Le modèle à 10 modes amène des résultats très imprécis, notamment pour le coefficient κ_1. Les modèles d'ordre supérieurs (30 et 50 modes) donnent des résultats proches et très satisfaisants en termes de précision. Ces résultats sont cohérents avec ceux de la

simulation directe réduite. Par ailleurs l'écart type est faible. Ceci est probablement dû au choix de prendre 5 points de mesure. Notons aussi, que l'écart type augmente avec l'ordre du modèle. Ce résultat est classique en réduction de modèle. La réduction modale a un effet régularisateur, puisque les dynamiques rapides du modèle sont éliminées lors du processus de réduction.

Ordre	ϵ_{κ_0} [%]	σ_{κ_0}[%]	ϵ_{κ_1}[%]	σ_{κ_1}[%]	ϵ_{c_0}[%]	σ_{c_0}[%]	ϵ_{h_∞}[%]	σ_{h_∞}[%]
10	15,6	0,2	84,4	1,3	8,0	0,1	6,0	0,2
30	0,2	0,6	3,1	3,8	0,9	0,1	1,0	0,7
50	0,1	0,6	1,5	3,7	0,5	0,6	0,1	2,7

Tableau 3 : *Influence de l'ordre du modèle réduit sur la précision de l'identification pour des mesures caractérisées par bruit d'écart type 0,1°C*

5.2.2. Influence du bruit de mesure

Le tableau 4 présente l'erreur d'identification et l'écart type pour différentes qualités de mesure. Le bruit de mesure influe peu sur la précision, mais évidemment d'avantage sur l'écart type. Les faibles valeurs de ce dernier indicateur montre qu'il ne sera pas nécessaire d'effectuer plusieurs mesures pour identifier les paramètres avec une précision satisfaisante.

$\sigma_B\,[^oC]$	ϵ_{κ_0}[%]	σ_{κ_0}[%]	ϵ_{κ_1}[%]	σ_{κ_1}[%]	ϵ_{c_0}[%]	σ_{c_0}[%]	ϵ_{h_∞}[%]	σ_{h_∞}[%]
0,1	0,1	0,6	1,5	3,7	0,5	0,1	0,1	0,6
0,25	0,4	1,1	0,2	6,9	0,5	0,2	0,3	1,2
0,5	0,1	2,6	2,9	16,5	0,5	0,6	0,01	2,7

Tableau 4 : *Propriétés du polystyrène - Effet du bruit de mesure : Erreur d'identification et écart type pour un bruit caractérisé par un écart type de 0,1°C, 0,25°C et 0,5°C et un modèle réduit d'ordre 50.*

5.3. Autres matériaux

Les matériaux présentés dans la table 1 font chacun l'objet de 50 essais d'identification, en utilisant un modèle réduit d'ordre $\widetilde{N} = 50$, et un bruit de mesure caractérisé par un écart type $\sigma_B = 0,1^oC$. La figure 4 présente pour chacun d'entre eux et pour les deux températures limites considérées (20 et 60^oC) :

— la position de la cible recherchée,

— la zone d'incertitude de l'identification caractérisée par $\left[\kappa(T) \pm 3\,\sigma_{\kappa(T)}\right] \times [c_0 \pm 3\,\sigma_{c_0}]$, et qui correspond à un niveau d'espérance statistique de $99,73\%$ que le résultat d'une unique identification appartienne à ce domaine. Cette zone est présentée lorsque l'identification s'effectue à partir de tous les points de mesure, ou uniquement les 2 points extrêmes 1 et 5.

Pour chaque essai la valeur cible se situe bien dans la zone d'identification, qui est elle même suffisamment réduite pour bien différencier l'impact du choix de l'isolant et de sa dépendance à la température en ce qui concerne la conductivité thermique. Par ailleurs, augmenter le nombre de points de mesure améliore ici la dispersion de l'identification.

6. Conclusion

L'objectif de cette étude était de montrer la faisabilité de déterminer la conductivité thermique d'un isolant à plusieurs températures en une seule montée en température. L'autre objec-

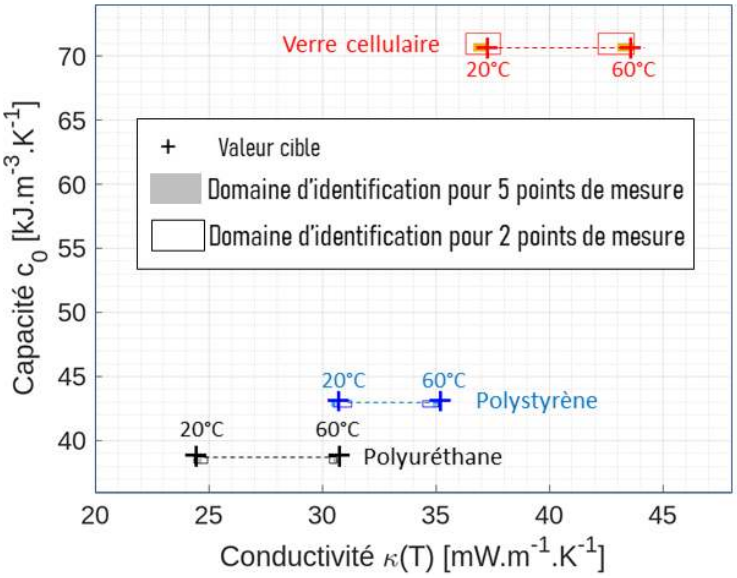


Figure 4 : *Identifications des caractéristiques pour 3 isolants*

tif était de concevoir une expérience de type plaque chaude gardée avec le moins de contraintes possible. Pour cela, nous avons dans un premier temps supposé que la conductivité suivait une loi de variation affine en température. Pour diminuer le temps d'identification, nous avons construit un modèle réduit qui prend en compte la thermo-dépendance. Afin d'éviter de devoir maîtriser les conditions aux limites, nous avons identifié aussi le coefficient d'échange. Finalement, pour diminuer le temps de l'expérience, nous n'attendons pas le régime stabilisé. Les premiers résultats sur cette expérience numérique idéale sont très encourageants. Les paramètres physiques et les conditions aux limites sont retrouvés avec une précision excellente et un écart type très faible. Des analyses plus poussées sont en cours en ce qui concerne la sensibilité au flux de chaleur imposé et à la position des capteurs. L'étape suivante sera de confronter cette expérience idéale à la réalité expérimentale.

Références

[1] Francesco De Ponte *et al.*, Conductivité thermique des isolants. Techniques de l'ingénieur (2002) R2930 v2

[2] Hu Zhang *et al.*, Measurement and identification of temperature-dependent thermal conductivity for thermal insulation materials under large temperature difference, International Journal of Thermal Sciences 171 (2022) 107261, https ://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.107261

[3] A.G. Chavez Castillo *et al.*, Identification of insulating materials thermal properties by inverse method using reduced order model, International Journal of Heat and Mass Transfer 166 (2021), 120683, https ://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120683

[4] Fatme Mustapha *et al.*, Development of a reduced-order AROMM model for the nonlinear thermal simulation of electronic components, International Journal of Heat and Mass Transfer, 232 (2024) 125909, https ://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.125909

[5] Yousefi Y, Tariku F., Thermal conductivity and specific heat capacity of insulation materials at different mean temperatures, Journal of Physics : Conference Series. IOP Publishing, 2021, 2069(1) : 012090.

[6] A.G. Chavez Castillo, Apport des modèles réduits pour la caractérisation thermique de matériaux de construction : mesures in situ d'isolants et étude multi-échelle d'un bois sec, Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay (2020), http ://www.theses.fr/2020UPAST040/document

[7] A. R. Conn, N. I. M. Gould, L. Toint, Trust-Region Methods, MOS-SIAM Series on Optimization, 2000.

Thème 7

Thermique Atmosphérique et Adaptation au Changement Climatique

Résilience thermique dans les écoles – Revue bibliographique des solutions d'adaptation aux vagues de chaleur . . . 609
Résilience aux vagues de chaleur d'un système de rafraîchissement adiabatique indirect destiné aux bâtiments tertiaires . . . 617
Utilizing Local Climate Zone Data for Land Use Representation in Weather Research and Forecasting (WRF) Models . . . 625
Inter-comparaison d'outils de simulation du microclimat urbain et confrontation à de la mesure . . . 633
Impact de la nature des matériaux utilisés dans l'enveloppe des bâtiments, sur la consommation énergétique et le confort thermique en climat chaud et sec . . . 641
Impact des variations saisonnières et du microclimat local sur le confort thermique et la qualité de l'air intérieur : Cas d'un bâtiment résidentiel à Nantes, France . . . 649
Developing a model for Urban Environment based on transient RANS approach . . . 657

Thermal resilience in schools – Literature review of heatwave adaptation solutions

Mona NOROOZI[1*], Monika WOLOSZYN[1]

[1] Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, LOCIE, Chambéry, France, monika.woloszyn@univ-smb.fr

[*](mona.noroozi@univ-smb.fr)

Abstract - In France, schools and their 12 million students and 854,000 teachers face particular thermal discomfort during academic periods. Schools are particularly vulnerable to increasing temperatures due to the young age of occupants, high occupancy densities and limited possibilities for behavioral adjustments to improve thermal comfort. Thermal resilience studies need effective cooling techniques and consideration of future climate. This article presents a first step in this work. Different passive and active cooling strategies used in schools and described in the scientific literature will be analyzed here.

1. Introduction

Heatwaves significantly disrupt learning environments such as schools[1]. Increasing temperature results in reduced memory retention, attention, and problem-solving abilities. As the study of Goodman et al. [2] indicates, a 0.56°C temperature increase in the average school-year temperature can reduce annual learning gains by approximately 1%. Consequences of heatwaves on schools are particularly significant in urban areas like Paris, where the urban heat island effect (UHI) exacerbates already high temperatures [3]. High occupant density, while students' adaptability to varying temperatures is constrained by limited options available to them, makes it challenging to maintain thermal comfort and build thermal resilience [4]. Thermal resilience refers to the ability of school buildings to maintain indoor comfort conditions regardless of external climate changes [5]. To address those challenges, various strategies, ranging from purely passive approaches to active systems, have been developed to mitigate heat stress in buildings [6]. The objective of our work is to review heat mitigation strategies reported in the scientific literature and tailored specifically for school environments.

2. Methodology

A comprehensive literature review focused on peer-reviewed journals and conference proceedings available through reputable academic databases such as Google Scholar, ScienceDirect, and ResearchGate. Keyword searches were utilized to identify relevant studies on cooling strategies for schools. Citation tracking and reference mining were employed to ensure the inclusion of the most recent and impactful research. The literature review encompassed studies from various countries and climatic contexts, including direct research on schools in France, Italy, the United Kingdom, Chile, Brazil, India and South Asia, Cyprus, Greece, Palestine, Burkina Faso, Sweden, and Canada. The studies employed diverse methodologies, with the majority utilizing simulation and modeling (60%), followed by monitoring and field measurements (40%), experimental testing (20%), case study analyses (22%), and surveys (18%).

3. Heat mitigation methods: Classification and Effectiveness

Heat mitigation strategies can be categorized based on their functional roles in maintaining indoor thermal comfort. In this paper, the structured classification draws from established

methodologies in passive cooling research outlined by Tavakoli et al 2022 [6]. Those are categorized into 3 main types: **Prevention**, which restrict heat entry; **Dissipation**, which concentrated on removing heat; and **Modulation**, which corresponds to strategies that regulate heat absorption, storage, and release over time. Table 1 gives the overview of all studies included in the review, and subsequent paragraphs give more details on main strategies.

Classification	Methods	Details						
Prevention	Insulation and Building Envelope	insulation [5], [7], [8], [9], [10]						
	Glazing and Shading	Double glazing (different types) [8],[13],[14],[15]	Triple glazing [14], [15]	Coating and solar protection [13],[17]	Smart glazing [18]	External and Internal shading [19],[9], [20]	Fixed and Moveable shading [5]	Shading angles [15]
	Reflective Materials	Roof coating (reflective, white, super cool) [13],[21],[22],[8]						
	Vegetation and Cooling	Green roof [13], [23]		Green façade [24]			Courtyard [25],[26]	
Dissipation	Ventilation methods	Opening windows [23],[4]		Cross/single side ventilation [29]			Night ventilation [5],[17], [20],[27],[9]	
	Evaporative cooling	Direct/Indirect evaporative cooling [6],[30]						
	Ground-based cooling	Buried (earth) ducts [13],[31]				Canadian well [32]		
Modulation	Mechanical ventilation systems and HVAC control	Optimized HVAC system [34],[35]				Mechanical ventilation and heat recovery [5]		
	Thermal modulation material	Thermal mass [13],[14],[27]				Phase Changed Materials (PCMs) [29],[18]		
	Thermal adaptive envelope system	Trombe wall [13],[36],[10]						
	Renewable energy integration	PV [37],[38]						

Table 1: *Heat mitigation strategies classification*

3.1. Prevention

Prevention strategies aim to restrict heat entry into school buildings.

2.1.1 Insulation and Building envelope

Having used insulation improvements in walls, ceilings, roofs, and external facades considerably decreases heat transfer. Several studies had been conducted to show the effect of the insulation to reducing the heating demands [5], [7], [8]. Researchers [9], [10] observed that roof and wall insulation effectively reduce cooling demands—by respectively up to 14.2% and 6.7%. However, despite the effectiveness of various types of insulation in reducing heating demand, they can pose challenges during the summer. In particular, they may inadvertently increase cooling requirements under certain conditions. For instance, for future climate, floor insulation can have the opposite effect, having overheating and increasing cooling needs due to its impact on thermal retention during warmer months [5], [11]. To prevent overheating, insulation should be implemented combined with adaptive ventilation solutions [12].

2.1.2 Glazing and Shading

The installation of energy-efficient windows is emphasized as a crucial strategy for minimizing heat gains during the cooling period. Technologies such as low thermal transmittance windows [13], solar protection glazing [13], argon-filled double glazing [8], [14], [15], double low-e [15], [16], double solar control [16] , triple-glazing [14], [15], using low-e coating or film on the outside of classroom windows [17] and electrochromic glazing [18] offer an excellent foundation for improving thermal comfort and reducing energy demands in educational settings. However, using these technologies, is not sufficient to obtain the best condition of thermal resilience in classrooms and it should be combined with shading devices.

External shadings are installed outside the building and are highly effective in reducing solar heat gain. They can lower cooling loads by up to 40% and are particularly beneficial in mixed humid climates, where they can completely eliminate overheating in some cases [19]. Zinzi et al.[9] indicate that in Italian schools the installation of the external shading devices could reduce the temperature of classrooms by up to 2-3°C. Also, it has been shown that internal shading devices reduce overheating hours by about 57% in mixed humid climates [9], [20].

Movable shading devices complement fixed shadings by addressing seasonal variations in solar gains. Heracleous et al.[5] studied fixed and moveable shading devices for schools in Cyprus. They concluded that fixed solar shading could be beneficial during summer to reduce overheating. However, they may cause problems in winter by blocking beneficial solar gains, thus increasing heating demand.

In addition, the orientation of shading devices plays a critical role in optimizing their impact on cooling energy demands. Jaouaf et al. [15] studied vertical (VSA) and horizontal (HSA) shading angles. Lower VSA means that the shading device is positioned closer to the vertical plane, which effectively blocks more direct sunlight from entering the building. So, lower VSA is more beneficial as it correlates with reduced cooling energy demands, while HSA has a minimal impact on cooling efficiency.

2.1.3 Reflective materials

Applying reflective coatings on building surfaces effectively reduces solar energy intake. López et al. [13] suggested reflective roof as one of the passive cooling strategies in schools, that not only is cost effective and environmentally friendly, but also contributes to energy efficiency by reducing cooling energy demand and mitigating UHI. Reflective roof coatings can decrease discomfort hours by 30% in hot dry, 2.3% in very hot dry, and 1.9% in extremely hot dry climates [21]. In mixed humid climates, increasing roof reflectivity reduces overheating by up to 89% in poorly insulated buildings and 27% in well-insulated ones. Also, white roof coatings can lower overheating hours by 34% in such regions [22]. Azevedo Correia et al. [8] also emphasize the effectivity of super cool coatings on the roofs and on the envelope in Brazilian schools. Super cool roofs and envelopes are designed to reflect more sunlight, absorb less heat and with their high emissivity, efficiently release the absorbed heat back to the atmosphere.

2.1.5 Vegetation and Cooling

Vegetation-based cooling strategies are diverse and can be applied across different architectural elements, including roofs, facades, and courtyards. Green roofing has increasingly established itself as an important element in the strategies of nature-based solutions. Allowing the vegetation to grow on the roof mitigate the heat flux through the roof by shading the roof surface with plants, evapotranspiration of the plants, and the additional thermal insulation and mass [13], [23].

Plant characteristics play a vital role in optimizing thermal performance when vegetation-based cooling strategies are applied in different climates. Based on the findings of Mahmoodzadeh et al.'s research [24], vegetation in North American school buildings offers multifaceted benefits, impacting both cooling and heating loads while improving thermal comfort. Key plant characteristics such as leaf area index (LAI), plant height, stomatal resistance, albedo, and emissivity significantly influence energy performance. Low stomatal resistance enhances evapotranspiration, cooling the surrounding air, while plants with high albedo reflect solar radiation, lowering soil temperatures. High LAI and taller plants provide extensive shading, reducing soil surface temperatures and cooling loads. However, in heating-dominated climates, taller plants might increase heating loads by limiting solar absorption.

Vegetation in outdoor spaces also provides substantial cooling benefits, particularly when trees are positioned strategically near building walls. Berry et al. [25] indicates that tree shade lowered the temperature of the outside air by up to 1°C and the temperature of the wall surface by up to 9°C. The tall trees lost their cooling benefits when they were moved farther away from the building wall, and the smaller trees had no effect in lowering the surface temperatures of the external walls. Furthermore, Salameh et al. results [26] shows that in hot arid climate, vegetation in courtyards lowered Predicted Mean Vote (PMV) values from "hot" to "warm," highlighting the substantial effect of greenery on outdoor comfort.

Reflective materials, combined with vegetation, further enhance cooling by reducing solar heat gain. High-albedo materials significantly reduce solar heat gain by reflecting sunlight, which decreases the cooling load on buildings [27]. Studies [27],[28] show that plant albedo, along with the reflective properties of roofs and walls, can lower indoor temperatures by 2°C to 5°C, depending on the extent of coverage and local climatic conditions.

3.2. Dissipation

Dissipation strategies aim to remove accumulated heat from buildings, ensuring thermal comfort and reducing energy demands.

2.2.1 Ventilation Methods

Natural ventilation through windows remains a primary strategy for managing indoor temperatures in classrooms. Cascone et al.[23] discussed the use of natural ventilation through opening windows and emphasized the importance of strategic window opening to manage solar gain and improve thermal comfort. While opening windows can reduce overheating, it may not be sufficient to meet all thermal comfort needs. Lala et al. [4] conducted a survey across multiple cities in India regarding the impact of heatwaves' on students. In very hot conditions, all teachers (100%) admitted to opening doors and windows and adjusting the speed of fans to

help in controlling the temperature inside classrooms. Although 79% of teachers stated that windows were opened every day, 96% felt classrooms were not well-ventilated.

Cross-flow and single-sided ventilation are indeed natural ventilation strategies that offer targeted solutions to mitigate overheating. Davidson et al. [29] proposed these methods , to mitigate overheating of the higher education under future climates. Cross-flow ventilation promotes air movement across a space, enhancing circulation and cooling efficiency. Single-sided ventilation, with airflow limited to one side, is less effective and better suited for spaces where cross-flow ventilation is not feasible. Another strategy to enhance natural ventilation is ventilated roof which are designed to allow air to flow between the roof layers.

In general, night ventilation proves to be a critical passive cooling strategy for mitigating overheating in educational buildings. In Cyprus [5], employing night ventilation can reduce cooling degree hours by 62% in a typical meteorological year. In the UK [17], [20] while external temperature drops significantly overnight, the benefit of night ventilation is sometimes restricted by sealed façades. However, its effectiveness increases substantially when combined with measures like window overhangs (shadings), which enhance thermal comfort and reduce dependency on mechanical cooling. Similarly a study in Poland [27] indicated that night ventilation has superior impact on summer thermal comfort compared to other methods such as ground-air heat exchangers. An application in Milan [9] highlights that the night ventilation results in significantly lower overheating risks compared to the baseline scenario, with operative temperatures exceeding 26°C and 28°C in only 2% and 20% of occupancy hours, respectively.

2.2.2 Evaporative Cooling

Evaporative cooling has been proposed by Tavakoli et al.[6] as a method of achieving indoor thermal resilience for non-residential buildings, citing two different approaches: direct and indirect evaporative cooling . Noting that, Future climate conditions might be drier than present. Thus, in the future, in current mixed humid climatic regions, evaporative cooling could be advantageous. In Direct Evaporative Cooling (DEC), the reduction in dry bulb temperature of the air with an increase in its humidity happens with the direct contact of water with the air stream. In summer, DEC can achieve energy savings of up to 82% compared to conventional air conditioning systems [30]. However, since this method increases the humidity, this is not the best option for humid climates. Indirect Evaporative Cooling (IEC) addresses the humidity issue by using two separate air streams, preventing direct contact between water and the air being cooled [30].

2.2.3 Ground-Based Cooling

Among passive cooling techniques, using lower ground temperature through some heat exchangers provides a reliable option for reducing cooling loads and stabilizing indoor temperatures [13]. Based on the study of Monna et al. [31] a buried (earth) duct system in combination with the solar chimney works effectively by stabilizing indoor temperatures of Palestine's school. Results indicate that on days with outdoor temperatures > 25ºC, almost all the classrooms' temperature is 5ºC lower than the outside.

For year-round temperature control, Canadian wells provide an alternative passive strategy. In this system, the outdoor air is naturally precooled to 16–18 °C (and preheated in winter)

through the Canadian well before it is entered into the building, resulting in reducing the reliance on active cooling systems and ensuring consistent indoor thermal conditions [32].

3.3. Modulation

Modulation strategies regulate heat absorption, storage, and release, enhancing the thermal environment by dynamically balancing energy use and comfort.

2.3.1 Mechanical Ventilation Systems and HVAC control

Mechanical ventilation and HVAC systems play a pivotal role in ensuring thermal comfort and energy efficiency in educational buildings. Mechanical ventilation fits dissipation when expelling heat, like exhaust fans, and modulation when actively regulating indoor conditions, like heat recovery systems. Heracleous et al. [5] proposed mechanical ventilation with heat recovery to reduce cooling demand in Mediterranean schools. Some studies [5], [33] use mix-mode, which combine natural and mechanical ventilation methods, as an effective strategy, especially for adapting to variable climates.

By implementing new control strategies, such as those based on occupancy and environmental conditions, the HVAC system can more effectively manage cooling demand [34]. The study of Englund et al. [34] suggests that in Swedish schools, switching from a constant air volume (CAV) system to a variable air volume (VAV) system, which adjust airflow based on need, can significantly reduce cooling demand. Also, smart HVAC control strategies further enhance energy efficiency by dynamically optimizing system performance. Cho et al. [35] proposed an intelligent HVAC control strategy for supplying comfortable and energy-efficient school environment. Under the non-disturbance scenario, the proposed strategy consumed 870 kWh for cooling, which represent 84% of the energy consumption compared to a rule-based algorithm.

2.3.2 Thermal modulation materials

Walls, floors and roofs with high thermal inertia play a crucial role in mitigating overheating risks. During summer, these construction systems can absorb heat during the day and release it at night, allowing night ventilation to expel the accumulated heat and prepare the system for the next day. This ability to store, conserve, and gradually release heat reduces the reliance on mechanical heating and cooling systems, creating a thermally resilient building envelope optimized for year-round comfort. Integrating such systems with effective ventilation further enhances their performance, making them a vital part of sustainable thermal design [13]. A study in Nepal's schools by Moktan et al. [14] indicates that using cast concrete with a thickness of 300 mm as thermal mass in external walls reduced classroom temperatures by approximately 3°C during midday peaks compared to the base case model. Dudzińska et al. [27] observed the effect of thermal mass and passive cooling methods. It is reported that having thermal mass and night ventilation led to reduce peak indoor air temperatures by approximately 3.9°C, ensuring better conditions during hot days. Using thermal mass combined with passive cooling methods could decrease up to 30% of discomfort hours in schools.

To address the issue of overheating, further analyses are planned to examine how thermal mass affects microclimate parameters and how different comfort models influence the assessment of conditions in overheated passive buildings [29]. addition to the passive thermal mass, Phase Change Materials (PCMs) are recognized for their ability to stabilize indoor

temperatures, especially in regions with high diurnal temperature variations. Their effectiveness is strongly influenced by the selection of appropriate melting points, which must align with local climatic conditions to ensure optimal thermal buffering [18]. Camacho-Montano et al.[18] demonstrate that PCMs as the internal partitions have potential of reducing discomfort hours due to overheating by up to 23 hours in lightweight building types.

2.3.3 Thermal adaptive envelope systems

Trombe walls offer a passive solution for both heating and cooling applications in schools [13]. In hot-arid climates, Rabani et al. [36] found that integrating Trombe walls with solar chimneys and evaporative cooling systems reduced by 8°C the indoor temperatures. In addition, energy efficiency was improved by 30%. Shen et al. [10] used porous materials for evaporative cooling and natural ventilation and reduced indoor temperatures by up to 14°C while improving the airflow.

2.3.4 Renewable Energy Integration

Renewable energy systems further enhance thermal modulation. Sun is the most important resource which could be used for cooling approaches in schools, as the peak solar radiation is in general aligned with high cooling needs. Heracleous et al. [37] demonstrated that a Solar PV systems' energy production could met the energy needs, including cooling demand, of retrofitted school in Mediterranean climate. Moreover, Sun K. et al [38] . revealed that PV systems (supplying 50 % of the HVAC needs) and thermal energy storage improve resilience against climate change impacts such as heat waves.

4. Conclusion

In this paper, various strategies to address the challenge of overheating in schools have been explored and categorized into three main approaches: prevention, dissipation, and modulation. Each of these approaches offers distinct advantages depending on the climate conditions and the construction characteristics of the building. A key finding from this study is that combining multiple strategies is often more effective than using them individually. For example, integrating insulation with ventilation, or utilizing night ventilation alongside shading significantly enhances thermal comfort and energy efficiency. To design retrofitted schools capable of managing overheating, it is recommended to apply all three categories of strategies in a complementary manner. Prevention strategies should be used to minimize heat gain, dissipation methods to remove excess heat, and modulation techniques to regulate indoor temperatures effectively. This integrated approach ensures a more resilient, comfortable, and sustainable building design.

5. References

[1] D. Barriopedro, R. García-Herrera, C. Ordóñez, D. G. Miralles, and S. Salcedo-Sanz, 'Heat Waves: Physical Understanding and Scientific Challenges', *Reviews of Geophysics*, vol. 61, no. 2, p. e2022RG000780, Jun. 2023, doi: 10.1029/2022RG000780.

[2] J. Goodman, M. Hurwitz, J. Park, and J. Smith, 'Heat and Learning', National Bureau of Economic Research, Cambridge, MA, w24639, May 2018. doi: 10.3386/w24639.

[3] A. Lemonsu, V. Viguié, M. Daniel, and V. Masson, 'Vulnerability to heat waves: Impact of urban expansion scenarios on urban heat island and heat stress in Paris (France)', *Urban Climate*, vol. 14, pp. 586–605, Dec. 2015, doi: 10.1016/j.uclim.2015.10.007.

[4] B. Lala and A. Hagishima, 'Impact of Escalating Heat Waves on Students' Well-Being and Overall Health: A Survey of Primary School Teachers', *Climate*, vol. 11, no. 6, p. 126, Jun. 2023, doi: 10.3390/cli11060126.

[5] C. Heracleous, A. Michael, A. Savvides, and C. Hayles, 'Climate change resilience of school premises in Cyprus: An examination of retrofit approaches and their implications on thermal and energy performance', *Journal of Building Engineering*, vol. 44, p. 103358, Dec. 2021, doi: 10.1016/j.jobe.2021.103358.

[6] E. Tavakoli, A. O'Donovan, M. Kolokotroni, and P. D. O'Sullivan, 'Evaluating the indoor thermal resilience of ventilative cooling in non-residential low energy buildings: A review', *Building and Environment*, vol. 222, p. 109376, Aug. 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109376.

[7] M. Bourdeau, X. Guo, and E. Nefzaoui, 'Buildings energy consumption generation gap: A post-occupancy assessment in a case study of three higher education buildings', *Energy and Buildings*, vol. 159, pp. 600–611, Jan. 2018, doi: 10.1016/j.enbuild.2017.11.062.

[8] C. M. De Azevedo Correia, C. N. D. Amorim, and M. Santamouris, 'Use of passive cooling techniques and super cool materials to minimize cooling energy and improve thermal comfort in Brazilian schools', *Energy and Buildings*, vol. 312, p. 114125, Jun. 2024, doi: 10.1016/j.enbuild.2024.114125.
[9] M. Zinzi, F. Pagliaro, S. Agnoli, F. Bisegna, and D. Iatauro, 'Assessing the overheating risks in Italian existing school buildings renovated with nZEB targets', *Energy Procedia*, vol. 142, pp. 2517–2524, Dec. 2017, doi: 10.1016/j.egypro.2017.12.192.
[10] P. Shen, W. Braham, and Y. Yi, 'The feasibility and importance of considering climate change impacts in building retrofit analysis', *Applied Energy*, vol. 233–234, pp. 254–270, Jan. 2019, doi: 10.1016/j.apenergy.2018.10.041.
[11] D. R. Liyanage, K. Hewage, S. A. Hussain, F. Razi, and R. Sadiq, 'Climate adaptation of existing buildings: A critical review on planning energy retrofit strategies for future climate', *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 199, p. 114476, Jul. 2024, doi: 10.1016/j.rser.2024.114476.
[12] M. Zafaranchi and H. Sozer, 'Enhancing energy efficiency through hourly assessments of passive interventions in educational-office buildings: A case study in a Mediterranean climate', *Energy Reports*, vol. 11, pp. 423–441, Jun. 2024, doi: 10.1016/j.egyr.2023.12.016.
[13] C. Díaz-López, A. Serrano-Jiménez, K. Verichev, and Á. Barrios-Padura, 'Passive cooling strategies to optimise sustainability and environmental ergonomics in Mediterranean schools based on a critical review', *Building and Environment*, vol. 221, p. 109297, Aug. 2022, doi: 10.1016/j.buildenv.2022.109297.
[14] B. Moktan and S. Uprety, 'Improving classroom thermal comfort of educational buildings: Case of Kantipur City College', *J. Eng. Iss. Solut.*, vol. 2, no. 1, pp. 93–110, Jun. 2023, doi: 10.3126/joeis.v2i1.49486.
[15] S. Jaouaf, B. Bensaad, and M. Habib, 'Passive strategies for energy-efficient educational facilities: Insights from a mediterranean primary school', *Energy Reports*, vol. 11, pp. 3653–3683, Jun. 2024, doi: 10.1016/j.egyr.2024.03.040.
[16] M. Trebilcock, B. Piderit, J. Soto, and R. Figueroa, 'A parametric analysis of simple passive strategies for improving thermal performance of school classrooms in Chile', *Architectural Science Review*, vol. 59, no. 5, pp. 385–399, Sep. 2016, doi: 10.1080/00038628.2016.1150251.
[17] J. Stephen, L. Bourikas, D. Teli, A. S. Bahaj, and R. Congreve, 'Internal thermal environment and futureproofing of a newly built, naturally ventilated UK school', *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.*, vol. 588, no. 3, p. 032071, Nov. 2020, doi: 10.1088/1755-1315/588/3/032071.
[18] S. C. Camacho-Montano, M. Cook, and A. Wagner, 'Avoiding overheating in existing school buildings through optimized passive measures', *Building Research & Information*, vol. 48, no. 4, pp. 349–363, May 2020, doi: 10.1080/09613218.2019.1663137.
[19] B. I. Ouedraogo, G. J. Levermore, and J. B. Parkinson, 'Future energy demand for public buildings in the context of climate change for Burkina Faso', *Building and Environment*, vol. 49, pp. 270–282, Mar. 2012, doi: 10.1016/j.buildenv.2011.10.003.
[20] D. Grassie, Y. Schwartz, P. Symonds, I. Korolija, A. Mavrogianni, and D. Mumovic, 'Energy retrofit and passive cooling: overheating and air quality in primary schools', *Buildings and Cities*, vol. 3, no. 1, pp. 204–225, Apr. 2022, doi: 10.5334/bc.159.
[21] S. Mehmood, J. Lizana, M. Núñez-Peiró, S. A. Maximov, and D. Friedrich, 'Resilient cooling pathway for extremely hot climates in southern Asia', *Applied Energy*, vol. 325, p. 119811, Nov. 2022, doi: 10.1016/j.apenergy.2022.119811.
[22] T. Van Hooff, B. Blocken, J. L. M. Hensen, and H. J. P. Timmermans, 'On the predicted effectiveness of climate adaptation measures for residential buildings', *Building and Environment*, vol. 82, pp. 300–316, Dec. 2014, doi: 10.1016/j.buildenv.2014.08.027.
[23] S. Cascone, F. Catania, A. Gagliano, and G. Sciuto, 'A comprehensive study on green roof performance for retrofitting existing buildings', *Building and Environment*, vol. 136, pp. 227–239, May 2018, doi: 10.1016/j.buildenv.2018.03.052.
[24] M. Mahmoodzadeh, P. Mukhopadhyaya, and C. Valeo, 'Effects of Extensive Green Roofs on Energy Performance of School Buildings in Four North American Climates', *Water*, vol. 12, no. 1, p. 6, Dec. 2019, doi: 10.3390/w12010006.
[25] R. Berry, S. J. Livesley, and L. Aye, 'Tree canopy shade impacts on solar irradiance received by building walls and their surface temperature', *Building and Environment*, vol. 69, pp. 91–100, Nov. 2013, doi: 10.1016/j.buildenv.2013.07.009.
[26] M. Salameh, 'Modifying School Courtyard Design to Optimize Thermal Conditions and Energy Consumption in a Hot Arid Climate', *J. Archit. Eng.*, vol. 30, no. 4, p. 04024033, Dec. 2024, doi: 10.1061/JAEIED.AEENG-1813.
[27] A. Dudzińska and T. Kisilewicz, 'Alternative Ways of Cooling a Passive School Building in Order to Maintain Thermal Comfort in Summer', *Energies*, vol. 14, no. 1, p. 70, Dec. 2020, doi: 10.3390/en14010070.
[28] C. Díaz-López, A. Serrano-Jiménez, J. Lizana, E. López-García, M. Molina-Huelva, and Á. Barrios-Padura, 'Passive action strategies in schools: A scientific mapping towards eco-efficiency in educational buildings', *Journal of Building Engineering*, vol. 45, p. 103598, Jan. 2022, doi: 10.1016/j.jobe.2021.103598.
[29] E. Davidson, Y. Schwartz, J. Williams, and D. Mumovic, 'Resilience of the higher education sector to future climates: A systematic review of predicted building energy performance and modelling approaches', *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 191, p. 114040, Mar. 2024, doi: 10.1016/j.rser.2023.114040.
[30] K. Panchabikesan, K. Vellaisamy, and V. Ramalingam, 'Passive cooling potential in buildings under various climatic conditions in India', *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 78, pp. 1236–1252, Oct. 2017, doi: 10.1016/j.rser.2017.05.030.
[31] S. Monna, M. Baba, A. Juaidi, A. Barlet, and D. Bruneau, 'Improving thermal environment for school buildings in Palestine, the role of passive design', *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1343, p. 012190, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1343/1/012190.
[32] A. Merabtine, C. Maalouf, A. Al Waheed Hawila, N. Martaj, and G. Polidori, 'Building energy audit, thermal comfort, and IAQ assessment of a school building: A case study', *Building and Environment*, vol. 145, pp. 62–76, Nov. 2018, doi: 10.1016/j.buildenv.2018.09.015.
[33] F. Pollozhani, R. S. McLeod, C. Schwarzbauer, and C. J. Hopfe, 'Assessing school ventilation strategies from the perspective of health, environment, and energy', *Applied Energy*, vol. 353, p. 121961, Jan. 2024, doi: 10.1016/j.apenergy.2023.121961.
[34] J. Steen Englund, M. Cehlin, J. Akander, and B. Moshfegh, 'Measured and Simulated Energy Use in a Secondary School Building in Sweden—A Case Study of Validation, Airing, and Occupancy Behaviour', *Energies*, vol. 13, no. 9, p. 2325, May 2020, doi: 10.3390/en13092325.
[35] J. Cho, Y. Heo, and J. W. Moon, 'An intelligent HVAC control strategy for supplying comfortable and energy-efficient school environment', *Advanced Engineering Informatics*, vol. 55, p. 101895, Jan. 2023, doi: 10.1016/j.aei.2023.101895.
[36] M. Rabani, V. Kalantar, A. A. Dehghan, and A. K. Faghih, 'Empirical investigation of the cooling performance of a new designed Trombe wall in combination with solar chimney and water spraying system', *Energy and Buildings*, vol. 102, pp. 45–57, Sep. 2015, doi: 10.1016/j.enbuild.2015.05.010.
[37] C. Heracleous *et al.*, 'Energy Retrofit of Public Educational Buildings and Sustainable Mobility: Case study in Crete', *IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci.*, vol. 1196, no. 1, p. 012033, Jun. 2023, doi: 10.1088/1755-1315/1196/1/012033.
[38] K. Sun, M. Specian, and T. Hong, 'Nexus of thermal resilience and energy efficiency in buildings: A case study of a nursing home', *Building and Environment*, vol. 177, p. 106842, Jun. 2020, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.106842.

Résilience aux vagues de chaleur d'un système de rafraîchissement adiabatique indirect destiné aux bâtiments tertiaires

Antoine BRETEAU[*1,2], Emmanuel BOZONNET[1], Patrick SALAGNAC[1], Jean-Marie CAOUS[2]

[1]LaSIE (UMR CNRS 7356), La Rochelle Université, AV. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France
[2]BLUETEK, ZI Nord les Pins, 37230 Luynes, France
[*](auteur correspondant : antoine.breteau@univ-lr.fr)

Résumé - Dans cet article, nous proposons différents indicateurs pour mettre en évidence les performances et la résilience d'une centrale de traitement d'air (CTA) qui peut intégrer un système de rafraîchissement adiabatique direct et indirect. Nous avons développé la stratégie de régulation du système dans un modèle numérique TRNSYS. En considérant les climats continental, méditerranéen, subtropical aride et équatorial, nous avons analysé les meilleures stratégies de fonctionnement pour une zone de bureaux typique. L'approche multicritère met en évidence l'efficacité moindre sous les climats équatoriaux. Le système est plus performant dans les environnements arides. Dans cette étude de cas, le climat méditerranéen se distingue par une meilleure efficacité en termes de consommation d'eau, tandis que le climat subtropical aride présente un avantage en matière de consommation des ventilateurs.

Nomenclature

AWD	degrés-heures de surchauffe extérieure au-dessus d'un seuil de température de base, °C.h
C	consommation énergétique, kWh
h	enthalpie, kJ/kg$_a$
HR	humidité relative, %
IOD	degrés-heures de surchauffe intérieure au-dessus d'un seuil de température opérative, °C.h
Q_v	débit d'air volumique, m^3/h
*SET**	température effective standard, °C
T	température, °C
V_w	volume d'eau évaporé, m^3
w	humidité absolue, kg$_a$/kg$_{eau}$

Acronymes

AD	adiabatique
FC	free-cooling
SYS	système
HX	échangeur

Symboles grecs

α	taux de croissance de la surchauffe, -
ε	efficacité, -

Indices et exposants

a	air
AI	air intérieur
AN	air neuf
AR	air repris
ARH	air repris humide
AS	air soufflé
ASH	air soufflé humide
CLIM	climatisation
fan	ventilateur
mr	radiante moyenne
pump	pompe
sat	saturation
u	utile
wb	bulbe humide

1. Introduction

L'année 2024 pourrait être la plus chaude jamais enregistrée, avec une température mondiale moyenne dépassant de 1,54 °C les niveaux préindustriels [1]. Le 6ème rapport du GIEC souligne que les activités humaines, notamment l'usage croissant de la climatisation, contribuent à cette hausse des températures. Bien qu'efficace en période de chaleur, la climatisation aggrave le réchauffement climatique [2]. Face à ce défi, des solutions alternatives, comme le

rafraîchissement adiabatique passif, se développent pour réduire la température intérieure des bâtiments tout en limitant la consommation énergétique et l'impact environnemental [3].

Le rafraîchissement adiabatique est une solution prometteuse pour le refroidissement des bâtiments face au changement climatique, selon l'Annexe 80 de l'IEA EBC [4]. Ces systèmes réduisent la température intérieure grâce à l'évaporation de l'eau lorsque l'air chaud traverse un matériau poreux humide [5]. Les systèmes directs apportent de l'air frais et humide, tandis que les systèmes indirects utilisent un échangeur de chaleur pour éviter l'apport d'humidité [6]. Les systèmes combinant ces deux approches optimisent dynamiquement les performances, bien qu'ils soient plus complexes et souvent intégrés à des centrales de traitement [3].

Cet article se concentre sur cette stratégie de refroidissement adiabatique indirect, combinée au free-cooling et au rafraîchissement adiabatique direct afin de maximiser les performances de la CTA. Par rapport au système adiabatique direct seul, nous évitons les désagréments liés à l'inconfort thermique et les problèmes dans le bâtiment causés par un taux d'humidité ambiant trop élevé. Le principe d'un système de refroidissement adiabatique indirect consiste à faire circuler un flux d'air secondaire qui est directement refroidi et humidifié par évaporation d'eau, tandis que le flux d'air alimentant le bâtiment est indirectement refroidi par cet air secondaire dans un échangeur de chaleur (HX) [7]. Il existe plusieurs typologies de systèmes indirects, tels que ceux utilisant le cycle de Maisotsenko (cycle M) [8], les systèmes à point de rosée [9], et les systèmes régénératifs [10]. Il existe également des systèmes de rafraîchissement adiabatique intégrés aux unités de traitement de l'air (CTA). Notre étude de cas présente deux modules complémentaires : un module adiabatique est installé dans la gaine d'air repris d'une CTA, et un module direct installé sur l'air soufflé pour augmenter le potentiel de refroidissement. Ces systèmes sont principalement utilisés dans les bâtiments tertiaires.

Dans cette étude, nous définissons d'abord les indicateurs de performance pour évaluer les multiples aspects du rafraîchissement adiabatique. Cette étude se concentre sur la CTA et le rafraîchissement adiabatique pour les bâtiments tertiaires. Le comportement du système est analysé pour quatre climats différents, mettant en évidence la prévalence du free-cooling ou des modes de fonctionnement adiabatiques. Les résultats des performances diffèrent en termes de résilience, de confort thermique et de consommation d'énergie ou d'eau.

2. Etude de cas

2.1. Intégration du système au bâtiment tertiaire

L'espace étudié est un open-space situé au premier étage d'un bâtiment en béton de deux niveaux (Figure 1). Cet espace couvre une surface de 82 m^2, avec une hauteur sous plafond de 3,10 m.

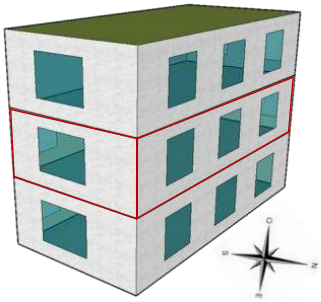


Figure 1 : Bâtiment

Figure 2 : Système adiabatique

L'espace étudié dispose d'une isolation intérieure de 12 cm sur les parois donnant sur l'extérieur. Les étages inférieurs et supérieurs sont similaires à la zone étudiée, il y a aucun

échange entre ces zones. Cet open-space accueille 5 occupants, présents de 8 h à 18 h du lundi au vendredi tout au long de l'année, à l'exception des périodes du 10 au 31 août et du 19 au 31 décembre. Chaque occupant utilise un ordinateur portable et un écran pour des activités de type « bureautique ». L'éclairage est régulé et assuré par des luminaires d'une puissance lumineuse de 27 W chacun. La perméabilité à l'air de l'open-space est de 1 $m^3/(h/m^2)$ sous 4 Pa. Une centrale de traitement d'air d'un débit de soufflage Q_{vASH} de 650 m^3/h (2,5 vol/h) assure simultanément le renouvellement de l'air et le refroidissement de l'espace intérieur. Ce débit représente le point d'équilibre optimal entre une réduction suffisante de la surchauffe et un débit de soufflage modéré.

Le système étudié est une centrale de traitement d'air équipée de deux modules adiabatiques (Figure 2) : l'un « indirect » (IEC) agissant sur l'air repris (AR) et l'autre « direct » (DEC) sur l'air soufflé (AS). L'intégration de systèmes adiabatiques renforce la capacité de refroidissement de la CTA, permettant d'atteindre une température de soufflage suffisamment basse pour répondre aux contraintes thermiques intérieures. Cela permet au système de fonctionner soit uniquement en mode indirect (IEC et HX activés), soit en mode combiné indirect et direct (IEC, DEC et HX activés), soit en free-cooling FC (Bypass activé et DEC et IEC inactifs), ou en mode échange double flux classique HX (IEC, DEC et Bypass désactivés) (Figure 3).

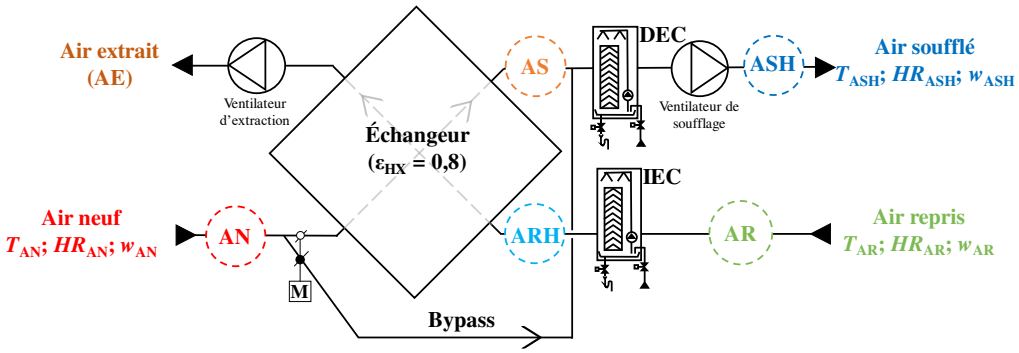


Figure 3 : Schéma de la CTA

La CTA est équipée d'un échangeur double flux à haut rendement ($\varepsilon_{HX} = 0,8$) et de deux ventilateurs (0,21 $W/(m^3/h)$). Les systèmes adiabatiques intègrent un média évaporatif en cellulose *Munters Celdek® 5090* ($\varepsilon_{sat} = 0,85$), une pompe de circulation d'une puissance de 40 W, un réservoir d'eau, un répartiteur d'eau (sans pulvérisation) et un automate de régulation. La régulation ajuste les modes de fonctionnement en fonction des températures de consigne, lesquelles varient selon l'occupation du bâtiment.

2.2. Méthodologie et modèle numérique

Un modèle numérique simplifié d'une CTA, qui intègre un échangeur double-flux et les deux systèmes adiabatiques, a été développé sur le logiciel de simulation dynamique des bâtiments TRNSYS©. Ce modèle s'appuie essentiellement sur l'efficacité de saturation des systèmes adiabatiques (1) (2) et la loi de mélange de l'échangeur double-flux **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**.

$$\epsilon_{sat,IEC} = \frac{T_{AR} - T_{ARH}}{T_{AR} - T_{wb,AR}} \quad (1) \qquad \epsilon_{sat,DEC} = \frac{T_{AS} - T_{ASH}}{T_{AS} - T_{wb,AS}} \quad (2) \qquad \varepsilon_{HX} = \frac{h_{AN} - h_{AS}}{h_{AN} - h_{ARH}} \quad (3)$$

L'efficacité de saturation des systèmes adiabatiques dépend du potentiel de rafraîchissement de l'air en amont des systèmes concernés. Quant à l'efficacité de l'échangeur double-flux, elle repose sur les variations d'enthalpie entre les entrées et les sorties de l'échangeur.

Les performances du système ont été évaluées en fonction de différentes localisations, couvrant une large gamme de climats distincts : **Carpentras** (climat méditerranéen chaud et aride), **Paris** (climat mixte continental et humide), **Abu Dhabi** (climat subtropical chaud et sec) et **Singapour** (climat équatorial chaud et humide). Les fichiers météorologiques utilisés proviennent de l'annexe 80 [4]. Les simulations ont été réalisées sur une période caniculaire à moyen terme (2040-2060), en prenant en compte un scénario d'émissions défavorables.

Différents indicateurs de confort, performance et résilience sont étudiés. Le confort intérieur est évalué à travers la température opérative T_{op} et la température effective standard *SET**. La *SET** est une température équivalente qui représente la température sèche d'un environnement isotherme à 50 % d'humidité relative, où les occupants ressentent les mêmes contraintes thermiques et thermorégulatrices que dans l'environnement réel [11]. La température opérative (T_{op}) est une température résultante sèche qui représente l'effet combiné du rayonnement et de la convection sur le confort thermique.

$$T_{op} = \frac{T_{AI} + T_{mr}}{2} \qquad (4)$$

$$DH \text{ or } SETH = \sum_{h=1}^{n} \left(T_i - T_{i,lim}\right)_{T_i > T_{i,lim}} \qquad (5)$$

L'inconfort intérieur est quantifié par les degrés-heures (*DH* et *SETH*) au-dessus d'une température limite ($T_{i,lim}$). Cette valeur est déterminée via la méthode *PMV* définie par l'ASHRAE 55 [12], en prenant $PMV = 0$, une vitesse d'air de 0,2 m/s, un métabolisme de 1,4 met et une vêture de 0,5 clo. Selon le diagramme psychrométrique de confort de l'ASHRAE (2013), une température T_{op} de 26 °C correspond à un *SET** de 25,6 °C. La résilience du système est évaluée par l'indicateur α, qui mesure la résistance du bâtiment face au changement climatique et au risque de surchauffe, basé sur le rapport entre les indicateurs *IOD* et *AWD* [13]. De plus, l'analyse de la performance a été faite par le biais du coefficient de performance (*COP*) qui est le rapport entre la quantité d'énergie utile au refroidissement et la quantité d'énergie consommée par le système.

3. Résultats et discussions

3.1. Fonctionnement du système

Tout d'abord, nous avons analysé le fonctionnement du système. La Figure 4 montre le temps de fonctionnement des différents modes de fonctionnement de la CTA.

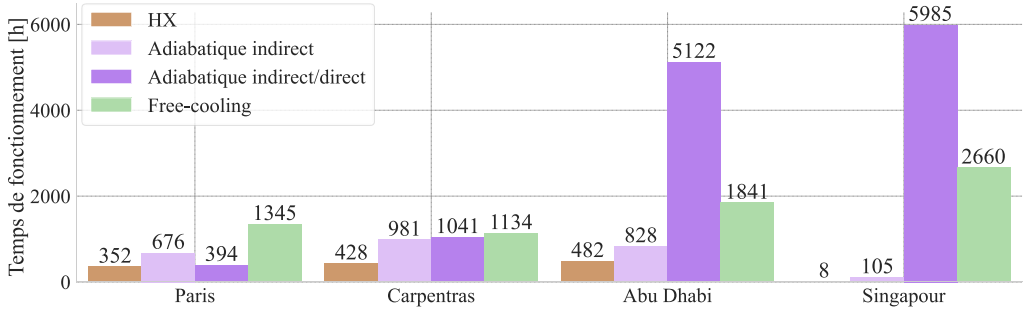


Figure 4 : Heure de fonctionnement des différents modes de la CTA

La Figure 4 illustre les disparités de fonctionnement de la CTA selon les climats. Dans les climats chauds, comme Abu Dhabi (5122 h) et Singapour (5985 h), le mode indirect/direct domine dû aux fortes chaleurs extérieures et donc à la demande de froid constante. À Singapour, le free-cooling est également important avec 2660 h, soit 44 % de plus qu'à Abu Dhabi, tandis que le mode double flux (HX) est presque inexistant (8 h). Dans les climats tempérés comme Paris et Carpentras, les modes sont plus équilibrés : le free-cooling domine à Paris (1345 h) et

Carpentras (1134 h), tandis que le mode indirect/direct est davantage utilisé à Carpentras (1041 h contre 394 h à Paris). Ces résultats montrent qu'en climats chauds, le mode indirect seul ne suffit pas et nécessite le mode direct, tandis que le free-cooling est particulièrement adapté aux climats tempérés. Le mode double flux reste peu utilisé, quel que soit le climat, soulignant l'importance d'adapter la CTA aux conditions climatiques.

La Figure 5 met en évidence les disparités importantes observées entre les différents climats en termes de consommation d'énergie du ventilateur et la Figure 6 montre la quantité d'eau évaporée par les systèmes adiabatiques.

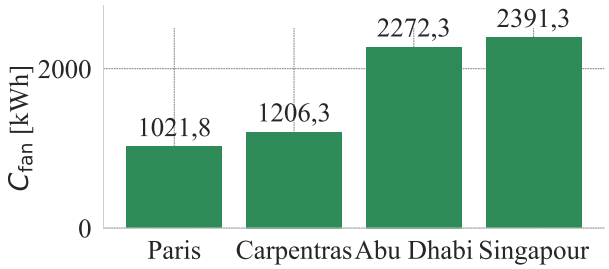


Figure 5 : Consommation énergétique du ventilateur

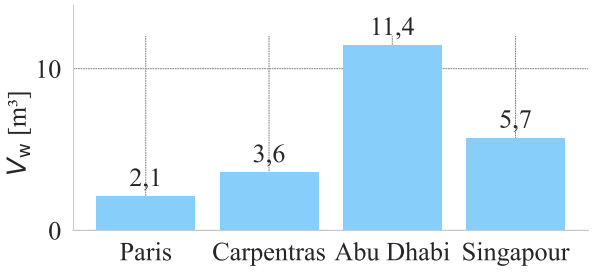


Figure 6 : Volume d'eau évaporé

La Figure 5 montre que la consommation énergétique du ventilateur varie peu selon les climats. Entre Paris et Carpentras, l'augmentation est de 18 %, tandis qu'entre Abu Dhabi et Singapour, elle est de 5 %, grâce à l'usage du free-cooling. La Figure 6 révèle une forte variation de la consommation d'eau évaporée. À Abu Dhabi (climat subtropical chaud), le système a évaporé 11,4 m^3 d'eau, soit deux fois plus qu'à Singapour (climat équatorial) et plus de cinq fois plus qu'à Paris (climat tempéré). Cette différence s'explique par l'utilisation intensive des systèmes adiabatiques dans les climats chauds et secs, où l'évaporation est plus élevée que dans des climats humides, comme celui de Singapour. Une tendance similaire est également constatée pour les climats de Paris et de Carpentras.

3.2. Performance du système

Concernant les performances du système, elles ont été analysées en étudiant l'impact du système sur la surchauffe intérieure du bâtiment, notamment en évaluant son impact sur les degrés-heures intérieurs, calculés en fonction de T_{op} (*DH*) mais aussi de la *SET** (*SETH*), afin de tenir compte de l'aspect hydrique de l'air. La Figure 7 montre les valeurs de cette surchauffe pour tous les climats avec système et sans système (Référence).

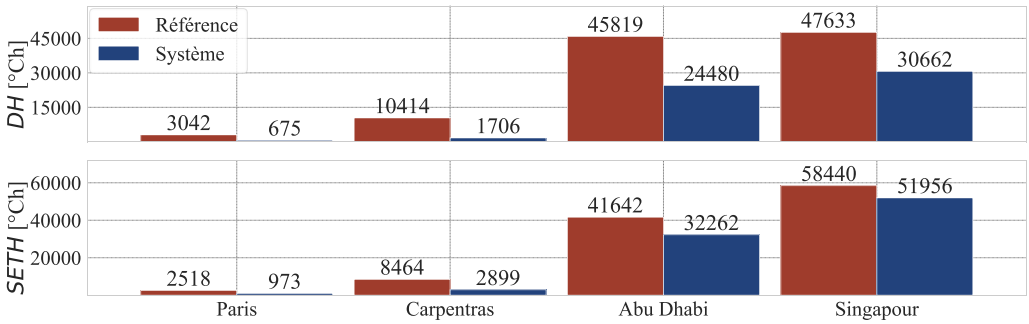


Figure 7 : Surchauffe intérieure

Ce graphique met en évidence des tendances similaires pour les indicateurs *DH* et *SETH* selon les climats. Pour le cas de référence, le climat continental affiche le niveau d'inconfort le plus faible, tandis que le climat équatorial enregistre le plus élevé. L'inconfort est plus marqué dans les climats extrêmes (Abu Dhabi, Singapour) que dans les climats tempérés, et l'impact du

système varie selon le climat. Dans les climats chauds et arides, le mode indirect/direct est utilisé plus fréquemment, ce qui introduit un air plus humide et impacte davantage le confort. Avec les *DH*, le système réduit l'inconfort de 77 % à Paris et de 83 % à Carpentras. En revanche, lorsque l'humidité relative de l'air est prise en compte (*SETH)*, les résultats montrent des réductions d'inconfort moindres, surtout à Singapour (11 % avec les *SETH* contre 36 % avec les *DH*). Cet écart s'explique par deux facteurs :

- L'humidité extérieure élevée dans les climats équatoriaux limite l'efficacité du système, notamment dans l'analyse du confort thermique basée sur la *SET**.
- L'utilisation accrue du mode indirect/direct dans ces conditions introduit davantage d'air humide à l'intérieur, en comparaison avec le mode indirect seul.

Cette différence est moins marquée dans les climats tempérés, où les *SETH* diminuent de 61 % à Paris et de 66 % à Carpentras.

Les performances du système ont ensuite été évaluées à l'aide du coefficient de performance, comme illustré à la Figure 8. Cette analyse a été réalisée pour trois configurations distinctes. Le *COP* a été calculé en simulant une climatisation qui remplacerait la CTA. Dans un premier temps, les *COP* de la CTA avec tous les modules activés (6) et sans les modules adiabatiques (noAD) (7) ont été calculés.

$$COP = \frac{C_{\mathrm{CLIM}}}{C_{\mathrm{fan}} + C_{\mathrm{pump}}} \qquad (6) \qquad COP_{\mathrm{noAD}} = \frac{C_{\mathrm{CLIM,noAD}}}{C_{\mathrm{fan,noAD}}} \qquad (7)$$

Par la suite, la contribution des modules adiabatiques dans la CTA a été déterminée grâce à l'équation (4) :

$$COP_{\mathrm{AD}} = \frac{C_{\mathrm{CLIM}} - C_{\mathrm{CLIM,noAD}}}{(C_{\mathrm{fan}} - C_{\mathrm{fan,noAD}}) + C_{\mathrm{pump}}} \qquad (8)$$

La quantité d'énergie utile C_{CLIM} désigne l'énergie nécessaire au système de climatisation pour maintenir la température de consigne qui est définie comme la température intérieure obtenue à partir des simulations avec la CTA. C_{pump} et C_{fan} représentent respectivement la consommation énergétique de la pompe des modules adiabatiques et la consommation des ventilateurs.

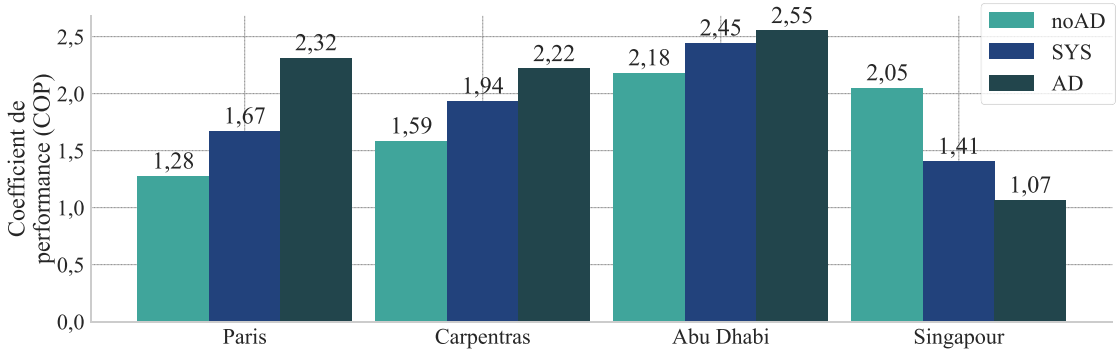


Figure 8 : Coefficients de performance du système avec et sans systèmes adiabatiques

Ce graphique illustre les performances de la CTA selon les climats, avec et sans systèmes adiabatiques. Sans systèmes adiabatiques (noAD), la CTA est la plus performante à Abu Dhabi avec un *COP* de 2,18, soit 6 % de mieux qu'à Singapour et 37 % qu'à Carpentras. Globalement, l'ajout des systèmes adiabatiques (SYS) augmentent les performances de la CTA avec +30 % pour Paris et +22 % pour Carpentras sauf pour le climat équatorial, où l'humidité du climat réduit le *COP* de 31 % (1,41). Abu Dhabi offre les meilleures performances avec un *COP* de 2,45, soit 26 % de plus qu'à Carpentras. Le *COP* des systèmes adiabatiques seuls (AD) atteint 2,55 à Abu Dhabi, soit 15 % supérieur au climat de Carpentras et plus de deux fois supérieur à celui enregistré à Singapour. L'ajout des systèmes adiabatiques, en particulier lorsqu'ils

combinent les technologies indirectes et directes, offre de meilleures performances dans des climats arides subtropicaux, tandis qu'ils sont moins efficaces dans des climats très humides, tels que celui de Singapour.

Pour finir, les performances du système au travers d'indicateurs de performance et de résilience spécifiques ont été évaluées. Les indicateurs utilisés ($\Delta SETH/V_w$) et ($\Delta SETH/C_{fan,SYS}$) sont définis comme la réduction de la surchauffe intérieure ($\Delta SETH$) par rapport au volume d'eau évaporé (V_w) et par rapport à la consommation énergétique du ventilateur ($C_{fan,SYS}$). Le Tableau 1 montre les résultats des simulations réalisées avec et *sans* le système en fonctionnement.

	Carpentras	Paris	Abu Dhabi	Singapour
$SET^*_{dailymax}$ [°C]	30,7 *(33,9)*	29,5 *(31,8)*	41,6 *(43,2)*	39,1 *(40,0)*
$\Delta SETH/C_{fan,SYS}$ [°C.h/kWh]	4,61	1,51	4,12	2,71
$\Delta SETH/V_w$ [°C.h/L]	1,54	0,73	0,82	1,13
α [-]	0,17 *(1,03)*	0,19 *(0,85)*	0,59 *(1,10)*	1,21 *(1,88)*

Tableau 1 : Performances du système pour les différents climats

Les résultats mettent en évidence les variations de performance du système en fonction des climats étudiés. Tout d'abord, nous observons que le système permet de réduire le $SET^*_{dailymax}$ dans la plupart des climats. Cependant, dans des conditions d'humidité élevée, l'impact du système sur les valeurs maximales est moins prononcé, comme le montrent les résultats pour Singapour, où la réduction n'est que de 0,9°C. Ceci est principalement dû à l'utilisation intensive des modes indirect et direct pour un volume traité relativement faible. Ensuite, l'impact du système sur la résilience du bâtiment varie en fonction des climats. Dans la plupart des climats, le système permet d'améliorer la résilience des bâtiments, notamment à Carpentras, où le coefficient α est réduit de 83 % (de 1,03 à 0,17). L'impact du système est similaire dans les autres climats français, bien qu'il soit moins prononcé dans les climats extrêmes comme à Abu Dhabi, où la réduction n'est que de 46 %. En climat équatorial (Singapour), en revanche, le système ne permet pas au bâtiment d'éliminer la chaleur extérieure à long terme ($\alpha > 1$).

Les climats arides, comme Carpentras et Abu Dhabi, offrent les meilleures performances. Considérant la réduction de la surchauffe ($\Delta SETH$) par rapport à la consommation énergétique du ventilateur, le système permet un gain respectif de 4,61 °C.h/kWh et 4,12 °C.h/kWh. En revanche, dans des climats plus humides comme celui de Paris, cette performance diminue de 67 % par rapport à Carpentras (1,51 °C.h/kWh). La réduction de la surchauffe par rapport au volume d'eau évaporé est meilleure dans les climats arides modérés comme celui de Carpentras, atteignant 1,54 °C.h/L, soit une performance deux fois plus supérieure par rapport à Paris. Le gain à Singapour dépasse celui d'Abu Dhabi grâce à une réduction efficace de la surchauffe par free-cooling, et une faible consommation d'eau (5,7 m^3) malgré une utilisation intensive du mode indirect/direct (5985 heures).

4. Conclusions

L'objectif de cette étude était d'évaluer les performances du rafraîchissement adiabatique avec free-cooling et HX pour les bâtiments tertiaires. Globalement, les résultats montrent que le système est le plus performant dans le climat méditerranéen, offrant le meilleur équilibre entre la consommation d'eau et d'énergie, ainsi que son potentiel de réduction de la surchauffe. Dans les climats arides, les conditions extérieures augmentent le potentiel de rafraîchissement adiabatique, réduisant ainsi l'utilisation du free-cooling et du mode classique double flux (HX),

ce qui réduit la consommation d'énergie du ventilateur. En revanche, dans les climats équatoriaux, l'humidité élevée limite l'évaporation de l'eau, réduisant le potentiel de rafraîchissement du système adiabatique, ce qui limite la performance du système. D'autre part, l'utilisation accrue du free-cooling permet de mieux atténuer la surchauffe tout en réduisant la consommation d'eau, mais peut affecter l'efficacité globale en raison de la consommation d'énergie du ventilateur.

Ainsi, si les climats chauds et secs offrent les meilleures performances, les climats équatoriaux et continentaux présentent chacun des avantages spécifiques en fonction des indicateurs retenus. Ces résultats soulignent l'importance d'adapter la gestion du système aux conditions climatiques. Bien que spécifiques à une configuration donnée, les paramètres du système peuvent être ajustés pour optimiser les performances dans n'importe quel climat.

Références

[1] WMO, OMM, WMO (2024). https://wmo.int/news/media-centre/2024-track-be-hottest-year-record-warming-temporarily-hits-15degc.

[2] IPCC, AR6 Climate Change 2022: Mitigation of Climate Change — IPCC, (2022). https://www.ipcc.ch/report/sixth-assessment-report-working-group-3/.

[3] PROFEEL, Les solutions de rafraichissement adiabatique dans les bâtiments tertiaires en rénovation, Profeel (2021). https://programmeprofeel.fr/ressources/guide-les-solutions-de-rafraichissement-adiabatique-dans-les-batiments-tertiaires-en-renovation/.

[4] S. Attia et al., Resilient Cooling in Buildings – A Review of definitions and evaluation methodologies, CLIMA 2022 Conference (2022). https://doi.org/10.34641/clima.2022.195.

[5] J.R. Watt, Evaporative air conditioning handbook, 3rd ed., Fairmont Press, Lilburn, GA, Upper Saddle River, NJ, 1997.

[6] Y. Xuan et al., Research and application of evaporative cooling in China: A review (I)–Research, Renewable and Sustainable Energy Reviews 16 (2012) 3535–3546.

[7] P. Kowalski, D. Kwiecień, Evaluation of simple evaporative cooling systems in an industrial building in Poland, Journal of Building Engineering 32 (2020) 101555. https://doi.org/10.1016/j.jobe.2020.101555.

[8] V. Maisotsenko et al., Method and plate apparatus for dew point evaporative cooler, US6581402B2, 2003. https://patents.google.com/patent/US6581402B2/en.

[9] L. Jia et al., Study of the thermal performance of a novel dew point evaporative cooler, Applied Thermal Engineering 160 (2019) 114069. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114069.

[10] S. Kashyap, J. Sarkar, A. Kumar, Exergy, economic, environmental and sustainability analyses of possible regenerative evaporative cooling device topologies, Building and Environment 180 (2020) 107033. https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2020.107033.

[11] A. Gagge, A. Fobelets, L. Berglund, A standard predictive index of human response to the thermal environment, Ashrae Transactions 92 (1986) 709–731.

[12] ASHRAE, ANSI/ASHRAE Standard 55-2013, (2013).

[13] M. Hamdy et al., The impact of climate change on the overheating risk in dwellings—A Dutch case study, Building and Environment 122 (2017) 307–323. https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2017.06.031.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Association National de la Recherche et de la Technologie (ANRT) pour son soutien financier (No. 2022/1087).

Utilisation des données des zones climatiques locales pour la représentation de l'utilisation des terres dans les modèles de recherche et de prévision météorologiques (WRF)

Utilizing Local Climate Zone Data for Land Use Representation in Weather Research and Forecasting (WRF) Models

Hamza NISAR[1, 2], Christophe MENEZO[1], Mattheos SANTAMOURIS[2]

1 Laboratoire LOCIE UMR 5271, Université Savoie Mont Blanc – CNRS (France)
2 School Built Environment, University New South Wales (Sydney)

Abstract:

Local Climate Zones (LCZs) classify urban areas based on their morphology and thermal properties. Using the WUDAPT Level 0 methodology, this study develops an LCZ map for Lyon by leveraging satellite imagery and open-source tools. The process involves collecting training data, performing classification, and validating results. The LCZ map reveals Lyon's diverse urban structures, offering valuable insights for climate studies and sustainable urban planning. This study highlights the utility of LCZ datasets in addressing challenges posed by urbanization and climate change.

Introduction:

Land-use data play a crucial role in atmospheric numerical modeling by quantifying the physical properties of various land types. These properties, such as albedo (α), emissivity (ε), surface roughness length (z_0m), soil heat capacity (C), thermal inertia (λ), and soil moisture availability (M), significantly influence land-atmosphere exchanges. These exchanges affect the energy balance, heat fluxes, and moisture dynamics, which are essential for modeling near-surface meteorological variables such as temperature and humidity [1], [2].

Accurate land-use representation is vital for ensuring the reliability of numerical models like the Weather Research and Forecasting (WRF) model. Land-use variability directly impacts predictions of temperature, precipitation, and humidity [3], [4]. Existing datasets, such as the USGS global land-use map (30″ spatial resolution, ~1 km) [6] and the CORINE dataset for Europe (100 m resolution) [5], provide a baseline for land-use representation. However, these datasets lack the granularity needed to capture urban heterogeneity, particularly in densely populated areas.

The LCZ framework addresses this limitation by offering detailed classifications of urban and natural areas into distinct categories based on morphology and land cover [10]. This fine-grained approach improves the representation of urban effects on climate variables, such as near-surface air temperature (SAT) [9].

The WUDAPT (World Urban Database and Access Portal Tools) project provides a standardized methodology for generating LCZ maps globally using open-source tools and satellite imagery [14], [15]. The workflow involves collecting training data, applying supervised classification algorithms, and validating results with local knowledge. LCZ maps have significantly improved urban climate modeling, particularly when integrated with the WRF Urban Canopy Model (WRF-UCM) [10]. For example, WRF-UCM modifies urban surface parameters, enabling the simulation of diverse urban morphologies and their impacts on SAT [8].

Despite its advantages, the WUDAPT approach faces challenges, including variability in mapping quality due to inconsistent training data and classification errors [18], [19], [20]. Differentiating between similar LCZ types (e.g., compact high-rise vs. compact mid-rise) remains difficult due to limited building height data. Ground-truth data scarcity also complicates validation. Despite these challenges, WUDAPT has been applied to over 100 cities, showcasing its scalability and utility for urban climate research [14], [15].

This study applies the WUDAPT LCZ methodology to develop a detailed map for Lyon, France. By integrating the LCZ map with the WRF model, we aim to assess its quality, spatial resolution, and applicability in capturing urban thermal environments, particularly near-surface air temperature variations.

Study Area and Model Configuration:

The study focuses on Lyon, France, characterized by diverse urban development, including low-rise residential zones and high-density areas such as compact low-rise and mid-rise LCZ types. Lyon's temperate oceanic climate, with August being the warmest month (26–30°C average temperatures), experiences pronounced urban heat island (UHI) effects due to dense infrastructure and limited green spaces.

To simulate atmospheric conditions during the peak UHI period (17–22 August), the Weather Research and Forecasting (WRF) model is employed with three nested domains. The outermost domain (D1, 3.5 km resolution, 150x150 grid) captures regional meteorology, while the second domain (D2, 1.17 km, 130x130 grid) focuses on urban and peri-urban areas. The innermost domain (D3, 0.39 km, 100x100 grid) resolves localized UHI effects and urban-atmosphere interactions, ensuring detailed, multi-scale analysis. This hierarchical domain configuration ensures comprehensive and accurate coverage of meteorological processes across multiple spatial scales, as depicted in Figure 1.

The initial and boundary conditions for the WRF model are derived from the ERA5 reanalysis dataset, which provides high-quality atmospheric data with a temporal resolution of 1 hour and a spatial resolution of approximately 31 km. ERA5 data accurately represents the large-scale meteorological conditions influencing the study area. The WRF model is coupled with the Building Effect Parameterization (BEP) and Building Energy Model (BEM) to represent urban canopy processes accurately. The BEP accounts for the effects of urban structures on wind flow, turbulence, and energy exchange, while the BEM simulates the thermal properties of buildings.

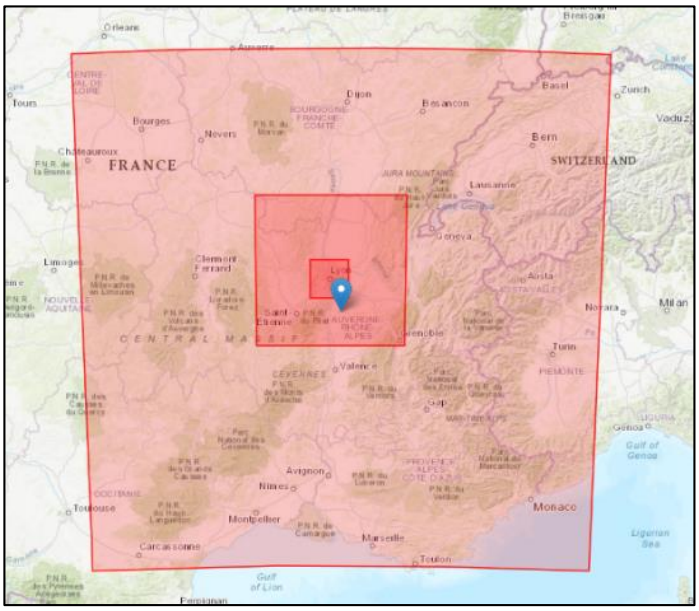


Figure 1: Study area of Lyon and Domains

Land Use Data:

The WUDAPT Local Climate Zone (LCZ) dataset is utilized to evaluate its impact on UHI simulations. Google Earth has been employed to provide initial mapping by collecting training data for various urban and peri-urban zones as shown in Figure 2 . This data is then integrated into the WUDAPT platform, which facilitates the creation of the LCZ map through its standardized community-driven mapping workflow. The high granularity of the resulting LCZ dataset enables precise representation of urban morphology and land-use patterns. By incorporating this dataset into the WRF-UCM model, the study investigates its effectiveness in capturing urban-atmosphere interactions and its influence on UHI effects.

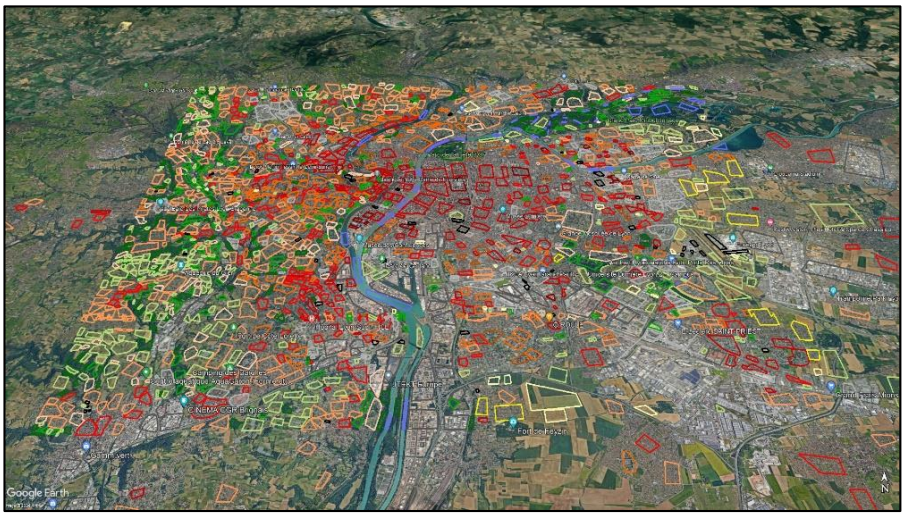


Figure 2: Training data and LCZ Classification

Results:

Land Use Classification Analysis of LCZ:

The classification of urban land use and land cover is a crucial factor in understanding the spatial heterogeneity of urban morphology and its implications for climatic processes. The WUDAPT LCZ dataset utilizes values from 30 to 40 to define urban zones, distinguishing 10 categories such as Compact Highrise, Open Lowrise, and Compact Midrise. This high granularity enables precise differentiation of localized urban features, as shown in Figure 3.

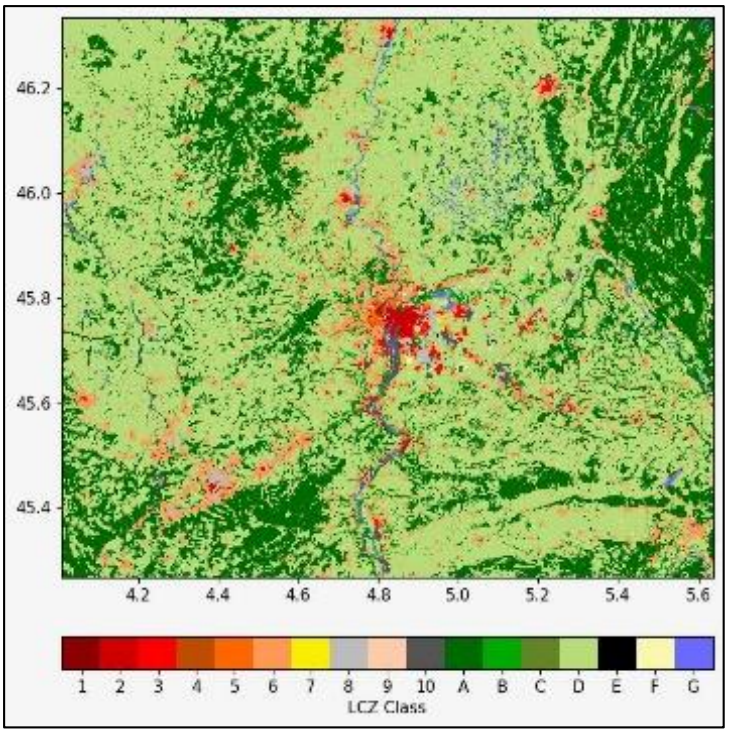


Figure 3: LCZ Classification Map

The LCZ dataset demonstrates its ability to capture fine-scale variability in urban morphology. For example, it records 1928 pixels for Open Lowrise and 308 pixels for Compact Midrise, reflecting its detailed representation of urban characteristics. Categories such as Compact Highrise and Open Highrise are well-represented, further highlighting LCZ's superior capacity for resolving diverse urban morphologies.

Evaluation of Temperature Simulations:

The statistical evaluation of temperature simulations using the LCZ dataset against observational data at two distinct locations (Bron and LFLL) reveals key insights into its performance and suitability for urban climate modeling. As depicted in Figure 4 and Figure 5, the LCZ dataset demonstrates strong alignment with observational data, with correlation coefficients of R=0.96 for Bron and R=0.94 for LFLL.

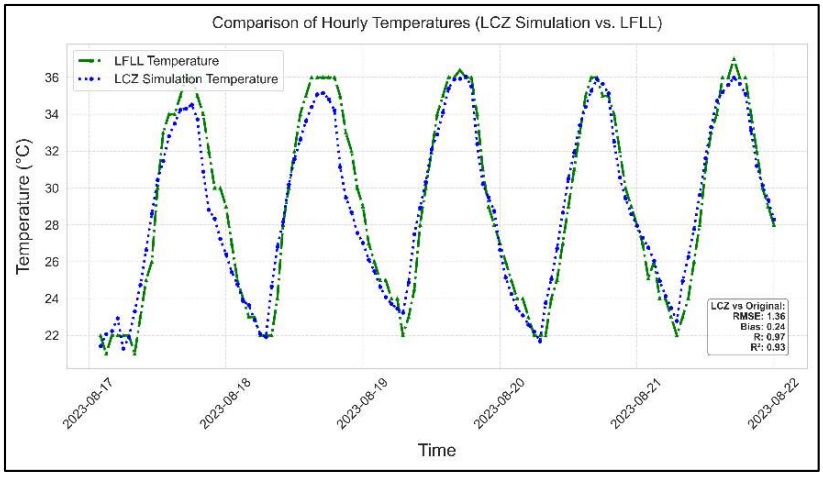


Figure 4: Comparison of simulated temperature against observational data (LFLL station)

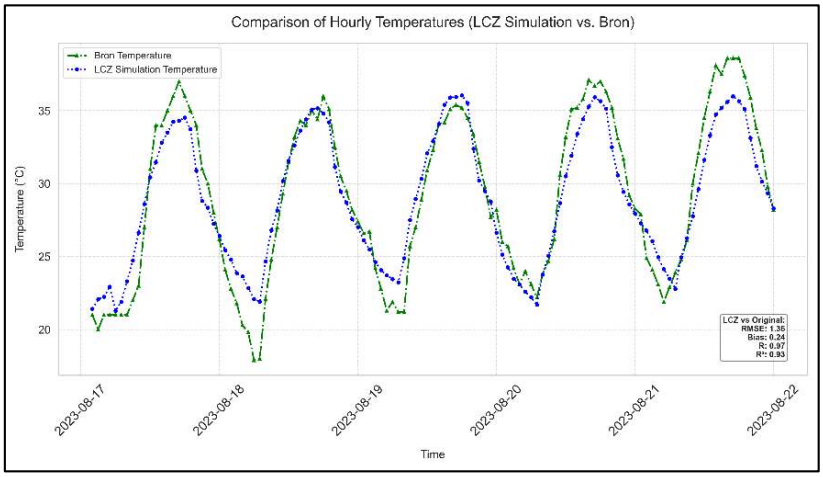


Figure 5: Comparison of simulated temperature against observational data (Bron station)

The statistical metrics, summarized in Table 3, underscore LCZ's ability to resolve finer-scale temporal dynamics, albeit with slightly higher RMSE values compared to broader datasets.

Location	Dataset	RMSE (°C)	Bias (°C)	R	R^2
Bron	LCZ	1.80	0.65	0.96	0.90
LFLL	LCZ	1.36	0.24	0.97	0.93

Table 1: Statistical Evaluation Data

LCZ's strength lies in its capacity to capture detailed diurnal temperature fluctuations and localized thermal variability. This is achieved through its precise classifications, such as Compact Highrise and Lightweight Lowrise zones, which are critical for microclimatic assessments. Figure 5 illustrates the temperature patterns for Bron, where LCZ exhibits significant variability in diurnal cycles, reflecting the nuanced impact of urban morphology on thermal dynamics. Similarly, Figure 4 highlights the LFLL location, where LCZ demonstrates its ability to represent complex thermal interactions in diverse urban and peri-urban environments.

Building on the statistical evaluation, the spatial temperature distribution maps further highlight the strengths of the LCZ dataset. As shown in Figure 6, LCZ captures highly localized temperature variations, emphasizing the impact of urban morphology on thermal profiles. Its detailed classifications allow for the identification of specific features, such as "High-Temperature Zones" in densely built areas and "Cooler Urban Fringes" influenced by vegetation. This granularity is essential for microclimatic studies and urban heat mitigation efforts, where understanding fine-scale dynamics is crucial

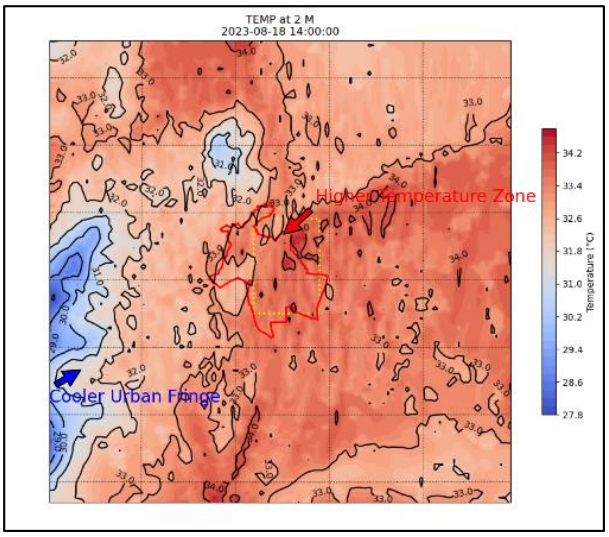


Figure 6: Lyon Temperature Distribution

The LCZ dataset's high spatial resolution makes it ideal for detailed urban climate modeling and localized interventions. Its ability to capture fine-scale urban morphology and land-use impacts ensures that it is indispensable for studies focused on urban heat islands, microclimate assessments, and targeted mitigation strategies. The inclusion of detailed land-use types provides the necessary granularity for advancing urban climate research and supporting sustainable urban development initiatives.

Conclusion

This study demonstrates the effectiveness of the WUDAPT LCZ dataset in urban climate modeling. The dataset's high spatial resolution and detailed classifications enable precise representation of urban heat islands and microclimatic dynamics. Statistical evaluations reveal strong alignment with observational data, underscoring its suitability for urban climate research.

By capturing fine-scale urban morphology, the LCZ dataset supports sustainable urban planning and climate adaptation strategies. Additionally, it provides a robust framework for testing large-scale urban surface cladding, evaluating the influence of mass integration of solar PV components, and assessing urban energy efficiency measures. These applications are crucial for optimizing building materials, enhancing urban resilience, and developing strategies to mitigate climate change impacts in densely populated areas.

Acknowledgment
This project is supported by the AUFRANDE program and co-funded by the European Union and the EUR Solar Academy.

References:

[1] F. Chen and Y. Zhang, "On the coupling strength between the land surface and the atmosphere: From viewpoint of surface exchange coefficients," *Geophys Res Lett*, vol. 36, no. 10, May 2009, doi: 10.1029/2009GL037980.

[2] R. Mahmood, R. A. Pielke, and C. A. McAlpine, "Climate-relevant land use and land cover change policies," *Bull Am Meteorol Soc*, vol. 97, no. 2, pp. 195–202, Feb. 2016, doi: 10.1175/BAMS-D-14-00221.1.

[3] B. Jiménez-Esteve, M. Udina, M. R. Soler, N. Pepin, and J. R. Miró, "Land use and topography influence in a complex terrain area: A high resolution mesoscale modelling study over the Eastern Pyrenees using the WRF model," *Atmos Res*, vol. 202, pp. 49–62, Apr. 2018, doi: 10.1016/J.ATMOSRES.2017.11.012.

[4] S. Hong, V. Lakshmi, E. E. Small, F. Chen, M. Tewari, and K. W. Manning, "Effects of vegetation and soil moisture on the simulated land surface processes from the coupled WRF/Noah model," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 114, no. D18, p. 18118, Sep. 2009, doi: 10.1029/2008JD011249.

[5] "(PDF) A Description of the Advanced Research WRF Version 3." Accessed: Jan. 16, 2025. [Online]. Available: https://www.researchgate.net/publication/306154004_A_Description_of_the_Advanced_Research_WRF_Version_3

[6] J. R. Anderson, E. E. Hardy, J. T. Roach, and R. E. Witmer, "A land use and land cover classification system for use with remote sensor data," *Professional Paper*, 1976, doi: 10.3133/PP964.

[7] Q. Huang and Y. Lu, "Urban heat island research from 1991 to 2015: a bibliometric analysis," *Theor Appl Climatol*, vol. 131, no. 3–4, pp. 1055–1067, Feb. 2018, doi: 10.1007/S00704-016-2025-1.

[8] Y. Shi, L. Katzschner, and E. Ng, "Modelling the fine-scale spatiotemporal pattern of urban heat island effect using land use regression approach in a megacity," *Science of the Total Environment*, vol. 618, pp. 891–904, Mar. 2018, doi: 10.1016/j.scitotenv.2017.08.252.

[9] T. Liang *et al.*, "Simulation of the influence of a fine-scale urban underlying surface on the urban heat island effect in Beijing," *Atmos Res*, vol. 262, Nov. 2021, doi: 10.1016/J.ATMOSRES.2021.105786.

[10] I. D. Stewart and T. R. Oke, "Local climate zones for urban temperature studies," *Bull Am Meteorol Soc*, vol. 93, no. 12, pp. 1879–1900, Dec. 2012, doi: 10.1175/BAMS-D-11-00019.1.

[11] L. C. Hay Chung, J. Xie, and C. Ren, "Improved machine-learning mapping of local climate zones in metropolitan areas using composite Earth observation data in Google Earth Engine," *Build Environ*, vol. 199, Jul. 2021, doi: 10.1016/J.BUILDENV.2021.107879.

[12] J. Hu, P. Ghamisi, and X. X. Zhu, "Feature Extraction and Selection of Sentinel-1 Dual-Pol Data for Global-Scale Local Climate Zone Classification," *ISPRS Int J Geoinf*, vol. 7, no. 9, Sep. 2018, doi: 10.3390/IJGI7090379.

[13] A. Middel, J. Lukasczyk, R. Maciejewski, M. Demuzere, and M. Roth, "Sky View Factor footprints for urban climate modeling," *Urban Clim*, vol. 25, pp. 120–134, Sep. 2018, doi: 10.1016/j.uclim.2018.05.004.

[14] B. Bechtel *et al.*, "Mapping local climate zones for a worldwide database of the form and function of cities," *ISPRS Int J Geoinf*, vol. 4, no. 1, pp. 199–219, Mar. 2015, doi: 10.3390/IJGI4010199.

[15] M. Demuzere, J. Kittner, and B. Bechtel, "LCZ Generator: A Web Application to Create Local Climate Zone Maps," *Front Environ Sci*, vol. 9, Apr. 2021, doi: 10.3389/FENVS.2021.637455.

[16] X. Zhou *et al.*, "Exploring the impacts of heat release of vehicles on urban heat mitigation in Sendai, Japan using WRF model integrated with urban LCZ," *Sustain Cities Soc*, vol. 82, Jul. 2022, doi: 10.1016/J.SCS.2022.103922.

[17] M. Demuzere *et al.*, "A global map of local climate zones to support earth system modelling and urban-scale environmental science," *Earth Syst Sci Data*, vol. 14, no. 8, pp. 3835–3873, Aug. 2022, doi: 10.5194/ESSD-14-3835-2022.

[18] C. Ren *et al.*, "Assessment of Local Climate Zone Classification Maps of Cities in China and Feasible Refinements," *Sci Rep*, vol. 9, no. 1, Dec. 2019, doi: 10.1038/S41598-019-55444-9.

[19] C. Zhao, J. Jensen, Q. Weng, N. Currit, and R. Weaver, "Application of airborne remote sensing data on mapping local climate zones: Cases of three metropolitan areas of Texas, U.S.," *Comput Environ Urban Syst*, vol. 74, pp. 175–193, Mar. 2019, doi: 10.1016/j.compenvurbsys.2018.11.002.

[20] X. X. Zhu *et al.*, "So2Sat LCZ42: A Benchmark Data Set for the Classification of Global Local Climate Zones [Software and Data Sets]," *IEEE Geosci Remote Sens Mag*, vol. 8, no. 3, pp. 76–89, Sep. 2020, doi: 10.1109/MGRS.2020.2964708.

Inter-comparaison d'outils de simulation du microclimat urbain et confrontation à de la mesure.

Intercomparison of urban microclimate simulation tools and comparison with measurements.

Marie-Hélène AZAM[1*], Hugo MATRY[2], Chaimaa DELASSE[3], Auline RODLER[4], Matthieu LABAT[2], Marion BONHOMME[2], Pierre KASTENDEUCH[5], Stéphane GINESTET[2], Marjorie MUSY[4]

[1]Université de Strasbourg, INSA Strasbourg, CNRS, ICube Laboratory UMR 7357, Équipe GCE, Strasbourg, France
24, bd Victoire, 67000 Strasbourg
[2]LMDC, Université de Toulouse, UPS, INSA, Toulouse, France
[3]Ecole des Sciences Géomatiques et de l'Ingénierie Topographique, Institut Agronomique et Vétérinaire Hassan II, Madinat Al Irfane, 6202 Rabat, Maroc
[4]CEREMA BPE, Nantes F-44262, France
[5]Université de Strasbourg, CNRS, Faculté de Géographie et d'Aménagement, ICube Laboratory UMR 7357, Equipe TRIO, Strasbourg, France
3 Rue de l'Argonne, 67000 Strasbourg

[*](auteur correspondant : marie-helene.azam@insa-strasbourg.fr)

Résumé - Plusieurs outils de simulation microclimatique ont été développés afin de quantifier l'impact de solutions constructives et d'aménagements sur le microclimat urbain et sur le confort extérieur tels que SOLENE-Microclimat, LASER/F et COMSOL Multiphysics. Ces outils diffèrent par leurs méthodes de résolution et leurs niveaux de détails dans la modélisation des phénomènes physiques. Ces différentes approches sont ici comparées sur un cas simple de rue canyon basé sur la plateforme expérimentale ClimaBat à La Rochelle. Les résultats des simulations sont confrontés aux mesures in situ avec l'objectif d'identifier les forces et limites de chaque modèle.

Abstract - Several microclimatic simulation tools have been developed to quantify the impact of urban design solutions on urban microclimate and outdoor comfort. Due to the complexity of the problem and current computational limits, each tool adopts a different approach. This study compares three tools—SOLENE-Microclimat, LASER/F, and COMSOL Multiphysics—on a simplified street canyon case under realistic climatic conditions. The experimental platform ClimaBat in La Rochelle, provides measurement data for validation. Simulated results are compared with in situ measurements of meteorological data, surface temperatures, and air temperature. The study discusses the strengths and limitations of each model.

1. Introduction

Plusieurs outils de simulation microclimatique ont été développés en France afin de quantifier l'impact de solutions constructives et d'aménagements, telles que la végétalisation ou la modification des revêtements, sur le microclimat urbain et le confort extérieur des piétons. Face à la complexité du problème à résoudre et aux capacités de calcul actuelles, chaque outil propose des approches différentes. Plusieurs états de l'art ont permis de classer et comparer ces outils, sans qu'ils aient été encore intercomparé sur un même cas d'étude.

L'approche la plus répandue est basée sur l'utilisation de modèles physiques permettant d'évaluer le comportement dynamique d'un système. Afin de résoudre le bilan des flux, les modèles physiques nécessitent des données d'entrées comme la géométrie, les caractéristiques des matériaux ou les conditions météo pour calculer les différents transferts de chaleur et de masse. Sur les éléments de surface d'une scène urbaine, plusieurs flux doivent être calculés : les flux sensibles et latents, les flux radiatifs courtes longueurs d'ondes (CLO), et grandes longueurs d'ondes (GLO), la conduction dans les parois. Le niveau de détail de la représentation de chacun de ces phénomènes physiques, les données d'entrées utilisées, les méthodes de résolution employées et l'architecture varient d'un outil à l'autre.

Ce papier propose de comparer les approches fournies par trois outils de simulation qui fonctionnent à l'échelle locale allant de la rue avec COMSOL Multiphysics à celle d'un quartier avec SOLENE-Microclimat et LASER/F. Les approches et résultats sont comparés sur un même cas d'étude, une géométrie simple de rue canyon (bâtiments élevés et rapprochés formant un corridor étroit) exposée à des conditions climatiques réalistes. Le cas d'étude en question est celui de la plateforme expérimentale ClimaBat située à La Rochelle. Cette plateforme est composée de plusieurs bâtiments à échelle réduite formant trois rues canyons de rapport d'aspect 1/1. Elle fournit un jeu de données de mesures permettant de confronter les modèles : données météorologiques du site, températures de surface des différentes parois et température de l'air.

Après une présentation des différents modèles, et du cas d'étude, les résultats des simulations sont comparés aux mesures in situ. Enfin, les avantages et limites de chacun des modèles sont analysés et discutés.

2. Outils de simulation microclimatique

2.1 SOLENE-Microclimat

SOLENE-Microclimat [1] est le résultat du couplage de deux outils, Code-Saturne un modèle aéraulique de dynamique des fluides CFD RANS (Computational Fluid Dynamics Reynolds-Averaged Navier–Stokes) et SOLENE (modèle thermo-radiatif de surface à surface), auxquels ont été ajoutés différents modules pour représenter des éléments bâtis conventionnels (conduction dans un sol pavé, modèles de thermiques du bâtiment) et des solutions d'adaptation d'amélioration du confort urbain : arbres, sol naturel, toits et murs végétalisés, arrosage des chaussées et 'cool materials'. Grâce à une représentation géométrique 3D flexible et maillée, toutes les formes urbaines peuvent être traitées à l'échelle d'un quartier. Les différents modèles numériques proposent des niveaux de détails différents de représentation des phénomènes physiques ou de résolution.

2.2 LASER/F

LASER/F (LAtent, SEnsible, Radiation / Fluxes) est un logiciel de simulation destiné aux scientifiques et aux urbanistes pour simuler le microclimat urbain à l'échelle d'un quartier [2]. Il est basé sur une représentation 3D des éléments urbains avec un important niveau de détails. Les capacités de modélisation le rendent capable de simuler tout type d'infrastructure : bâtiment, sol artificiel ou naturel, végétation, eau. Le bilan d'énergie de tous ces éléments est simulé grâce à des modèles numériques qui tiennent compte des échanges radiatifs dans toutes les longueurs d'onde (GLO et CLO) et des transferts de chaleur par conduction dans le sol et par convection avec l'atmosphère.

2.3 COMSOL Multiphysics

Le modèle de microclimat urbain sur COMSOL Multiphysics résout un couplage thermo-aéro-radiatif à partir d'un code aux éléments finis. Le modèle représente une rue canyon 2D composée de deux parois représentant les façades de chaque bâtiment ainsi qu'une chaussée. Le bilan radiatif en CLO et en GLO est calculé sur chaque maille en utilisant la méthode de radiosité. Les rayonnements provenant du ciel et du soleil sont supposés isotropes et les réflexions sur les surfaces de la rue en CLO et GLO sont supposées être diffuses (lambertiennes). L'équation de la chaleur est résolue en 2D sur plusieurs couches dans les parois de la rue. Enfin, les champs de vitesse et de température sont calculés à la fois dans la rue canyon et dans la couche d'air au-dessus de la rue à partir d'un modèle CFD RANS. De plus, les phénomènes de flottabilité de l'air sont pris en compte grâce à l'hypothèse de Boussinesq.

2.4 Comparaison des outils

Les tableaux suivants donnent une vision synthétique des principaux points communs et différences entre les outils comparés.

	SOLENE-Microclimat	*LASER/F*	*COMSOL*
Echelle	Quartier 3D		Rue 2D
Rayonnement GLO	Rayonnement du ciel, émission des surfaces, avec une seule réflexion avec les autres mailles.	Rayonnement du ciel diffus, émission des surfaces, inter-réflexions entre éléments de surface.	
Rayonnement CLO	Rayonnement solaire direct, diffus. Inter-réflexions avec les autres mailles.		
Modèle de ciel	Anisotrope Modèle "All Weather" de Perez		Isotrope
Conduction	1D modèles RC ou différences finies	1D différences finies	2D Éléments finis
Température d'air dans le bâtiment	Soit imposée Soit calculée pour un bâtiment	Calculée pour l'ensemble des bâtiments	Imposée
Température du sol	Imposée à une profondeur de 2 m	Imposée à une profondeur définie par l'utilisateur	
Température, vitesse de l'air et transferts de chaleur aux parois	CFD méthode RANS, modèle de turbulence k- ε standard en régime permanent.	Estimée à mi-hauteur des rues et à 2m par paramétrisation	CFD méthode RANS modèle de turbulence k- ε standard en régime instationnaire, flottabilité.

Tableau 1 : *Comparaison des modèles*

Les modèles présentent des similitudes en ce qui concerne les transferts par conduction et par rayonnement. Les principales différences concernent la taille du domaine simulé, la prise en compte des transferts convectifs entre les parois et l'air dans la rue, la possibilité d'effectuer un bilan thermique sur le volume d'air à l'intérieur des bâtiments.

En ce sens, LASER/F apparaît comme un modèle qui permet le calcul rapide d'un grand nombre d'éléments urbains, au prix d'une représentation simplifiée de la dynamique atmosphérique. La représentation la plus fine des transferts convectifs est obtenue avec COMSOL, au prix d'une géométrie simplifiée (2D) et réduite. Sur le plan aéraulique, SOLENE-Microclimat ressort comme une approche intermédiaire entre les deux autres outils. Enfin, le

modèle COMSOL ne permet pas de faire un bilan sur l'air intérieur du bâtiment dans sa version actuelle, à la différence de LASER/F et SOLENE-Microclimat.

3. Présentation du cas d'étude

Afin de comparer les trois modèles sur un même cas d'étude, nous avons fait le choix d'une géométrie simple et compatible avec tous les modèles, soit une rue canyon dont les conditions sont représentatives d'un environnement urbain. Plutôt qu'un cas d'étude théorique, la disponibilité de résultats expérimentaux était également un critère pour obtenir une solution de référence. Notre choix s'est porté sur la plate-forme expérimentale mise en place à l'Université de La Rochelle appelée ClimaBat [3]. Après une brève description de la campagne de mesures, nous détaillerons les paramétrages employés dans chaque modèle pour représenter ce cas d'étude.

3.1 Description de la campagne de mesure utilisée

La plateforme ClimaBat [3] est composée d'une terrasse (10 x 20 m) en dalles de béton, sur laquelle des réservoirs vides en béton ont été disposés en plusieurs rangées. Ils représentent des bâtiments à échelle réduite composant plusieurs rangées de bâtiments et de rues. La géométrie est l'équivalent d'une version réduite au 1/10 d'une maquette de bâtiments de type bureau en structure légère (i. e. maçonnerie en parpaing) composée de 3 étages entourés d'une aire piétonne. Chaque rangée de bâtiments mesure 5,06 m de long, 1,24 m de haut (H) et 1,12 m de large. La largeur (W) de la rue a été fixée à 1,2 m avec un rapport d'aspect W/H = 1,10. Les rues sont orientées Nord-Sud dans le but de les protéger des vents dominants venant de l'Ouest principalement.

Les cuves sont composées de parois en béton de 5 cm d'épaisseur. Le sol est composé de dalles en béton de 4 cm d'épaisseur posées sur le sol du site. La composition du sol n'est pas connue mais supposée constituée d'un lit de sable et graviers de 80 cm et en profondeur le sol naturel. Les caractéristiques thermiques des cuves et des dalles de béton ont été mesurées durant les travaux de Doya et al. [4].

L'ensemble de la plate-forme a été instrumenté pour évaluer les performances de solutions d'atténuation de l'îlot de chaleur urbain appliquées au bâtiment (parois végétales, peintures réfléchissantes). Seules les mesures exploitées par la suite sont présentées sur la Figure 1. Notre modélisation se concentre sur la rangée centrale de bâtiments et les deux rues latérales. Cela nous permet de nous affranchir des parois végétales présentes sur les autres bâtiments.

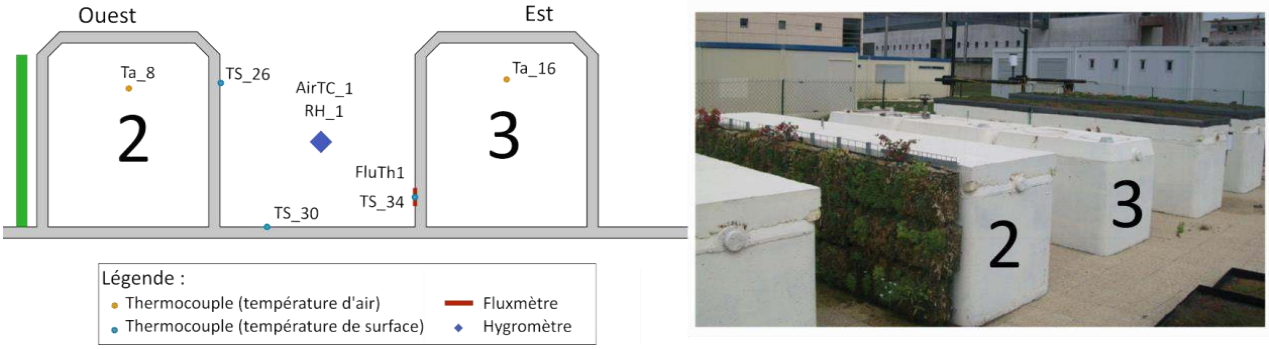


Figure 1 : *Représentation schématique à gauche (le trait vert représente la façade végétale) et photographie extraite de Djedjig et al. [2]à droite de la plateforme expérimentale*

Les flux radiatifs incidents CLO et GLO sont mesurés sur le toit d'un bâtiment de l'université (à une hauteur de 16m). Les conditions locales de vent (vitesse et direction) sont mesurées par un anémomètre sonique 2D au-dessus des toits du bâtiment de la plateforme à une hauteur de 28 cm. Les cuves et les dalles de sol sont équipées de thermocouples de type K permettant de

mesurer les températures de surface en différents points. Dans les rues, des thermo-hygromètres permettent de mesurer les températures d'air. Enfin, à l'intérieur de la cuve centrale de chaque rangée un thermocouple permet de mesurer la température d'air intérieur.

3.2 Paramétrage des modèles

3.1.1. Caractéristiques thermiques

Les propriétés thermiques des matériaux proposées par Djedjig et al. [3] ont été utilisées dans cet article. Lorsqu'elles n'étaient pas disponibles, et notamment pour le sol en profondeur, des propriétés usuelles ont été choisies. Les trois modèles utilisent les mêmes propriétés.

3.1.2. Conditions aux limites

Les trois modèles utilisent les mêmes conditions aux limites en rayonnement CLO : il s'agit de mesures faites sur le toit d'un bâtiment de l'université (à une hauteur de 16 m) et utilisées comme données d'entrée du modèle radiatif. Pour cela les composantes directe et diffuse sont calculées à partir du modèle de Miguel et al. [5] divisant l'irradiation globale mesurée par le pyranomètre. Les flux GLO sont évalués dans les trois modèles grâce à la mesure d'un pyrgéomètre placé sur le toit de l'université.

La température d'air, la vitesse et la direction du vent sont des données locales. Dans le cas de SOLENE-Microclimat, les vitesses de vent locales sont calculées à l'aide du code de calcul CFD Code-Saturne. Seule la diffusion ainsi que le transport de la chaleur et de l'humidité de l'air sont considérés et les effets de la convection naturelle sont négligés. Comme les vitesses sont faibles, le coefficient de convection est calculé à partir d'une loi linéaire [6].

Dans le cas de COMSOL, l'écoulement de l'air dans la rue canyon est calculé à chaque pas de temps par CFD, méthode RANS en 2D. Du fait de la géométrie 2D, la direction du vent dans le modèle COMSOL est constante et transversale à la rue (vent provenant de l'Ouest) tout au long de la simulation. Le modèle de turbulence k-ε standard est utilisé avec une résolution à la paroi en Bas Reynolds. Un couplage fort entre le modèle CFD et le modèle thermique permet de calculer les transferts de chaleur aux parois et de prendre en compte les phénomènes de flottabilité.

Dans le cas de LASER/F, les vitesses de vent à mi-hauteur entre le niveau de la rue et les toits sont paramétrées à partir de la vitesse d'entrée du modèle qui est imposée au-dessus des toits (voir [2] pour plus de détails sur les équations). La direction du vent ne joue aucun rôle dans ce modèle. En ce qui concerne les transferts par convection, les coefficients de transfert sont calculés en fonction de la stabilité de l'air et de la rugosité des surfaces. Avec la version standard, la température de l'air ainsi que l'humidité à l'intérieur des bâtiments sont calculées pour chaque étage dans LASER/F; cependant pour ce test, ces algorithmes ont été neutralisés et remplacés par une température constante tout au long de la simulation.

Pour les trois modèles, la température d'air à l'intérieur des bâtiments est fixée constante et égale à la moyenne des valeurs mesurées à l'intérieur du bâtiment 3 pendant la période simulée (Ta_16 dans la Figure 1). En profondeur dans le sol, la température est fixée à 17,7°C à une distance de 2 m.

3.1.3. Périodes de simulation

Les données de la première campagne expérimentale d'août 2012 sont ici exploitées du 01/08 00 :00 au 24/08 23 :45 avec un pas de temps de 15 minutes. Dans le cas de COMSOL-Multiphysics, comme la configuration du modèle est dédiée à des directions de vents perpendiculaire à la rue, la période du 19/08 00 :00 au 23/08 23 :45 a été identifiée comme

favorable car les vitesses de vents sont alors principalement Ouest sur ces jours. Les résultats des trois modèles seront donc comparés sur les journées du 20/08 au 23/08. L'outil LASER/F est initialisé sur les 19 jours précédents et les modèles COMSOL et SOLENE-Microclimat sont initialisés sur la journée du 19/08 (pour limiter les temps de calculs).

3.1.4. Maquettes et maillage

La plateforme est représentée géométriquement par une maquette numérique différente par chaque outil. Dans le cas de SOLENE-Microclimat, la maquette se compose des trois rangées centrales de bâtiments. Le maillage est composé d'un maillage tétraédrique volumique pour la partie CFD, triangulaire pour les surfaces et des points nodaux pour la conduction dans les parois. Pour LASER/F, la plate-forme est introduite sous forme d'un maillage surfacique 3D de l'ensemble du site. Dans le cas de COMSOL les parois composants la rue (murs et sol) et la veine numérique sont représentées en 2D et maillés en quadrangles structurés.

4. Résultats des différentes simulations

Du fait des hypothèses sur la température intérieure des bâtiments ainsi que sur les propriétés physiques du sol, les conditions réelles ne sont pas totalement respectées. L'analyse porte donc sur la comparaison des résultats des modèles entre eux plutôt qu'avec la mesure.

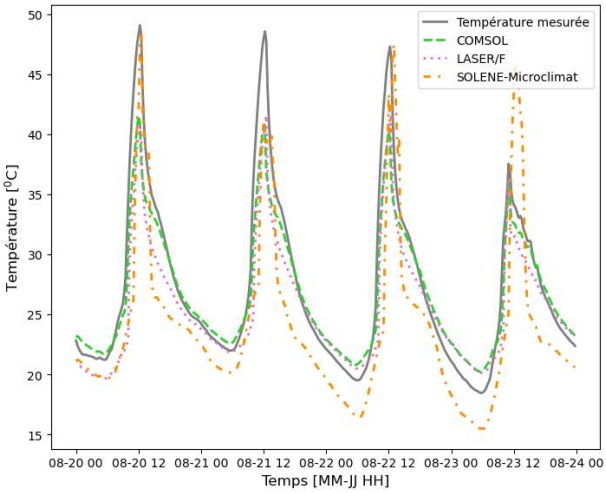


Figure 2 : *Température de surface du sol capteur TS_30*

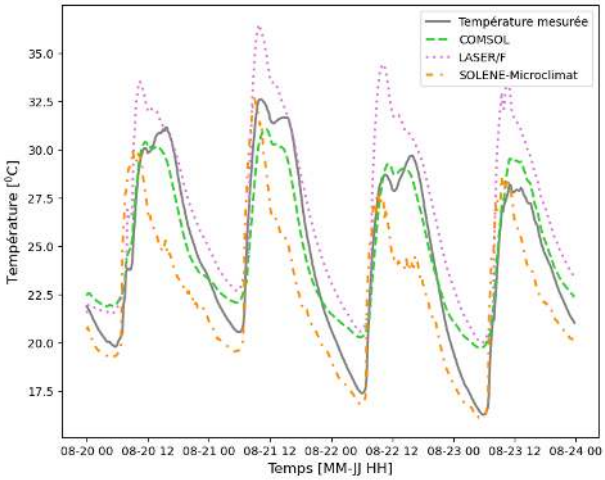


Figure 3 : *Température de surface du haut du mur exposé Est (capteur TS_26)*

La Figure 2 présente l'évolution de la température de surface du sol à l'intérieur de la rue pour les trois modèles. On observe une concordance des résultats pour les outils LASER/F et COMSOL. En particulier, les écarts entre les deux modèles sont très faibles la nuit. Les écarts sont plus importants pour l'outil SOLENE-Microclimat. Cet écart peut s'expliquer par l'usage du modèle de sol originel de l'outil basé sur un modèle RC à 4 nœuds. L'inertie du sol est donc modélisée moins finement qu'avec les autres outils.

Les figures 3 et 4 présentent l'évolution des températures de surface sur les murs exposés Ouest et Est de la rue. La Figure 5 présente la comparaison des flux conduits dans le mur. Les écarts entre les différents modèles sont cette fois plus marqués. Ils résultent d'une combinaison de plusieurs transferts de chaleur et l'origine de ces écarts n'est pas évidente à interpréter. Sur la paroi Ouest toutefois, on remarque que l'amplitude journalière du flux conductif obtenue avec LASER\F est la plus importante, et celle avec SOLENE est la plus faible. La conséquence logique est que les températures maximales sont aussi observées avec LASER\F. L'évolution

de la température de surface a une forme comparable entre les trois modèles, cependant on constate un décalage persistant entre les résultats obtenus avec SOLENE-Microclimat et les deux autres modèles, qui vaut environ 3 à 4°C pendant la nuit. Des conclusions similaires peuvent être effectuées sur la face Est.

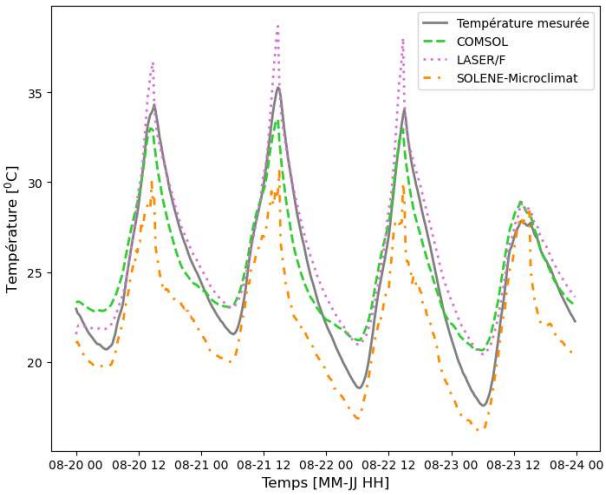


Figure 4 : *Température de surface du haut du mur exposé Ouest (capeur TS_34)*

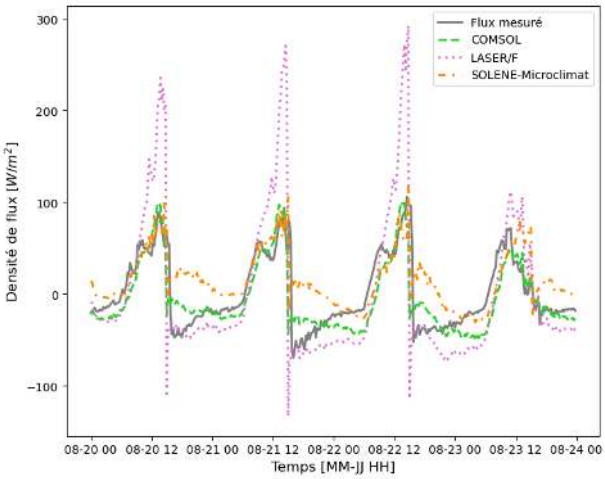


Figure 5 : *Flux conduit dans le mur exposé Ouest (capteur FluTh1)*

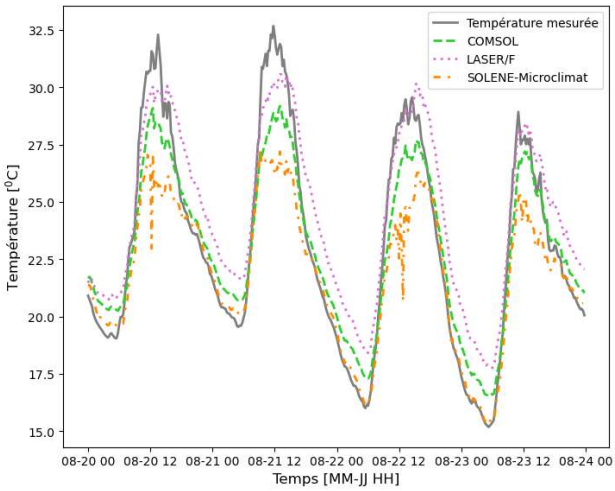


Figure 6 : *Température d'air au centre de la rue*

Enfin, les trois modèles permettent de calculer une température d'air dans la rue, présentée dans la Figure 6. Les dynamiques sont cette fois-ci tout à fait similaires, mais contrairement aux observations faites sur les températures de surface, les écarts entre COMSOL et LASER\F se maintiennent pendant la nuit (en moyenne de 1,5°C).

Compte tenu des choix de conditions aux limites, la plus grande différence entre les trois approches réside dans leur modélisation des transferts convectifs. L'estimation la plus fine est proposée dans COMSOL, grâce à une CFD prenant en compte les phénomènes de flottabilité. Dans le cas de SOLENE-Microclimat, la CFD permet de calculer les caractéristiques locales de l'écoulement (température d'air et vitesse). Cependant l'estimation du flux convectif est réalisée à l'aide d'une corrélation empirique. Il s'agit de la principale limite de cette méthode. Cette différence de modélisation peut expliquer une partie des écarts, notamment la nuit. L'approche retenue dans LASER\F est la plus simple, ce qui conduit à des valeurs systématiquement plus importantes qu'avec les deux autres modèles.

Il faut cependant souligner que les approches utilisant la CFD nécessitent un coût de calcul beaucoup plus élevé : environ 1 journée de calcul pour 5 jours simulés. A contrario le temps de calcul avec LASER\F n'est que de 30 minutes.

Le cas d'étude choisi a permis de confronter les 3 modèles dans une configuration commune. Elle ne permet cependant pas de tirer pleinement parti des capacités de SOLENE-Microclimat et LASER\F prévus pour travailler à des échelles supérieures.

5. Conclusion

Les trois outils présentés se distinguent principalement par la modélisation des transferts aérauliques à l'extérieur avec trois niveaux de détails différents allant d'un modèle paramétrique à une CFD prenant en compte les phénomènes de flottabilité. Utiliser le modèle le plus détaillé permet d'obtenir une estimation fiable des transferts de chaleur par convection dans la rue et par conséquent des températures d'air et de surface. Les autres approches se confrontent à la difficulté de choisir une relation empirique dans la littérature. Cependant, ces choix de modélisation ont un impact sur la taille du domaine d'étude allant d'un quartier à une rue et sur les temps de calculs. En fonction des cas d'étude et configurations étudiées, l'usage de certains de ces outils est donc à privilégier. Les comparer sur un même cas d'étude permet d'en faire ressortir les capacités, les limites dans une démarche d'amélioration.

Ces premiers résultats démontrent également les difficultés de comparer des modèles différents et le besoin d'une démarche commune. Pour développer cette analyse, la poursuite des travaux pourra s'appuyer sur la démarche développée dans le cadre du projet DIAMS et les travaux démarrant sur l'Annexe 97 'Sustainable Cooling in Cities'.

Références

[1] Musy, M., Azam, M.-H., Guernouti, S., Morille, B., and Rodler., A. (2021). The SOLENE-MicroclimatModel : Potentiality for Comfort and Energy Studies, Urban Microclimate Modelling for Comfort and Energy Studies, pages 265–29.

[2] Kastendeuch, P., Najjar, G., Colin, J. (2017). Thermo-radiative simulation of an urban district with LASER/F. Urban Climate, 21, 43-65. http://dx.doi.org/10.1016/j.uclim.2017.05.003

[3] Djedjig, R., Bozonnet, E., & Belarbi, R. (2015). Experimental study of the urban microclimate mitigation potential of green roofs and green walls in street canyons. International Journal of Low-Carbon Technologies, 10(1), 34–44. https://doi.org/10.1093/IJLCT/CTT019

[4] Doya, M., Bozonnet, E., & Allard, F. (2012). Experimental measurement of cool facades' performance in a dense urban environment. Energy and Buildings, 55, 42–50. https://doi.org/10.1016/J.ENBUILD.2011.11.001

[5] De Miguel, A. B. J. A. R. K. H., Bilbao, J., Aguiar, R., Kambezidis, H., & Negro, E. (2001). Diffuse solar irradiation model evaluation in the north Mediterranean belt area. *Solar energy*, *70*(2), 143-153. https://doi.org/10.1016/S0038-092X(00)00135-3

[6] Palyvos, J. A. (2008). A survey of wind convection coefficient correlations for building envelope energy systems' modeling. Applied thermal engineering, 28(8-9), 801-808. https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2007.12.005

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Emmanuel Bozonnet (LaSIE, La Rochelle Université) pour le partage des données mesurées sur la plateforme ClimaBat.

Impact de la nature des matériaux utilisés dans l'enveloppe des bâtiments au Burkina Faso sur la consommation énergétique et le confort thermique

Impact of the type of materials for building envelopes on thermal comfort and energy consumption in Burkina Faso

Césaire HEMA[1*], Arnaud OUEDRAOGO[1], Jude NGASSAM[1], Philbert NSHIMIYIMANA[1], Adamah MESSAN[1]

[1]Laboratoire Eco-Matériaux et Habitats Durables (LEMHaD)
Institut International d'Ingénierie de l'Eau et de l'Environnement (Institut 2iE), Rue de la Science, Ouagadougou 01 BP 594, Burkina Faso
[*](Corresponding author: cesaire.hema@2ie-edu.org)

Résumé - Cette étude examine expérimentalement les performances thermiques et la consommation énergétique de trois bâtiments identiques à Ouagadougou, au Burkina Faso, ne différant que par les matériaux des murs extérieurs : parpaings de ciment creux, briques de terre comprimée stabilisés au ciment et briques de terre comprimée stabilisés au géopolymère. Lorsque le système de climatisation est éteint, le bâtiment en briques de terre comprimée stabilisés au géopolymère présente la plus faible variation de température moyenne quotidienne, indiquant une meilleure inertie thermique. Lorsque le système de climatisation est en marche, le bâtiment en briques de terre comprimée stabilisés au géopolymère consomme le moins d'énergie pour le refroidissement.

Abstract - This study experimentally investigates the thermal performance and energy consumption of three identical pilot buildings in Ouagadougou, Burkina Faso. The main difference is only in the external wall materials: hollow concrete blocks (HCB), cement-stabilized compressed earth blocks (cement CEB), and geopolymer-stabilized compressed earth blocks (geopolymer CEB). When the air conditioning system is off, the geopolymer CEB building exhibited the lowest variation of average daily temperature, indicating better thermal inertia. When the air conditioning system is on, the geopolymer CEB building consumes the least energy for cooling to reach 27 °C.

Nomenclature

e	Thickness, m	λ	Thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$
E	Thermal effusivity, $W.m^{-2}.K^{-1}.s^{0.5}$	ρ	Density, $kg.m^{-3}$
c	Specific heat, $J.K^{-1}kg^{-1}$		

Greek symbols

α	Thermal diffusivity, $m^2.s^{-1}$

Index and exponent

1. Introduction

The management of the energy sector is essential to achieving sustainable development, whether human or economic [1]. A well-performing energy sector promotes growth, attracts investment, fosters innovation, and improves well-being. Global primary energy consumption increased by 12.6% from 12.62 Gtoe in 2012 to 14.21 Gtoe in 2021 [2]. Similarly, for non-OECD countries, energy consumption increased by 23.2% during the same period, reflecting the growing demand driven by rapid economic development and population growth [2]. Sub-Saharan Africa continues to face energy challenges, despite increased production capacity in recent years. By 2022, only 51% of the population in sub-Saharan Africa was projected to have access to electricity [3]. One of the challenges is to rationalise and optimise available energy resources.

In the buildings sector, measures to optimise energy use can have a significant impact, as buildings account for an estimated 34% of global energy demand. [4]. A significant proportion of this energy is used for air conditioning. For example, in Ouagadougou, the capital of Burkina Faso, 40% of average household electricity consumption was used for cooling in 2023 [5]. In such a hot climate, reducing energy consumption for air-conditioning requires appropriate building design and the selection of appropriate materials for the building envelope. Several studies have addressed this challenge.

In north-eastern Algeria, a study on the impact of building envelopes on energy demand was carried out using a thermal simulation model. The results showed that the reflectivity of the material influences the energy demand of buildings and that clay bricks offer more advantages than concrete blocks [6].

In Burkina Faso, Hema et al. investigated the effect of the design of wall systems, mainly made of compressed earth blocks (CEB), on the indoor thermal comfort of naturally ventilated houses in the hot climate of Burkina Faso. The results of the simulation show that the thermal discomfort profiles vary depending on the wall design and the building spaces [7]. In another study, Hema et al. highlighted the importance of layer positioning in wall, emphasising that placing a thermal mass layer, such as CEB, on the inside of a double-layered wall significantly reduces internal temperature variations [8].

Moussa et al. carried out a simulation of a naturally ventilated building with CEB and cement block external walls in the Ouagadougou climate. The thermal discomfort in the building with CEB masonry was 400 hours lower than in the building with cement block masonry. Taking into account the air conditioning system, an annual saving of 310,000 CFA francs (about 472 euros) in energy consumption for cooling was achieved in favour of the CEB model [9]. However, Neya et al. demonstrated through a dynamic thermal simulation study under the climatic conditions of Ouagadougou that the studied CEB buildings remain hot, with daily discomfort hours ranging from 19 to 15 hours [10].

The above studies highlight the influence of external wall materials on indoor temperatures and thermal comfort in hot climates. Earth materials appear to have thermal advantages over cement blocks. However, these studies are mostly based on thermal simulations and often do not consider energy consumption. The present study aims to compare the thermal performance of three identical pilot buildings, differing only in the materials used for their external walls. An experimental approach was used to simultaneously measure temperature and cooling energy consumption in three buildings constructed with (i) hollow concrete blocks (HCB), (ii) compressed earth blocks stabilised with 8% cement (cement CEB) and (iii) compressed earth blocks stabilised with 15% geopolymer (geopolymer CEB).

2. Materials and Methods

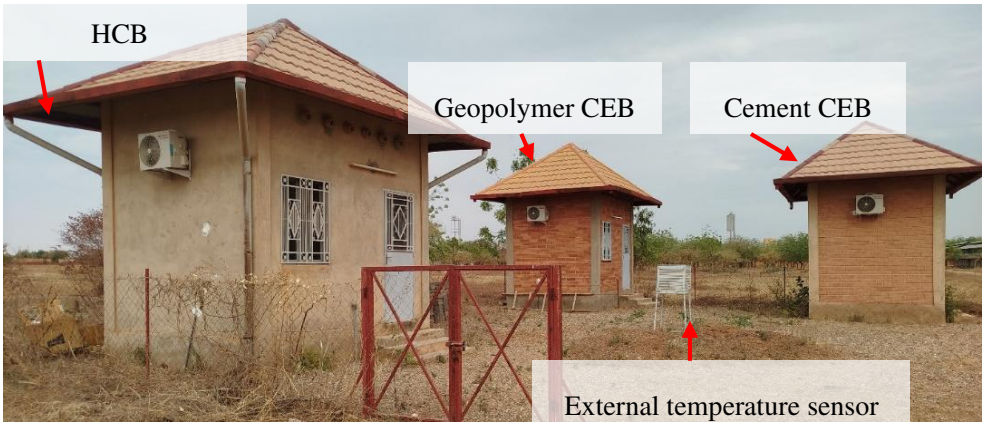
2.1. Overview of the climate

Burkina Faso, located in sub-Saharan Africa, has a hot and dry climate. The country has three main climatic regions: the desert in the north, the Sudan-Sahelian in the centre, and the savannah in the south. This study was conducted in Ouagadougou, which is in the central Sudan-Sahelian zone. The city has an average monthly temperature ranging between 25°C and 34°C and an average relative humidity ranging between 14% and 58%, except during the rainy season when humidity can reach 80% [11].

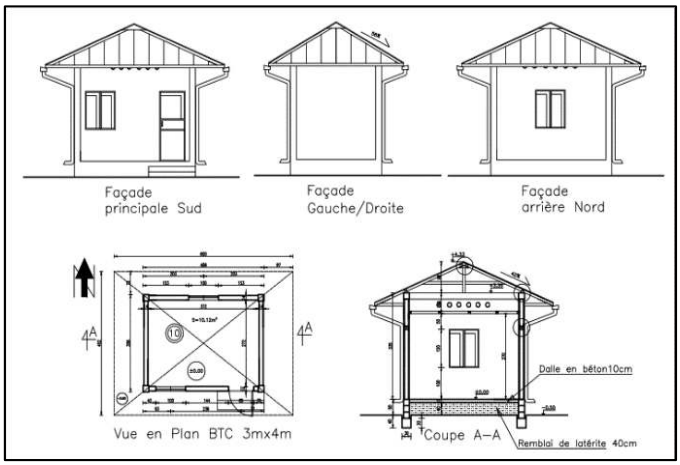
2.2. Description of experimental buildings

The study was carried out on three pilot buildings located in Ouagadougou, exclusively built for instrumentation on the campus of the international institute for water and environmental engineering (2iE). These pilot buildings are intended for research by the laboraboire eco-matériaux et habitats durables “Eco-materials and Sustainable Housing Laboratory” of the 2iE. The buildings were identical in geometry, differing only in the materials used for their external walls: compressed earth blocks stabilised with 8% cement (Cement CEB), compressed earth blocks stabilised with 15% geopolymer (Geopolymer CEB) and hollow concrete blocks (HCB).

Each building had a single room of 10 m² with a ceiling at a height of 2.7 m. The main facade, with one door and one window, faced south, while the opposite façade had a single window. The east and west facades had no openings. A ventilated attic separated the 3 mm plywood ceiling from a 0.35 mm aluminium roof. The buildings were empty throughout the study and had no internal heat sources. Figure 1 shows the experimental buildings. The thermal properties of the wall materials are detailed in Table 1. [7], [9], [12].



(a)



(b)

Figure 1: *Experimental buildings: (a) photography of the buildings; (b) plan view and facades of tested building*

Materials	e [m]	λ [W.m^{-1}. K^{-1}]	ρ [kg.m^{-3}]	c [J.kg^{-1}.K^{-1}]	α [m².s^{-1}]	E [W.m^{-2}.K^{-1}.s$^{0.5}$]
HCB	0.19	0.95	2068	648.82	7.08^{E}-07	1129
Cement CEB	0.14	0.78	1860	846.00	4.95^{E}-07	1108
Geopolymer CEB	0.14	0.71	1730	1027.14	4.00^{E}-07	1122

Table 1: *Thermal characteristics of wall material*

2.3. Sensors and equipment

Programmable sensors from Waranet Solutions were used to record temperatures, operating in the range of -40°C to +85°C with a sensitivity of ± 0.06°C. These sensors can store up to 8,000 readings. Measurements were taken hourly. Inside each building, one sensor was placed in the centre of the room, 1.2 m above the floor, to measure the indoor temperature. Additional sensors were placed on the inside and outside of the north wall to measure surface temperatures. An external sensor in a protected box recorded outdoor temperatures. For the purposes of this study, the results relating to surface temperatures will not be presented.

Air-cooling systems in the 3 buildings are of the inverter type, which allows the useful cooling capacity to be progressively adjusted. It is a SHARP model AU-X9ZMVP of 735.50 W using R32 refrigerant, with a cooling capacity of 2.70 W, and a control range of 16°C to 30°C.

Single-phase energy meters, according to IEC 620532-1, were used to quantify the energy consumption of the air conditioners. These energy meters were installed at the switch of each air conditioner. Energy consumption was recorded at every hour.

2.4. Experimental approach

The measurements in the 3 buildings were simultaneous and synchronised with a recording interval of one hour. The measurements took place discontinuously from 02 October 2024 to 26 December

2024. The period of the experiment was the cold season in the Sudano-Sahelian climate of Ouagadougou. The doors and windows of the three buildings remained closed throughout the measurement period.

In the first setting, the measurements were taken without the air conditioning system in operation. In this setting, measurements were taken from 02 October 2024 to 04 October 2024. In the second configuration, the temperature of the air-conditioning system was set to 27 °C. This choice of temperature was based on a previous study of the comfort operating temperature for air-conditioned buildings in Burkina Faso, which is between 26.3°C and 26.5°C [15]. The air conditioning system was kept running from 23 December 2024 to 26 December 2024. The outdoor temperature was measured in each configuration.

3. Résultats et discussion

3.1. Evolution of the temperature without air conditioning

Figure 2 shows that the outdoor temperature ranged between 22.58 °C and 37.51 °C. The temperatures inside the pilot buildings ranged from 27.62 °C to 36.14 °C. The differences in temperature values inside the buildings are small. As a result, the curves showing changes in indoor temperatures are largely overlapping. In addition, the indoor temperatures are above the comfort threshold.

On day 1 of the experiment, temperatures ranged from 28.12°C to 33.64°C, giving a daily temperature variation of 5.00°C4.50°C, and 5.50°C for cement CEB building, geopolymer CEB, and HCB buildings, respectively. On day 2, the daily temperature variation was 7.50°C for each of the buildings. On day 3, the daily temperature variation was 8.00°C, 7.50°C, and 7.99°C for the cement CEB, geopolymer CEB, and HCB buildings, respectively. Thus, the average daily temperature variation over the 3 days of the experiment shows that the geopolymer CEB building performed better (6.50°C), followed by the cement CEB building (6.83°C), then the HCB building (7.00°C). Based on the average thermal amplitude, the geopolymer CEB building offers the best performance.

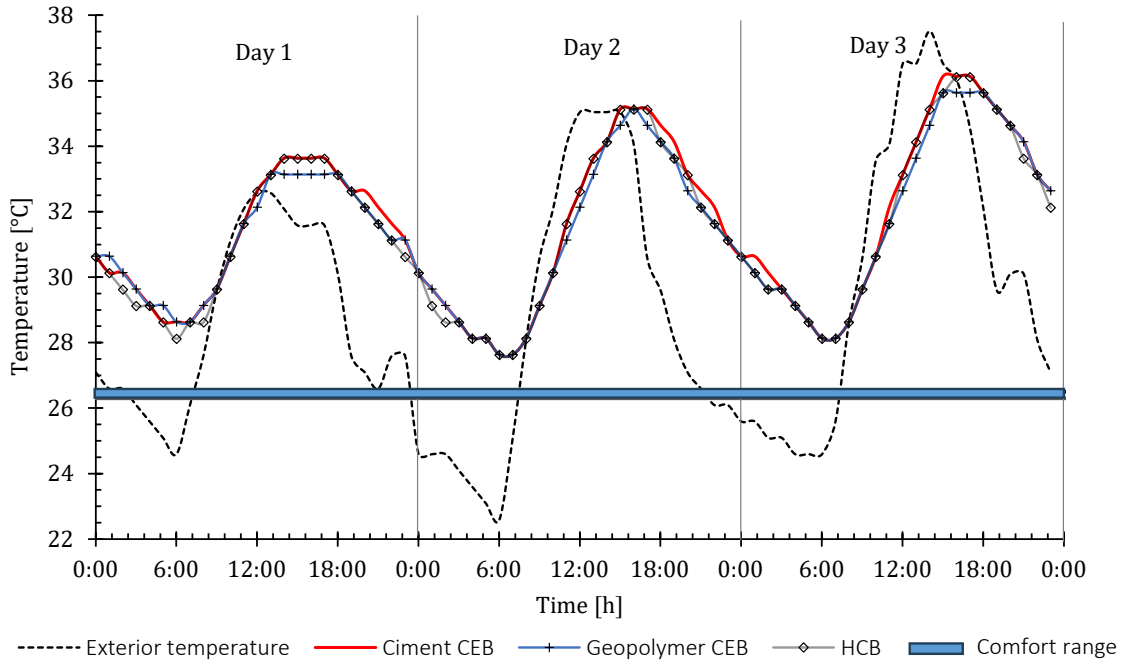


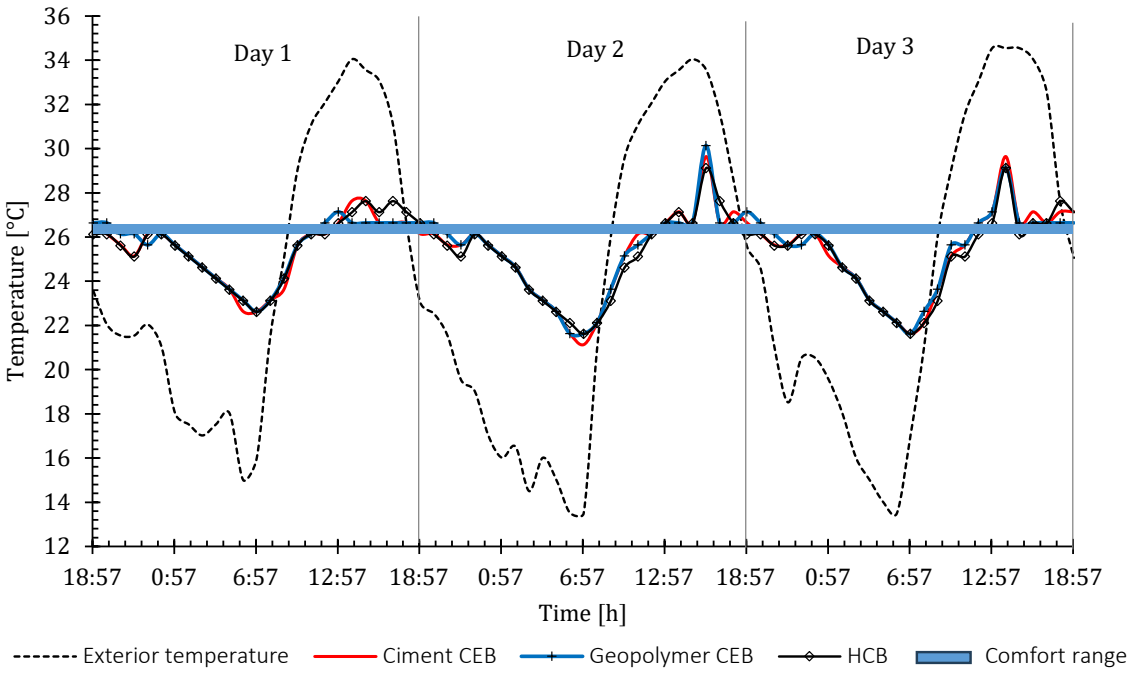
Figure 2: *Evolution of air temperature without air conditioning system*

3.2. Evolution of the temperature and energy consumption with air conditioning

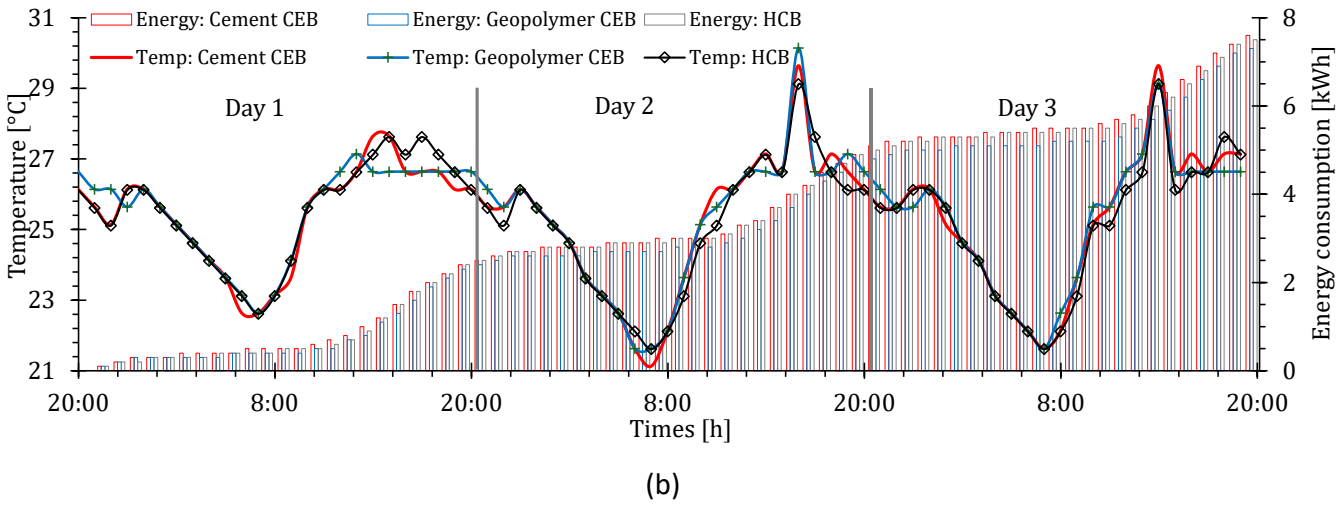
Figure 3 shows the evolution of the indoor and outdoor temperatures of the 3 pilot buildings when the air conditioning system is switched on with a setpoint of 27°C. The outdoor temperatures ranged from 13.5°C to 34.55°C during the test, while the indoor temperatures ranged from 21.16°C to 30.14°C. Overall, the indoor temperatures in the 3 buildings followed a similar pattern, so that the curves were mostly superimposed.

On day 1 of the experiment, indoor temperatures ranged from 22.63 °C to 27.64 °C, giving a daily temperature variation of 5.01°C for the cement CEB building, and 4.51°C and 5.01°C, respectively, for the geopolymer CEB and HCB buildings. On day 2, the daily temperature variation was 8.51 °C, 8.51°C, and 7.51°C, respectively, for the cement CEB, geopolymer CEB, and HCB buildings. On day 3, the daily temperature variation was 8.01 °C, 7.51 °C, and 7.51 °C, respectively, for the cement CEB, geopolymer CEB, and HCB buildings. The average daily temperature variation over the 3 days of the experiment shows that the HCB building performed better (6.68 °C), followed by the geopolymer CEB building (6.84 °C) and finally the cement CEB building (7.18 °C).

Figure 3 (b) also shows the evolution of energy consumption in the 3 buildings. It follows a similar pattern in the 3 buildings. However, two trends can be observed: a horizontal linear trend when indoor temperatures are below 25.8 °C; and an increasing linear trend above 25.8 °C, reflecting an increase in cooling demand. Over the course of the experiment, the geopolymer CEB building consumed the least energy for cooling at almost all times. This resulted in a total energy consumption of 7.3 kWh for the geopolymer CEB building, while the cement CEB and HCB buildings consumed 7.6 kWh and 7.5 kWh, respectively. This performance of the geopolymer CEB building can be attributed to its enhanced thermal insulation properties, which reduced the cooling demand (Table 1). These results suggest that using geopolymer stabilized CEB could improve energy efficiency in building designs for hot climates, making them a sustainable choice for reducing energy consumption.



(a)



(b)

Figure 3: *Evolution of thermal parameters with conditioning system: (a) interior and exterior temperatures; (b) interior temperatures and energy consumption.*

4. Conclusion

This study highlights the role of wall material selection in improving the energy efficiency and interior temperature of buildings in hot climates. Through an experimental comparison of three buildings constructed with hollow concrete blocks (HCB), cement stabilised compressed earth blocks (Cement CEB) and geopolymer stabilised compressed earth blocks (Geopolymer CEB), it was shown that the geopolymer CEB building demonstrated the best energy performance. This material reduced energy consumption for cooling and maintained more stable indoor temperatures, outperforming both HCB and cement CEB. The results suggest that geopolymer CEB offers a sustainable and energy-efficient alternative for building construction in Ouagadougou. These results are in line with the global need to optimise energy use and improve thermal comfort. Future studies could investigate the long-term experimentation, including the hot period, and coupling with the insulation systems.

References

[1] G. Bonhomme et H. Safa, « L'impact de l'énergie sur le développement des sociétiés humaines et l'économie globale », *Reflets Phys.*, nº 77, p. 18-23, févr. 2024, doi: 10.1051/refdp/202477018.

[2] O. O. Yolcan, « World energy outlook and state of renewable energy: 10-Year evaluation », *Innov. Green Dev.*, vol. 2, nº 4, p. 100070, déc. 2023, doi: 10.1016/j.igd.2023.100070.

[3] Banque Mondiale, « Tendances | Suivi de l'ODD 7 ». Consulté le: 8 juillet 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://trackingsdg7.esmap.org/time?c=World+Central_Asia_and_Southern_Asia+Eastern_Asia_and_South-eastern_Asia+Latin_America_and_the_Caribbean+Northern_America_and_Europe+Oceania+Sub-Saharan_Africa+Western_Asia_and_Northern_Africa&p=Acc%C3%A8s_%C3%A0_l%27%C3%A9lectricit%C3%A9&i=Electricity_access_rate,_Total_(%)

[4] United Nations Environment Programme et Global Alliance for Buildings and Construction, « Global Status Report for Buildings and Construction - Beyond foundations: Mainstreaming sustainable solutions to cut emissions from the buildings sector ». mars 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://wedocs.unep.org/20.500.11822/45095

[5] K. H. S. Tete, Y. M. Soro, S. S. Sidibé, et R. V. Jones, « Urban domestic electricity consumption in relation to households' lifestyles and energy behaviours in Burkina Faso: Findings from a large-scale, city-wide household survey », *Energy Build.*, vol. 285, p. 112914, avr. 2023, doi: 10.1016/j.enbuild.2023.112914.

[6] M. Ouarda et B. Fatiha, « Influence de la réflectivité de l'enveloppe sur la demande énergétique des bâtiments et sur le confort thermique », 2018.

[7] C. Hema, A. Messan, A. Lawane, et G. Van Moeseke, « Impact of the Design of Walls Made of Compressed Earth Blocks on the Thermal Comfort of Housing in Hot Climate », *Buildings*, vol. 10, nº 9, p. 157, sept. 2020, doi: 10.3390/buildings10090157.

[8] C. Hema, A. Messan, A. Lawane, D. Soro, P. Nshimiyimana, et G. Van Moeseke, « Improving the thermal comfort in hot region through the design of walls made of compressed earth blocks: An experimental investigation », *J. Build. Eng.*, vol. 38, p. 102148, juin 2021, doi: 10.1016/j.jobe.2021.102148.

[9] H. S. Moussa, P. Nshimiyimana, C. Hema, O. Zoungrana, A. Messan, et L. Courard, « Comparative Study of Thermal Comfort Induced from Masonry Made of Stabilized Compressed Earth Block vs Conventional Cementitious Material », *J. Miner. Mater. Charact. Eng.*, vol. 7, nº 6, Art. nº 6, oct. 2019, doi: 10.4236/jmmce.2019.76026.

[10] I. Neya, D. Yamegueu, A. Messan, Y. Coulibaly, A. L. S.-N. Ouedraogo, et Y. M. X. D. Ayite, « Effect of cement and geopolymer stabilization on the thermal comfort: case study of an earthen building in Burkina Faso », *Int. J. Build. Pathol. Adapt.*, 2023.

[11] C. Hema, A. Messan, A. Lawane, D. Soro, P. Nshimiyimana, et G. van Moeseke, « Improving the thermal comfort in hot region through the design of walls made of compressed earth blocks: an experimental investigation », *J. Build. Eng.*, p. 102148, 2021.

[12] S. Omar Sore, A. Messan, E. Prud'homme, G. Escadeillas, et F. Tsobnang, « Stabilization of compressed earth blocks (CEBs) by geopolymer binder based on local materials from Burkina Faso », *Constr. Build. Mater.*, vol. 165, p. 333-345, mars 2018, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2018.01.051.

[13] L. Hou, Y. Liu, L. Yang, J. Liu, et Y. Qiao, « The Impacts of Energy Efficiency Design Parameters on Office Buildings Energy Consumption in Different Climate Zones in China », *Procedia Eng.*, vol. 205, p. 2478-2484, 2017, doi: 10.1016/j.proeng.2017.09.976.

[14] J. Borderon, R. Cantin, et J. Virgone, « Etude du comportement thermique dynamique de l'enveloppe non isolée du bâtiment : cas des murs inertes », 2008.

[15] C. Hema, A. L. S.-N. Ouédraogo, G. B. Bationo, M. Kabore, P. Nshimiyimana, et A. Messan, « A field study on thermal acceptability and energy consumption of mixed-mode offices building located in the hot-

Impact des variations saisonnières et de microclimat local sur le confort thermique et la qualité de l'air intérieur : Cas d'un bâtiment résidentiel à Nantes, France

Manal ACH-CHAKHAR[1,2*], Sihem GUERNOUTI[1,3], Adnane M'SAOURI EL BAT[4], Zaid ROMANI[5] et Abdeslam DRAOUI[2]

[1]Cerema, Equipe de Recherche BPE, Nantes, France.
[2]Materials, Systems and Energy Engineering Laboratory (MaSEEL) - UAE/U04FSTTg - Faculty of Sciences and Techniques of Tangier, Abdelmalek Essaadi University, Morocco.
[3]Institut de Recherche en Sciences et Techniques de la Ville (IRSTV), Nantes, France.
[4]WINK PANDO2, 46 – 48 Rue René Clair, 75018 Paris, France.
[5]Research Laboratory of Built Environment and Landscape (LaBEL), National School of Architecture, Tetouan, Morocco.
[*](auteur correspondant : manal.achchakhar@etu.uae.ac.ma)

Résumé – Cette étude examine l'impact des variations saisonnières et du microclimat sur le confort thermique et la qualité de l'air intérieur (QAI) d'un logement à Nantes. Des mesures annuelles de température, d'humidité, de CO_2 et de particules fines ont été réalisées. L'indicateur Balance Point Concentration « BPC » a été adapté pour évaluer la qualité de l'air intérieur. Les résultats montrent que malgré un confort thermique satisfaisant, les niveaux élevés de CO_2 et de particules fines, surtout en hiver, compromettent la qualité de l'air et le bien-être des occupants.

Abstract - This study examines the impact of seasonal variations and the local microclimate on thermal comfort and indoor air quality (IAQ) in a dwelling in Nantes. Annual measurements of temperature, humidity, CO_2, and fine particles were conducted. The Balance Point Concentration (BPC) indicator was adapted to assess indoor air quality. The results show that despite satisfactory thermal comfort, high levels of CO_2 and fine particles, especially in winter, compromise air quality and occupant well-being.

Nomenclature

A Surface de dépôt de particules, m²
C Concentration des polluants, µg/m³
D Coefficient de diffusion des particules, m²/s
d Diamètre des particules, m
E Taux de génération interne de particule, µg/h
H Hauteur de l'entrée d'air, m
K Taux de dépôt des particules, h^{-1}
P Coefficient de pénétration des particules, (-)
Q_M Débit d'air du système de ventilation mécanique, m^3/h
V Volume de la pièce, m3
v Vitesse, m/s
W Longueur d'entrée d'air, m

Symboles grecs
η_M Efficacité du filtre du système de ventilation mécanique (-)
λ_N Taux d'échange d'air par ventilation naturelle, h^{-1}
λ_L Taux d'échange d'air par infiltration, h^{-1}
Indices
d dépôt
i inférieur
s supérieur
v vertical

1. Introduction

La qualité de l'air intérieur et le confort thermique sont des enjeux essentiels pour la santé et le bien-être des occupants, particulièrement dans un contexte de changement climatique qui exerce une pression croissante sur la performance des bâtiments résidentiels.

En termes de performance des bâtiments, le confort thermique et la QAI sont étroitement liés, bien que présentant des caractéristiques différentes. Le confort thermique repose principalement sur la température et l'humidité relative, qui influencent directement la perception du bien-être des occupants. Une température inadéquate ou une humidité excessive peuvent engendrer un inconfort physiologique, affectant le sommeil, la concentration des polluants et la santé respiratoire des habitants.

Parmi les principaux facteurs impactant la QAI, on trouve les particules fines PM2.5 et PM10 qui représentent des menaces significatives pour la santé humaine, étant associées à des affections respiratoires et cardiovasculaires [1], en particulier lorsque leurs concentrations intérieures dépassent les seuils recommandés par des organismes tels que l'OMS [2]. Leur impact sur la QAI est amplifié par des facteurs tels que les variations climatiques saisonnières [1] et les stratégies de ventilation [3], [4], ce qui rend la gestion de la QAI complexe, car les caractéristiques des bâtiments et les conditions climatiques peuvent soit atténuer, soit exacerber l'impact de ces sources. Ainsi, L'évaluation des performances des bâtiments en matière de gestion des PM2.5 et PM10 nécessite une analyse approfondie des interactions entre ces sources internes et externe, car ces particules pénètrent dans les espaces intérieurs par les défauts d'étanchéité dans l'enveloppe des bâtiments ou en raison de systèmes de ventilation inefficaces [3]. Cela souligne l'importance de considérer des facteurs critiques tels que l'étanchéité des bâtiments, les performances des équipements de purification d'air et les conditions climatiques locales, et d'appliquer une approche tenant compte de ces éléments [5].

Pour évaluer la QAI et la performance des bâtiments en matière de gestion des polluants, diverses approches ont été explorées. Parmi elles, la méthode la plus répandue qui consiste à utiliser le ratio de concentration intérieur-extérieur (I/O) comme indicateur quantitatif reflétant l'interaction entre les sources externes de pollution, telles que les particules fines, et les caractéristiques du bâtiment [6]. Ce ratio, bien qu'utile pour identifier les principales sources de pollution et pour analyser les dynamiques d'échange entre l'intérieur et l'extérieur, est fortement dépendant des conditions extérieures, telles que les niveaux de pollution ambiante et les variations climatiques. En conséquence, sa valeur peut fluctuer considérablement, rendant difficile toute comparaison entre différents bâtiments ou scénarios [5]. D'autres études se sont concentrées sur les niveaux d'exposition ou d'inhalation des polluants, en prenant en compte les caractéristiques des bâtiments ou les méthodes opérationnelles comme la ventilation et la filtration de l'air. Ces indicateurs, bien qu'utiles pour des évaluations ciblées, manquent souvent d'une vue d'ensemble et ne considèrent pas les interactions complexes entre les différentes sources de pollution [5]. Les mesures de concentrations de polluants, par exemple, fournissent une évaluation intuitive des niveaux de QAI mais ne prennent pas en compte les facteurs dynamiques, tels que les variations saisonnières ou les changements d'occupation, qui influencent directement la performance globale du bâtiment [7].

Pour surmonter ces limites, dans cette étude, nous avons évalué le confort thermique et la QAI en analysant les données mesurées et en adoptant le concept de Balance Point Concentration (BPC). Contrairement aux autres indicateurs, la BPC permet de quantifier la concentration extérieure maximale de polluants, tels que le PM2.5 et le PM10, que le bâtiment peut tolérer/gérer tout en maintenant une QAI conforme à un seuil cible prédéfini.

2. Méthodologie

Pour évaluer la performance des bâtiments résidentiels face aux particules fines extérieures (PM2.5 et PM10), notamment dans un contexte de variations saisonnières et de microclimat local, nous avons adapté le concept de BPC, initialement développé pour évaluer la performance des salles de classe face aux particules fines extérieures (PM2.5 et PM10), afin de

l'appliquer aux bâtiments résidentiels. L'indicateur BPC représente la limite supérieure des concentrations extérieures que le bâtiment peut tolérer tout en maintenant une qualité de l'air intérieur acceptable [5].

La concentration des particules fines à l'intérieur d'un logement peut être modélisée à l'aide de l'équation de bilan de masse [5]. En supposant un état stationnaire : $\frac{d(C_{int,cible}V)}{dt} = 0$, l'équation de conservation de la masse peut être réarrangée pour exprimer le BPC selon l'équation (1) suivante : $$BPC = C_{int,cible}\left[\frac{KV+(Q_M+\lambda_N V+\lambda_L V)-E}{Q_M(1-\eta_M)+\lambda_N V+\lambda_L VP}\right] \quad (1)$$

Deux scénarios distincts peuvent être envisagées pour étudier les variations du BPC dans les locaux : fenêtres fermées et fenêtres ouvertes. Ces scénarios influencent les mécanismes de ventilation et modifient les termes de l'équation (1).

- **Scénario 1 (fenêtres fermées) :** Dans ce cas, les infiltrations (λ_L) et le système de ventilation mécanique sont prises en compte, tandis que les émissions internes de particules sont exclues. Le BPC est exprimé alors par :

$$BPC_{f,fermées} = C_{int,cible}\frac{KV+Q_M+\lambda_L V}{\lambda_L VP} \quad (2)$$

- **Scénario 2 (fenêtres ouvertes)** : Ici, on la ventilation naturelle (λ_N) et la ventilation mécanique (Q_M), tandis que l'infiltration (λ_L) est négligeable. Le BPC est alors donné par :

$$BPC_{f,ouvertes} = C_{int,cible}\left[\frac{kV+(Q_M+\lambda_N V)-E}{Q_M(1-\eta_M)+\lambda_N V}\right] \quad (3)$$

Pour calculer l'indicateur BPC, plusieurs paramètres interviennent, parmi lesquels deux jouent un rôle fondamental et varient en fonction des scénarios et des saisons : le taux de dépôt des particules (K) et le coefficient de pénétration (P). Ces paramètres ont été déterminés théoriquement en s'appuyant sur les travaux de Wei Xie et al. [8], qui proposent des méthodes validées expérimentalement permettant leur calcul sans recourir à des mesures expérimentales directes.

Taux de dépôt des particules (K)

Le taux de dépôt des particules K, représente la vitesse à laquelle les particules fines se déposent sur les surfaces intérieures du bâtiment. Il est calculé à l'aide du modèle compartimental suivant [8]: $$K = \frac{v_{di}A_{di}+v_{ds}A_{ds}+v_{dv}A_{dv}}{A_{di}+A_{ds}+A_{dv}} \quad (4)$$

Le taux de dépôt global des particules fines est obtenu en tenant compte de la distribution granulométrique des particules [8]: $$K_{particules} = \frac{\sum_i\left(K_i \cdot \frac{dV}{d\log d_{p,i}}\right)}{\sum_i \frac{dV}{d\log d_{p,i}}} \quad (5)$$

Coefficient de pénétration des particules (P)

Le coefficient de pénétration (P) décrit la capacité des particules fines à pénétrer dans le bâtiment via les ouvertures ou les fissures de l'enveloppe. Il est influencé par la sédimentation gravitationnelle (P_G) et la diffusion brownienne P_B : $$P = P_G \cdot P_B \quad (6)$$

Le calcul du coefficient de pénétration dû à la sédimentation gravitationnelle (P_G) est donné par l'équation (7) suivante : $$P_G = 1 - \frac{L \cdot v_g}{H - v_m} \quad (7)$$

Avec : L est la largeur de l'entrée d'air (m), H est la hauteur de l'entrée d'air (m), $v_g$est vitesse de sédimentation des particules (m/s), $v_m$est la vitesse de l'écoulement d'air dans la l'entrée d'air (m/s).

Le calcul du coefficient de pénétration dû à la diffusion brownienne P_B est donné par l'équation (8) suivante : $$P_B = exp\left(-\frac{1.967 \cdot D \cdot L}{v_m \cdot (0.5H)^2}\right) \quad (8)$$

Enfin, le coefficient de pénétration moyen est obtenu par intégration entre deux diamètres limites (d_1 et d_2) :

$$P = \frac{\int_{d_1}^{d_2}\left[1-\frac{L \cdot v_g}{H-v_m}\right] \cdot exp\left(-\frac{1.967 \cdot D \cdot L}{v_m \cdot (0.5H)^2}\right)}{d_2-d_1} d(d_p) \quad (9)$$

3. Description du cas d'étude

L'étude se base sur un immeuble résidentiel situé au nord-est de Nantes. Deux logements de cet immeuble ont été instrumentés pour permettre une observation précise des conditions de confort thermique et de qualité de l'air intérieur. L'analyse s'est concentrée sur un appartement composé de deux pièces : un séjour et une chambre, avec des volumes respectifs de 120 m³ et 82 m³. Ces pièces ont été instrumentées pour mesurer la température intérieure, l'humidité relative, ainsi que les concentrations de CO_2 et de particules fines (PM2.5 et PM10) à l'intérieur et à l'extérieur. Les données mesurées et collectées tout au long de l'année 2023. Ces mesures ont été effectuées à l'aide du NemoXT, tandis que la température extérieure est mesurée à l'aide du capteur AMR wM-Bus ambient sensor (CTN external sensor). L'état d'ouverture des fenêtres/ portes intérieurs est suivi par le capteur Window opening sensor 13 AMR wM-Bus 0–10 V, 4–20 mA On/Off, ARF8041AA, qui enregistre un signal booléen (0 pour fenêtre fermée, 1 pour fenêtre ouverte). Les fenêtres sont à battants simples de 3 m² et s'ouvrent vers l'intérieur. Elles sont composées de deux ouvrants manœuvrables et équipées d'une entrée d'air de 1600 mm². Les portes intérieures mesurent 2 m × 0,8 m, elles disposent d'un détalonnage de 4 mm, favorisant la circulation de l'air. Le système de ventilation mécanique simple flux installé dans l'appartement fournit un débit constant de 25 m³/h basé sur la réglementation [9]. Cependant, la dynamique des échanges d'air intérieur/extérieur est fortement influencée par l'ouverture des fenêtres. Selon les travaux de Yaqubi et al. [10], réalisés dans le même bâtiment, un taux de renouvellement d'air minimal de 0,7 ACH est assuré lorsque les fenêtres restent fermées. Ce taux augmente considérablement lorsque les fenêtres sont ouvertes, atteignant 1,3 ACH avec une fenêtre ouverte, particulièrement entre les mois de mai et septembre, période correspondant à une ventilation naturelle accrue. Pour les scénarios d'occupation, il est supposé que la chambre soit occupée entre 22h00 et 7h00, tandis que le séjour est occupé de 7h00 à 22h00 avec un des occupants qui travaille la nuit et dort toute la journée dans le séjour.

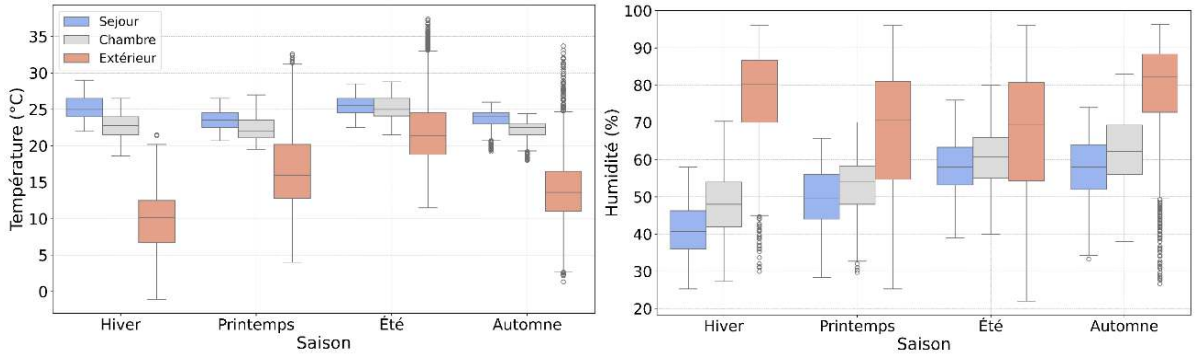
4. Résultats et discussion

4.1. Evaluation du confort thermique

Les données mesurées (Figure 1.a et Figure 1.b) illustrent l'impact du microclimat local et des variations saisonnières sur le confort thermique intérieur, modulée par l'occupation et la ventilation des espaces. En hiver, bien que les températures extérieures avoisinent 0 °C, le chauffage, réglé sur une température de consigne de 21 °C, assure un environnement agréable : le séjour, utilisé intensivement et ventilé régulièrement (fenêtres souvent ouvertes), affiche des températures de 24–26 °C avec une humidité modérée (40–50 %), tandis que la chambre, moins ventilée, présente des températures légèrement plus basses (22–24 °C) et une humidité plus élevée (50–60 %), favorisant l'accumulation d'humidité. Au printemps, l'augmentation

progressive des températures extérieures (10–15 °C) et la hausse de l'humidité ambiante réduisent les écarts entre les espaces, conduisant à une homogénéisation des conditions intérieures avec des niveaux d'humidité convergeant autour de 50 %, bien que le séjour conserve des variations plus marquées. En été, l'influence du microclimat est particulièrement notable, avec des températures extérieures dépassant 30 °C et une humidité élevée (>80 %) qui entraînent des médianes d'humidité intérieures supérieures à 70 % malgré des températures modérées, en raison d'un renouvellement d'air fréquent, surtout dans le séjour. En automne, alors que les températures extérieures se stabilisent entre 10 °C et 15 °C et que l'humidité reste élevée (70–80 %), les conditions thermiques convergent entre la chambre et le séjour, bien que la chambre conserve des niveaux d'humidité légèrement supérieurs en raison d'une ventilation réduite.

Globalement, le logement présente un confort thermique satisfaisant, rendu possible par une gestion active du chauffage et une ventilation adaptée dans les espaces les plus utilisés. Cependant, certaines disparités subsistent, notamment au niveau de la chambre où une humidité plus élevée pourrait impacter le confort sur le long terme. De plus, bien que le séjour bénéficie d'une bonne ventilation grâce à des fenêtres fréquemment ouvertes, ce comportement peut engendrer une augmentation de la consommation énergétique, en particulier en hiver, en raison des pertes de chaleur accrues.



(a) *(b)*

Figure 1 : (a) Comparaison des températures intérieures entre la chambre et le séjour par saison, (b) Comparaison de l'humidité relative entre la chambre et le séjour par saison.

4.2. Evaluation de la qualité de l'air intérieur

4.2.1. Analyse des niveaux de CO_2

La Figure 2 montre que les niveaux de CO_2 varient significativement entre la chambre et le séjour ainsi qu'en fonction des saisons. La chambre, occupée de manière prolongée avec une ventilation naturelle souvent insuffisante (D'après les mesures d'ouverture et de fermeture des fenêtres, que nous n'avons pas pu inclure dans ce papier pour des raisons de brièveté, les fenêtres de la chambre restent généralement fermées, notamment durant la nuit et en hiver), affiche des concentrations plus élevées que le séjour. En hiver, les deux espaces dépassent largement la médiane de 1000 ppm recommandée par l'OMS [2], avec des pics pouvant dépasser 1500 ppm dans la chambre, en raison de la fermeture des fenêtres pour conserver la chaleur. Au printemps, les concentrations restent élevées malgré une légère baisse, tandis qu'en été, elles sont souvent proches ou inférieures à 1000 ppm dans le séjour grâce à une meilleure ventilation naturelle liée à une ouverture fréquente des fenêtres. L'automne présente une tendance similaire au printemps, bien que des valeurs maximales pouvant atteindre 2000 ppm soient parfois observées. Ainsi, malgré le confort thermique, ces niveaux élevés de CO_2 posent un risque majeur pour la santé en cas d'exposition prolongée.

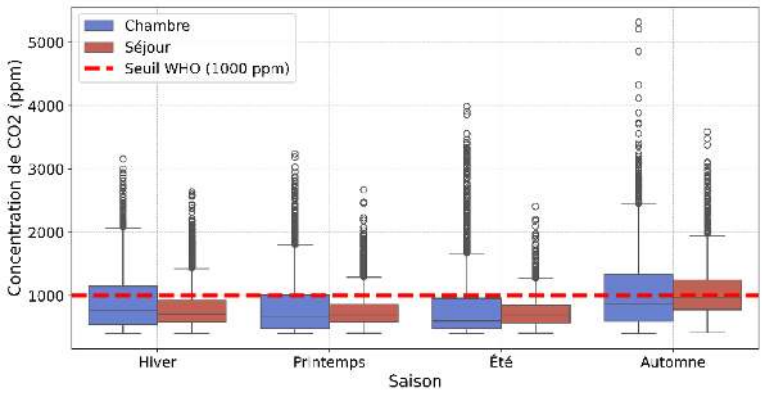


Figure 2 : Comparaison des concentrations saisonnières de CO_2 entre la chambre et le séjour par rapport au seuil recommandé par l'OMS (1000 ppm) [2].

4.2.2. Analyse de l'indicateur BPC pour les particules fines PM2.5 et PM10

Nous avons appliqué l'indicateur BPC aux particules fines PM2.5 et PM10, en prenant en compte les quatre saisons et deux scénarios : fenêtres ouvertes et fenêtres fermées. Pour ce faire, nous avons d'abord calculé le taux de pénétration des particules (P) (eq.9), puis le taux de dépôt des particules (K) (eq.5).

Taux de pénétration pour les particules PM2.5 et PM10

La Figure 3.a présente le taux de pénétration (P) des particules PM2.5 et PM10, identique pour la chambre et le séjour en raison de la similitude des ouvertures et fissures de l'enveloppe. Pour les PM2.5, P atteint 0.99 avec la fenêtre ouverte, indiquant une quasi-totalité de pénétration, et reste élevé (0.91) même lorsque la fenêtre est fermée, du fait de la ventilation mécanique et des défauts d'étanchéité. Pour les PM10, P est plus faible : 0.80 avec une fenêtre ouverte et 0.71 lorsqu'elle est fermée, la taille plus importante limitant leur passage. Ces résultats concordent avec ceux d'études similaires [5].

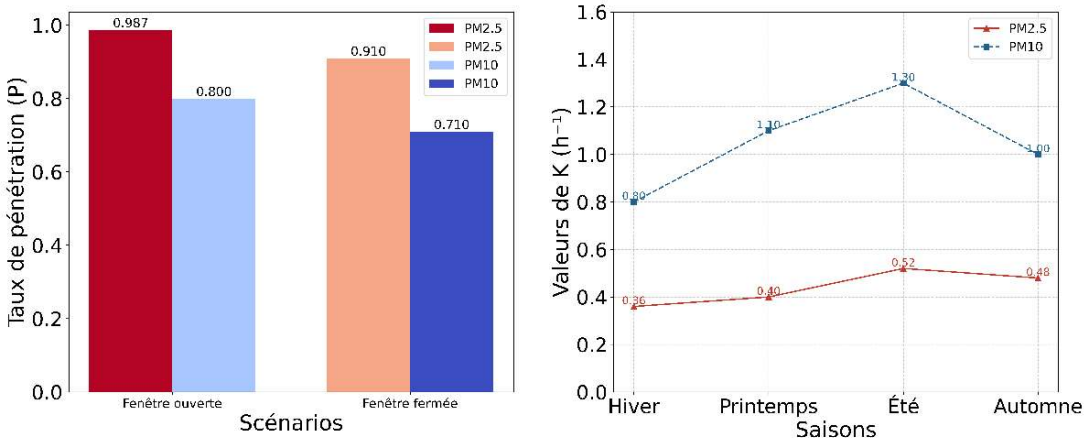
Taux de dépôt des particules PM2.5 et PM10

La Figure 3.b présente les variations saisonnières du taux de dépôt (K) pour les particules PM2.5 et PM10, montrant que K varie selon la saison et diffère entre les deux types de particules. Pour les PM2.5, K passe de 0.36 h^{-1} en hiver à 0.52 h^{-1} en été, avec des valeurs intermédiaires de 0.40 h^{-1} au printemps et 0.48 h^{-1} en automne. Pour les PM10, K est plus élevé : 0.80 h^{-1} en hiver et 1.3 h^{-1} en été, avec 1.1 h^{-1} au printemps et 1.0 h^{-1} en automne. Ces variations s'expliquent par une ventilation naturelle plus importante en été qui favorise le dépôt sur les surfaces, tandis qu'en hiver, la ventilation réduite limite le dépôt. Notons que K est similaire dans la chambre et le séjour, car le dépôt dépend davantage de la nature et de la disposition des surfaces que du volume de la pièce. Enfin, les taux de dépôt plus élevés pour les PM10 s'expliquent par leur taille, qui facilite leur dépôt par effet de gravité et interaction avec les surfaces, conformément aux études [5].

Balance Point Concentration pour PM2.5 et PM10

L'indicateur BPC a été appliqué aux deux pièces (séjour et chambre) pour évaluer la capacité du logement à maintenir une concentration intérieure de particules en dessous d'un seuil cible (15 µg/m³ pour les PM2.5 et 45 µg/m³ pour les PM10, valeurs recommandées par l'OMS [2]). La Figure 4 présente les concentrations intérieures et extérieures pour chaque pièce ainsi que les seuils BPC correspondants. Les résultats montrent que, notamment au printemps et en hiver, ces concentrations dépassent souvent les seuils en raison d'infiltrations accrues provoquées par des gradients de pression favorisant l'entrée des polluants. En été, les concentrations intérieures

restent sous contrôle, car les niveaux extérieurs sont plus faibles, la ventilation naturelle fréquente permet un bon renouvellement de l'air, et l'absence de forts gradients limite les infiltrations. De plus, les dépassements pour les PM10 sont moins fréquents que pour les PM2.5, ces particules se déposant plus rapidement sur les surfaces. Concernant la répartition par pièce, la chambre affiche des concentrations globalement plus stables (bien qu'elles dépassent parfois les seuils sur de longues périodes en raison d'une ventilation insuffisante, comme indiqué en section 4.2.1 sur le CO_2), tandis que le séjour, utilisé de manière intensive, présente des dépassements plus marqués dus à une ventilation naturelle fréquente. Ces résultats suggèrent qu'en conditions modérées, une bonne étanchéité et un renouvellement d'air adéquat assurent une qualité de l'air acceptable, mais cette performance se détériore sous des conditions extérieures extrêmes ou avec des systèmes de ventilation inadaptés.



(a) *(b)*

Figure 3 : (a) Taux de pénétration de particules P pour PM2.5 et PM10 selon les scénarios de ventilation, (b) Taux de dépôt de particules K pour PM2.5 et PM10 selon les saisons.

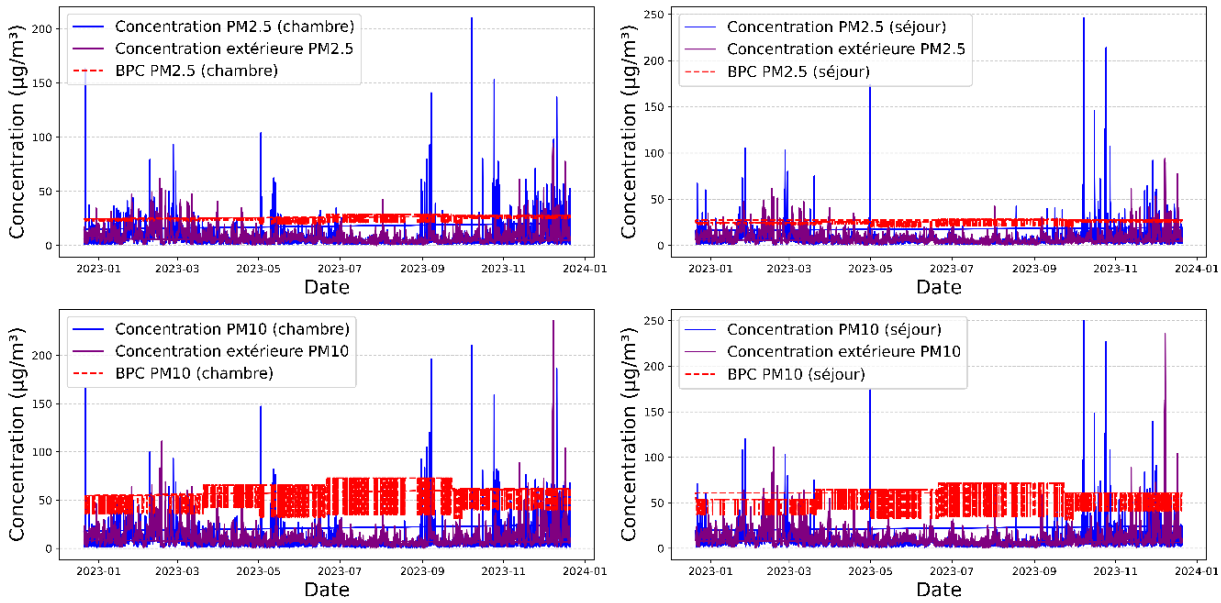


Figure 4 : Évolution des concentrations intérieures et extérieures de PM2.5 et PM10 dans le séjour et la chambre, avec les seuils de Balance Point Concentration (BPC).

5. Conclusion

Cette étude met en évidence l'impact des variations saisonnières et du microclimat local sur le confort thermique, la QAI dans un bâtiment résidentiel à Nantes. À travers une analyse expérimentale des températures, de l'humidité, du CO2 et des concentrations de particules fines

(PM10, PM2.5) sur une année complète, nous avons montré que les interactions entre ces paramètres varient en fonction des saisons et des stratégies de ventilation. Afin d'évaluer la capacité du bâtiment à maintenir une QAI acceptable malgré ces fluctuations, nous avons adapté l'indicateur BPC au contexte résidentiel. Les résultats ont montré que, bien que le bâtiment présente globalement un bon confort thermique, avec des températures et une humidité relative acceptables pour la majorité des données mesurées, cela ne suffit pas à garantir un environnement intérieur sain. L'analyse du CO2 a révélé des concentrations élevées, particulièrement dans la chambre, dépassant fréquemment le seuil de 1000 ppm cela pourrait être expliqué par une ventilation naturelle insuffisante et des comportements des occupants. L'une des limites de l'étude réside dans l'incapacité des capteurs à mesurer le pourcentage réel d'ouverture des fenêtres, ce qui ne permet pas l'évaluation précise du renouvellement d'air. Il est probable que certaines fenêtres signalées comme ouvertes n'aient été que légèrement entrouvertes, réduisant ainsi l'évacuation du CO2. Les résultats obtenus dans cette étude se situent globalement dans la bande des hypothèses posées. Toutefois, certaines limites ont été identifiées, notamment le manque de tests d'infiltration permettant d'évaluer l'étanchéité du bâtiment et une enquête auprès des occupants. Dans cette perspective, des travaux futurs pourraient être menés pour affiner l'évaluation de la performance du bâtiment en intégrant une approche multicritère prenant simultanément en compte le confort thermique, la QAI et l'efficacité énergétique.

Références

[1] N. R. Martins and G. C. Da Graca, "Impact of PM2. 5 in indoor urban environments: A review," Sustain Cities Soc, vol. 42, pp. 259–275, 2018.

[2] W. H. Organization and W. H. Organization, "WHO Global Air Quality Guidelines: Particulate Matter (PM2. 5 and PM10)," Ozone, Nitrogen Dioxide, Sulfur Dioxide and Carbon Monoxide, p. 267, 2021.

[3] E. R. Jones et al., "The effects of ventilation and filtration on indoor PM2. 5 in office buildings in four countries," Build Environ, vol. 200, p. 107975, 2021.

[4] D. Shin et al., "The Effectiveness of a Mechanical Ventilation System for Indoor PM2. 5 in Residential Houses," Toxics, vol. 11, no. 11, p. 912, 2023.

[5] S. Kim, K. Kang, D. Park, H. Na, and T. Kim, "Balance point concentration: An indicator for classroom performance against outdoor PM2. 5," Build Environ, vol. 266, p. 112021, 2024.

[6] C. Chen and B. Zhao, "Review of relationship between indoor and outdoor particles: I/O ratio, infiltration factor and penetration factor," Atmos Environ, vol. 45, no. 2, pp. 275–288, 2011.

[7] L. Stabile, M. Dell'Isola, A. Russi, A. Massimo, and G. Buonanno, "The effect of natural ventilation strategy on indoor air quality in schools," Science of the Total Environment, vol. 595, pp. 894–902, 2017.

[8] W. Xie, Y. Fan, X. Zhang, G. Tian, and P. Si, "A mathematical model for predicting indoor PM2. 5 concentration under different ventilation methods in residential buildings," Building Services Engineering Research and Technology, vol. 41, no. 6, pp. 694–708, 2020.

[9] J. O, "Arrêté du 24 mars 1982 relatif à l'aération des logements," 1983.

[10] O. Yaqubi, "Contribution to the development of a methodology to build indoor overheating vulnerability maps at the city scale integrating climate change data and urban heat island," Nantes Université, 2022.

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet CREATIV (convention de financement N°2062C0002, ADEME « appel à Projet Bâtiments 2020 »).

Développement d'un modèle pour l'environnement urbain basé sur l'approche RANS transitoire

Developing a model for Urban Environment based on transient RANS approach

Hamidreza Mohammadpour[1,2*], Stephanie Giroux-Julien[1], Victoria Timchenko[2], Auline Rodler[3], Eric Peyrol[1]

[1] LAGEPP, UMR 5007, Université Claude Bernard Lyon 1
43 Bd du 11 Novembre 1918, 69100 Villeurbanne, France
[2] University of New South Wales
Sydney NSW 2033, Australia
[3] CEREMA Equipe, BPE
*(hamidreza.mohammadpour@univ-lyon1.fr)

Résumé

La température de l'air ambiant dans une ville est un paramètre critique pour le confort thermique urbain. Elle influence également fortement les besoins en énergie pour le refroidissement et le chauffage des bâtiments. Les propriétés thermiques et radiatives de ces surfaces affectent la température de l'air ambiant. L'utilisation de revêtements spécialement conçus pour l'ensemble de ces surfaces peut donc être un moyen efficace de contrôler cet environnement urbain local et la température des rues canyon. L'objectif de cet article est de décrire le modèle développé, adapté à une utilisation dans les études thermiques urbaines, et de montrer la précision des résultats en les comparant à des données issues de campagnes expérimentales en milieu urbain. Les résultats sont également confrontés aux résultats issus de simulations basées sur des modèles. Le solveur en volumes finis du logiciel ANSYS/FLUENT 22 est utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires (modèle URANS).

Abstract

The ambient air temperature in a city is a critical parameter for thermal comfort. It also strongly influences energy needs for cooling and heating. Thermal and radiative parameters of these surfaces can affect urban ambient air temperature and street canyon temperature. So, using specially designed pavements on buildings and surfaces on the streets can be an effective way to control the local urban environment. The aim of this paper is to describe the developed model, suitable to use in urban thermal studies, and to show the accuracy of the result by comparing them to real data that have been published from data gathering campaigns. Also, results are compared with other models to measure the accuracy of this model against others. Finite Volume solver in ANSYS/FLUENT 22. software is used to solve unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) equations.

Nomenclature

A	Area of surface i, m^2	K_t	Turbulence conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$
C	Volumetric heat capacity, $J.m^{-3}.K^{-1}$	N	Number of surfaces
C_p	Specific heat capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	P	Pressure, Pa
E	Total energy, J	$q_{in,i}$	Energy flux into surface i
$F_{i,j}$	View factor between surfaces i and j	$q_{out,i}$	Energy flux leaving surface i
G_b	Turbulence generation from buoyancy, $J.m^{-3}.s^{-1}$	S	Source terms

G_k	Turbulence generation from mean velocity gradients	T	Temperature, K
h	Enthalpy, J	v	Velocity, $m.s^{-1}$
k	Turbulence kinetic energy, $J.kg^{-1}$	Z_H	Building height, m
K_{eff}	Effective conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$		
Greek symbols			
$\alpha_{i,j}$	Visibility indicator of surface i and j	μ	Viscosity, $Kg.m^{-1}.s^{-1}$
α_{IR}	Infrared absorptivity	μ_t	Turbulence viscosity, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
α_{VS}	Visible absorptivity	ρ_i	Reflectivity
$\delta_{i,j}$	Kronecker delta	ρ	Density, $kg.m^{-3}$
ε	Turbulence dissipation rate	σ	Boltzmann constant, $W.m^{-2}.K^{-4}$
ε_i	Emissivity of surface i	τ	Viscous shear, $kg.m^{-1}.s^{-2}$
θ_i			

1. Introduction

With the increasing urban population all across the globe, cities are expanding rapidly, resulting in significant environmental changes in urban areas [1-3]. Furthermore, urban expansion often replaces vegetated and natural landscapes with buildings, roads, and other infrastructure. surfaces such as rooftops and pavements typically have lower albedo values, causing them to absorb and retain more solar energy. This leads to an increase in surface temperature which has a significant impact on air temperature, particularly within the urban canopy layer [4-6] which plays a crucial role in the thermal dynamics of cities. There are two main strategies for Urban Heat Island mitigation. First, the development of green infrastructures and second, the use of sustainable materials with improved thermal properties to reduce surface temperatures [7]. These materials, often referred to as "cool materials", are specifically designed for applications such as street pavements and building coatings. Previous studies have demonstrated that cool materials applied to street pavements and building walls can significantly reduce surface temperature in urban areas by influencing the thermal energy balance. They achieve this through mechanisms such as reducing thermal energy storage in the material and underlying soil, decreasing absorbed solar energy, and enhancing emitted radiation [5].

As mentioned before, surface albedo is one of the critical parameters influencing surface and urban ambient temperature. Urban surfaces can be categorized into four main parts, natural surfaces, street surfaces, building roofs, and building walls. It is therefore essential to evaluate the impact of the albedo of these three components on street canyon temperatures and the Urban Heat Island (UHI) effect simultaneously. Studying this parameter on real experimental cases in cities is costly, time-consuming, and almost impossible to execute. Hence, two alternative approaches are commonly employed. First, making scaled models and conducting experimental studies on them, like the study by Lu et al. in a suburb of Guangzhou, China [8]. Second, using computational analysis which can be used in a very extensive range of studies and it is much less costly. Consequently, most investigations in this field rely on computational modeling. Numerous studies have investigated the impact of roof surface albedo on urban ambient temperature using computational techniques such as meso-scale and Computational Fluid Dynamics (CFD) models. While meso-scale models are suitable for large-scale analyses, they are very coarse and can't capture and calculate all the details on heat transfer, radiation and air flow between building walls, roofs, streets and street canyons. In contrast, CFD models can simulate all of these interactions

more accurately in fine grids. For this reason, CFD models have been utilized to study the cooling effects of using cool materials in urban environments [9-12].

While these studies provide solid insights into the thermal effect of cool materials on cities, only two specifically examine the effect of cool material on urban environment (ambient temperature) in addition to surface temperature [9, 12]. Further research is therefore required to investigate the effect of using cool materials in cities on urban environment.

In this paper, the development of a CFD model using Ansys Fluent 22.R2 software is described and the accuracy of this model is presented. In future works this model will be used to simulate the urban environment and the thermal effect of cool materials on street pavements, building roof and building walls on surface and ambient temperature will be studied. The contents of this paper are organized as follow. In sections 2, details of numerical model and different cases simulated in this paper are described. Section 3 is dedicated to explaining radiation model and governing equations. Section 4 presents the validation of numerical model, and an analysis of the simulation results. The overall conclusion of the study is presented in section 5.

2. Model description

Turbulent airflow, along with conduction, convection and radiation heat transfer, is simulated in ANSYS Fluent 22.R2. The geometry details are shown in Figure 1. Buildings are represented as cubes, and the domain contains of nine cubes arranged in a 3×3 matrix, all with identical geometry place over a surface modeled as street surface.

The building walls consist of three layers, the street surface includes two underground soil layers in addition to the surface layer that represents the street. All outer boundaries of the building walls and the street surface have wall (no slip) boundary condition for velocity and radiation plus convection for thermal boundary condition. The inner boundaries of building walls, as well as the deep soil boundary located beneath the soil layers, are set to constant temperature boundary condition. The details and material properties of the layers are listed in section4.

The airflow (wind) enters the computational domain from right-side boundary, which is set to inlet boundary condition. The wind speed and temperature are determined in this boundary from in site data measured in [13], and an exponential velocity profile is applied. The top boundary is set to zero shear boundary condition and the temperature is constant in this boundary, this boundary is considered as sky and the temperature is set to sky temperature since it is important to consider the long-wave radiation between sky and surfaces of domain. This temperature is calculated using formula presented by Walton [13, 14]. Solar radiation is added to the model using solar ray tracing model which provided in Ansys Fluent software. Heat fluxes calculated from this model are coupled to Ansys Fluent via a source term in boundary condition equation of surfaces.

The simulations in this study are time-dependent and are conducted over a full day, so sun position and sun radiation parameters change over time. Radiation within the geometry is modeled using the Surface-to-Surface (S2S) radiation model, provided in ANSYS Fluent software, and resulting heat fluxes are added to energy equation via source term. Energy and Navier-stokes equations are solved using Finite Volume Method (FVM). The details of the radiation model and governing equations are explained in following sections.

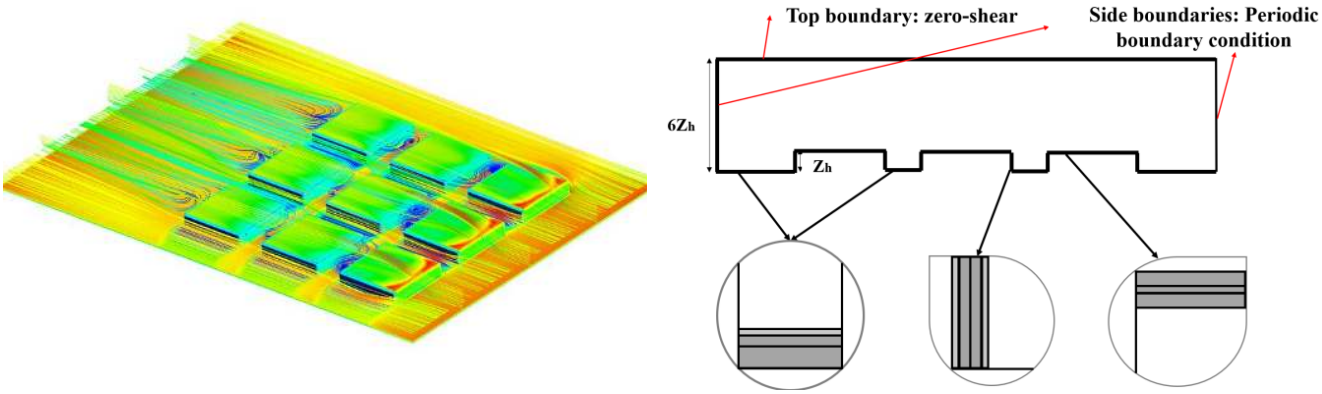


Figure 1: Left: Computational domain with surface temperature and stream lines. Right: Cross section of the computational domain

3. Governing equations

This section introduces the governing equations, including the continuity and momentum (Navier-stokes) equations, the surface-to-surface (S2S) radiation model and the energy equation.

3.1. Continuity equation, Reynolds-averaged Navier Stokes equation and Turbulence model

Considering the urban flow characteristics and wind velocity in our simulations, the Mach number is relatively low and the airflow can be treated as incompressible. The continuity equation for incompressible flows has the following form:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

Also, Reynolds-averaged Navier Stokes equation is the following:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho u_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i u_j\right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_j \frac{\partial u_l}{\partial x_l}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\rho\overline{u_i' u_j'}\right) \tag{2}$$

The last term in this equation represents the Reynolds stress, which must be modeled to close equation (2). A common method for this purpose is to use Boussinesq hypothesis, expressed in equation (3) and use turbulence models to compute it.

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)\delta_{ij} \tag{3}$$

The k-ε model has been employed in this work as the turbulence model. This model introduces two additional transport equations: one for the turbulence kinetic energy (k) (equation (4)) and another for the turbulence dissipation rate (ε) (equation (5)), to close the equation (2). Using these two parameters, the turbulence viscosity (μ_t) can be calculated with equation (6).

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho k\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho k u_i\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon + S_k \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}+S_\varepsilon \tag{5}$$

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{6}$$

In this model, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, C_μ, σ_k and σ_ε are all constants and have the following values:

$C_{1\varepsilon}=1.44$ $C_{2\varepsilon}=1.92$ $C_\mu=0.09$ $\sigma_k=1$ $\sigma_\varepsilon=1.3$

Additionally, G_k represents the generation of turbulence kinetic energy due to mean velocity gradients, while G_b represents the generation of turbulence kinetic energy due to buoyancy.

3.2. Surface-to-Surface (S2S) radiation model and Energy equations

Energy fluxes leave each surface of the geometry in the form emitted radiation as well as the reflection of radiation emitted by other surfaces. The energy flux leaving the surface "i" can be expressed as follows.

$$q_{out,i}=\varepsilon_i\sigma T_i^4+\rho_i q_{in,i} \tag{7}$$

The energy fluxes incident on surface "i" from another surface depend on whether these two surfaces "see" each other or not. This interaction is quantified by calculating the view factor between the two surfaces. The view factor between two surfaces can be calculated as:

$$F_{ij}=\frac{1}{A_i}\int_{A_i}\int_{A_j}\frac{cos\,\theta_i\,cos\,\theta_j}{\pi r^2}\alpha_{ij}dA_i dA_j \tag{8}$$

If dA_i is visible to dA_j, $\alpha_{ij}=1$ and if it is not visible $\alpha_{ij}=0$. The incident energy flux to surface "i" can now be calculated using equation (9). In this equation, N is the number of surfaces surrounding surface "i" in the geometry.

$$A_i q_{in,i}=\sum_{j=1}^{N}A_j q_{out,j}F_{ji} \tag{9}$$

Using view factor reciprocity relationship which is:

$$A_j F_{ji}=A_i F_{ij} \tag{10}$$

Equation (9) and therefore equation (7) can respectively written as:

$$q_{in,i}=\sum_{j=1}^{N}q_{out,j}F_{ij} \tag{11}$$

$$q_{out,i}=\varepsilon_i\sigma T_i^4+\rho_i\sum_{j=1}^{N}q_{out,j}F_{ij} \tag{12}$$

This represents N equations, which can recast into matrix form and solved.

The energy equation in the fluid regions has the following form:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E)+\nabla.\left(\vec{v}\left(\rho E+P\right)\right)=\nabla.\left(k_{eff}\nabla T+\left(\bar{\bar{\tau}}_{eff}.\vec{v}\right)\right) \tag{13}$$

In this equation:

$$E=h-\frac{P}{\rho}+\frac{v^2}{2} \tag{14}$$

$$h=\int_{T_{ref}}^{T}c_p dT \tag{15}$$

Also, K_{eff} is effective conductivity and it's consisted of two parts:

$$K_{eff}=K+K_t \tag{16}$$

K_t is turbulent conductivity, defined according to the turbulence model.

The energy equation in solid regions is:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)=\nabla.\left(k\nabla T\right) \tag{17}$$

The enthalpy (h) can be calculated using equation (15). The calculated heat fluxes in the radiation model, are added to the energy equation as source term in boundary condition equation of surfaces.

4. Validation

The time variation of the roof surface temperature is validated against real site measurements conducted at the Vancouver lite industrial site [13]. Furthermore, the results are compared with three-dimensional energy balance model (TUF3D) and the Town Energy Balance model (TEB) presented in [14]. The data gathering campaign was carried out in August of 1992. The Vancouver lite industrial site consists of one to three-story buildings, and the area has distinct lack of vegetation. The wind speed varied throughout the day during the data collection campaign, and this diurnal variation is presented in Figure 2. Input parameters, including material properties, geometric parameters, and initial values, are same as reported in Table 2 of [14]. Radiative parameters, and also parameters related to the mesh, and the solver are listed in Table 1. It is worthy to mention that the Reynolds number of our simulations is around 4500, and also convergence criteria is residuals. Residuals thresholds for convergence for Continuity, Momentum and turbulence parameters equations is 1×10^{-3} and for energy equation is 1×10^{-6}. The residuals in the simulations conducted in this study are smaller than the specified thresholds, ensuring that convergence has been achieved.

As shown in Figure 3, the results from this work have a good agreement with real site measurements. The maximum roof surface temperature (44.15°C) is close to the maximum temperature measured on-site (44.41°C–50.02°C). Furthermore, the time of day at which this maximum temperature occurs (13:30h) is also close with the on-site data (12:30h). This shows the accuracy of the model developed in this study using ANSYS Fluent software and its reliability for future applications in studying the thermal effects of various cool pavements on urban environments. However, there is a difference between the results of this model and those obtained from the TUF3D and TEB models. Specifically, before sunrise, when longwave radiation is the dominant heat transfer mechanism, the scope of the temperature variation predicted by this model

differs from that of the TUF3D and TEB models. This discrepancy arises from differences in how the surface-to-surface radiation model used in this study and the radiation models in TUF3D and TEB handle longwave radiation. Additionally, the input material properties of surface for longwave and shortwave radiation are needed in these models. For instance, in the surface-to-surface radiation model there is no longwave and shortwave emissivity needed as material properties for surfaces; instead, parameters such as direct infrared absorptivity, and direct visible absorptivity are required.

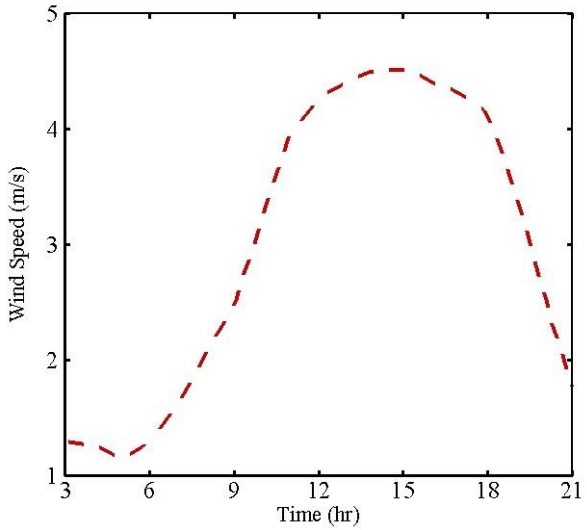


Figure 2: Wind speed during data collection [14]

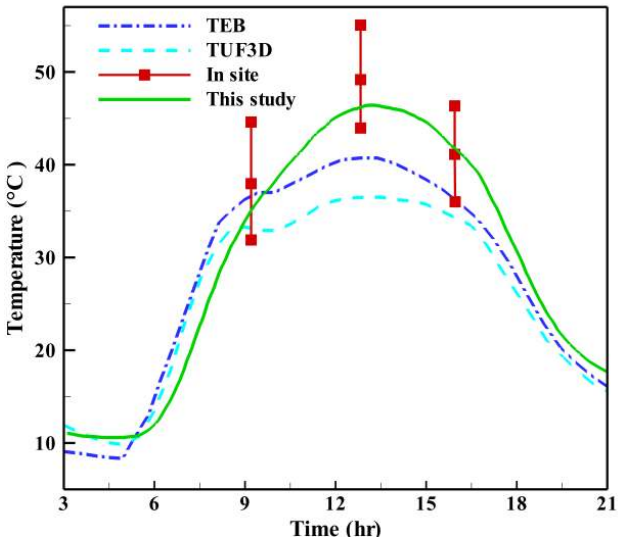


Figure 3: Validation of average roof surface temperature

Parameter	Value
Radiative	
α_{IR}	0.88
α_{VS}	0.92
Geometric	
Z_H, *m*	5.79
Street Width, m	11.58
Building Length, m	28.95
Mesh number	36000
Solver	
Time step, s	30

Table 1: Parameters employed in the model

5. Conclusion

As described in previous section, the model developed in this work using ANSYS Fluent software has a good accuracy and it's reliable to use in future studies on thermal effect of roof surface material on urban environment. This model accurately predicts the trends in durational

changes of average roof surface temperature in addition to maximum temperature. The calculated roof surface temperatures are within the uncertainty range of the temperature sensors used in the experimental study conducted by Voogt and Grimmond (2000) [13].

Acknowledgment

Co-funded by the European Union under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No 101081465 (AUFRANDE). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union or the Research Executive Agency. Neither the European Union nor the Research Executive Agency can be held responsible for them.

References

[1] B. Güneralp, M. Reba, B.U. Hales, E.A. Wentz, K.C. Seto, Trends in urban land expansion, density, and land transitions from 1970 to 2010: A global synthesis, Environmental Research Letters 15(4) (2020) 044015.
[2] J. Gibson, G. Boe-Gibson, G. Stichbury, Urban land expansion in India 1992–2012, Food Policy 56 (2015) 100-113.
[3] W. Fei, S. Zhao, Urban land expansion in China's six megacities from 1978 to 2015, Science of the Total Environment 664 (2019) 60-71.
[4] A.T. Hayes, Z. Jandaghian, M.A. Lacasse, A. Gaur, H. Lu, A. Laouadi, H. Ge, L. Wang, Nature-based solutions (nbss) to mitigate urban heat island (UHI) effects in Canadian cities, Buildings 12(7) (2022) 925.
[5] S. Kappou, M. Souliotis, S. Papaefthimiou, G. Panaras, J.A. Paravantis, E. Michalena, J.M. Hills, A.P. Vouros, A. Ntymenou, G. Mihalakakou, Cool pavements: State of the art and new technologies, Sustainability 14(9) (2022) 5159.
[6] S. Ren, C. Stroud, Impacts of urban canyon aspect ratio and roof albedo on heat fluxes and temperatures in four urban centers, Urban Climate 44 (2022) 101189.
[7] A.M.M. Irfeey, H.-W. Chau, M.M.F. Sumaiya, C.Y. Wai, N. Muttil, E. Jamei, Sustainable mitigation strategies for urban heat island effects in urban areas, Sustainability 15(14) (2023) 10767.
[8] M. Lu, L. Zeng, Q. Li, J. Hang, J. Hua, X. Wang, W. Wang, Quantifying cooling benefits of cool roofs and walls applied in building clusters by scaled outdoor experiments, Sustainable Cities and Society 97 (2023) 104741.
[9] N. Nazarian, J. Kleissl, CFD simulation of an idealized urban environment: Thermal effects of geometrical characteristics and surface materials, Urban Climate 12 (2015) 141-159.
[10] F. Xu, J. Zhang, Z. Gao, The effect of building surface cool and super cool materials on microclimate in typical residential neighborhoods in Nanjing, Sustainable Cities and Society 98 (2023) 104838.
[11] Z. Zhu, D. Zhou, Y. Wang, D. Ma, X. Meng, Assessment of urban surface and canopy cooling strategies in high-rise residential communities, Journal of Cleaner Production 288 (2021) 125599.
[12] M. Hadavi, H. Pasdarshahri, Impacts of urban buildings on microclimate and cooling systems efficiency: Coupled CFD and BES simulations, Sustainable Cities and Society 67 (2021) 102740.
[13] J.A. Voogt, C. Grimmond, Modeling surface sensible heat flux using surface radiative temperatures in a simple urban area, Journal of Applied Meteorology 39(10) (2000) 1679-1699.
[14] E.S. Krayenhoff, J.A. Voogt, A microscale three-dimensional urban energy balance model for studying surface temperatures, Boundary-Layer Meteorology 123 (2007) 433-461.

Thème 8

Thermique appliquée

Experimental and numerical analysis of shower drain water heat recovery heat exchangers fouling . 667
Recyclage par Reformage de Composites à Matrice Polyester 675
Performances hygrothermiques d'un composite en plâtre et fibres de Furcraea Foetida (choca vert) 683
Influence des transferts d'humidité sur la transmittance thermique de murs en ossature bois 691
Experimental study to assess the effect of coatings radiative properties on the temperature of a Dadant hive 699
Dispositif de mesure de couches parasites par dissipation thermique et mesure de résistance thermique 707
Essais dynamiques pour caractériser le comportement thermique des murs - Application au béton de terre 715
Valorisation des déchets d'éléments d'ameublement (DEA) dans l'isolation thermique des bâtiments : Caractérisation thermophysique et analyse de cycle de vie 723
Caractérisation et simulation du comportement thermique d'éco matériau composite à base de terre de barre et fibre de coco. 731
Optimisation du dimensionnement d'un condenseur à ailettes creuses interconnectées en polymère 739
Experimental and numerical study of constrained melting of metallic phase change material (PCM) . 747
Contrôle des conditions de mise en forme d'une pièce composite à matrice thermodurcissable de très forte épaisseur 755
Etude numérique de dimensionnement et d'optimisation d'un caloduc spatial innovant 763
Optimisation de la conception des parois du bâtiment pour la réduction des consommations énergétique 771
Modèle saisonnier de pont thermique 779
Développement et caractérisation thermophysique de bio composite d'isolation à base de fibres de coir et gaines foliaires de cocotiers. 787

Analyse expérimentale et numérique de l'encrassement de récupérateurs de chaleur sur eaux grises de douche

Experimental and numerical analysis of shower drain water recovery heat exchangers fouling.

Jean-Baptiste BOUVENOT[1,2*]
1: ICube laboratory, University of Strasbourg, France
2: INSA Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire, 67000 STRASBOURG
[*](auteur correspondant : jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr)

Résumé - La récupération de chaleur sur eaux grises est une stratégie intéressante qui peut réduire considérablement la consommation d'énergie des bâtiments pour l'eau chaude sanitaire. Cependant, ces échangeurs contiennent du côté chaud de l'eau contaminée (graisses, matières organiques) et en contact avec de l'oxygène, ce qui favorise le développement d'un biofilm. Ce biofilm a un impact potentiellement important sur les performances de ces échangeurs. L'objectif de cette étude est d'analyser les données expérimentales d'une année et d'en déduire un modèle analytique basé sur des données simulant le développement du biofilm et la résistance de contact pour l'utiliser dans les codes de calcul.

Abstract - Heat recovery from grey water is an interesting strategy that can drastically reduce buildings energy consumption for domestic hot water. However, these exchangers contain warm water on the hot side that is contaminated (grease, organic matter) and in contact with oxygen, which encourages the development of biofilm. This biofilm has a potentially significant impact on the performance of these exchangers. The aim of this study is to analyze one year's experimental data and to derive an analytical data driven model simulating biofilm development and contact resistance for use in calculation codes.

Nomenclature

COP	coefficient of performance
E	heat exchanger efficiency, -
k_f	fouling coefficient, $kJ.K^{-1}.m^{-2}.d^{-2}$
NTU	number of transfer units, -
q_v	volume flow rate, $m^3.h^{-1}$
R_f	fouling thermal resistance, $m^2.K.kW^{-1}$
$R_{f\infty}$	asymptotic thermal resistance, $m^2.K.kW^{-1}$
US	thermal conductance, $W.K^{-1}$
T	temperature, K
T	duration, day or weeks

Index and exponent

0	nominal/initial
cwi	inlet cooling water (from the network)
cwo	outlet cooling water (after the HX)
f	fouling
gr	growth
hx	heat exchanger
ind	induction
mix	mixing temperature

1. Introduction

Domestic hot water (DHW) is a major source of energy consumption in residential buildings (second behind heating), accounting for 16% in France [1, 2] in 2021 (15% in Europe in 2021 [3], 18% in the United States in 2023 [4]). This rate has risen steadily, doubling over the last 50 years in France [1,2], due to improvements in the thermal performance of buildings (increasingly stringent regulations (RT 2012 and RE2020)) and higher levels of comfort, particularly with more frequent showers. This rate will be even higher for high-performance buildings (new or renovated), reaching around 30% [5]. The energy consumed for DHW dedicated to showers in France will represent around 49 TWh in 2021 [1], of which 24 TWh [1] will be produced using electrical energy, mainly Joule-effect systems (around 11 million units) which operate mainly at night during off-peak hours. This basic electricity consumption

is mainly covered by nuclear power plants. This represents the electricity production of around 2 nuclear reactors (out of 57 in France in 2024). Among DHW consumption, shower consumption accounts for around 2/3 of the total. It also happens to be the easiest source of heat to recover ('lightly charged' grey water compared with 'heavily charged' grey water, i.e. oily water). In addition to the gains in terms of energy efficiency and GHG emissions, recovering some of this energy offers the opportunity to free up electrical capacity in view of the growing use of electric mobility, which will require large quantities of energy during this same night-time period to recharge. Often, we work to improve DHW production (thermodynamic hot water heaters TWH, heat pumps, solar thermal panels, biomass, etc.) without bothering to recover the heat lost during the evacuation of grey water that is still hot. However, this is what is commonly done in a double flow ventilation system, for example. Furthermore, in energy terms, only 20% of the total heat produced is used (heat that is used/lost by convection with the skin and by evaporation between the shower head and the drain (see Fig.1)). 80% of the heat produced will be evacuated through the drain (powers of the order of 10 kW):

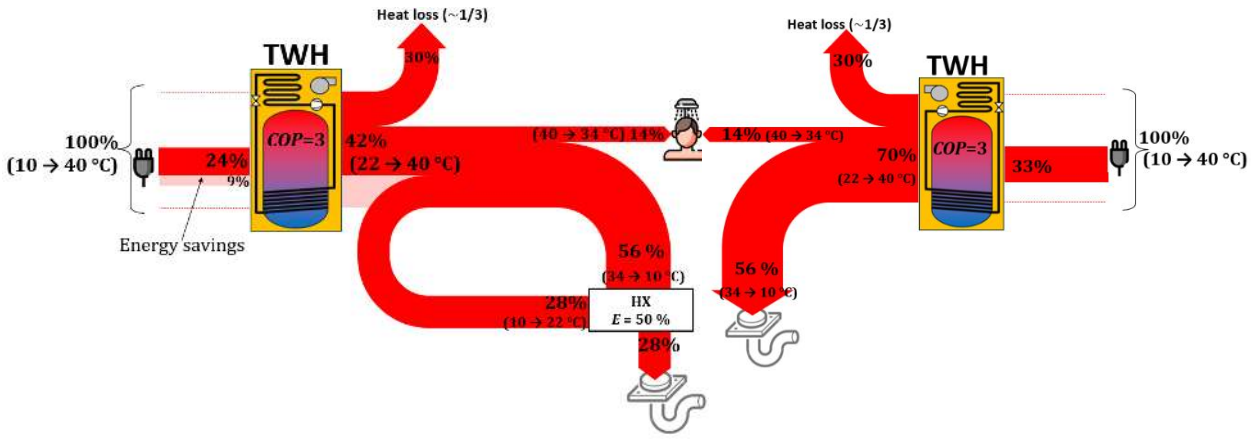


Figure 1 : *Sankey diagram comparing TWH with and without drain water heat recovery*

Figure 1 shows an example of an energy balance for the production of DHW by a TWH with and without a heat recovery unit. The gain from a standard heat recovery unit (E_{hx}=50%) can be estimated at around 30%. It can also be seen that static losses become the majority in this case. It is relatively easy to recover this heat, either via passive, gravity heat exchangers, or via active thermodynamic systems that use this waste heat as a heat sink. The latter are obviously relevant, but the advantages of the first solution are its low technology, low maintenance (no moving parts), long life and low cost. The major disadvantage, however, lies in its integration, since it requires a gravity heat exchanger that should ideally be located below and as close as possible to the grey water drain, which is not always possible (single-storey houses or flats). TWH are also being used more and more to replace traditional Joule-effect electric water heaters (EWH), making it possible to improve the energy efficiency of DHW production in buildings by a factor of around 3 (corresponding to the coefficient of performance *COP*). This system is obviously relevant in the current context (energy/climate issues), however, these systems are particularly sensitive to fouling due to the nature of the primary fluid: charged grey water (slightly oily water) containing organic matter and the presence of oxygen (free surface flow in uncharged pipes). In particular, biofilm growth can be observed in these pipes, preventing heat transfer and obstructing the flow. Previous studies have analyzed the parameters influencing energy performance (flow rate, hydraulic connections) [6-7] or the impact of these heat recovery units on the performance of thermodynamic water heaters [8]. The first aim of this study is to analyze experimentally the dynamics of fouling and biofilm development on the basis of in situ tests carried out over a long period (14 months) and with a high sampling rate (6s time step). This study then proposes an analytical model with parameters identification based on calibration of the model with the experimental data.

2. In situ test

A heat recovery unit has been installed in a flat for a family of 3 people (2 adults and a small child (<1m)) in an urban context (Strasbourg, France). The technical installation consisted of DHW production using a 200 l electric water heater tank (Joule effect), and an Ehtech Obox heat recovery unit (see Fig. 2) connected to both the DHW tank and the thermostatic mixing valve installed directly under the shower tray. The distance between the drain and the recovery unit is very small (30 cm) and has been thermally insulated. A thermostatic mixer adjusts the temperature according to the set point (around 40°C in practice) and according to the temperature at the outlet of the heat recovery unit. In terms of metrology, we used type K thermocouples to measure the temperatures of cold water T_{cwi}, preheated water T_{cwo}, water drawn off at the shower head T_{mix} and water at the drain T_{drain} (see Fig.2). A data logger with a 6 s time step was used. These thermocouples have been tested beforehand in a controlled water bath to be calibrated.

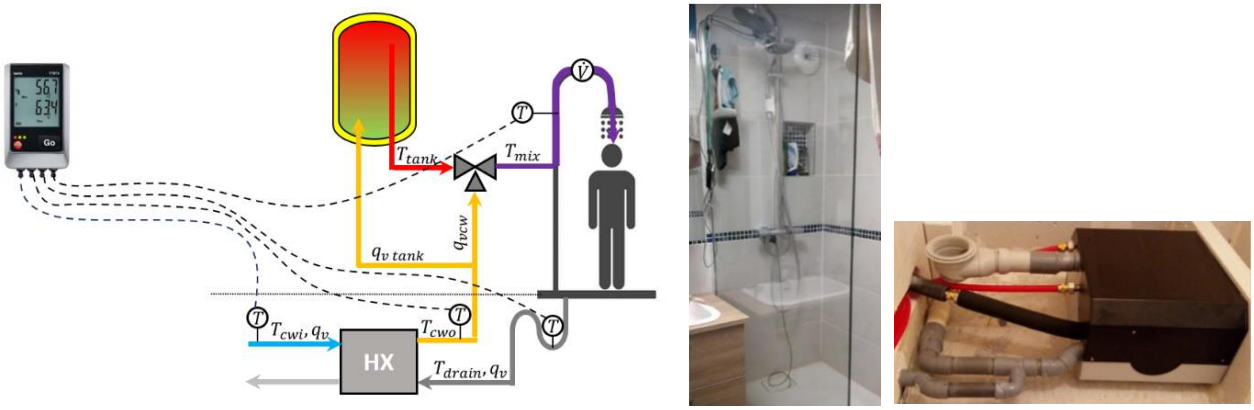


Figure 2: *Sensor location and photo of the tested device*

Physical quantity	Technology	Accuracy	reference
temperature	Armoured Type K Thermocouple	∓0,6 K	Data logger Testo 176 T4
Water volume	Blades sensor	∓8 %	Amphiro b1connect

Table 2 : *Sensors characteristics*

The results of the *in situ* test highlighted the significant impact of heat exchanger fouling. Figure 3 shows the impact of the flow rate, but also the difference between nominal operation and operation degraded by fouling. In particular, an average efficiency of 66% is measured, compared with a nominal efficiency of 72%, i.e. a drop of 8% (or 6 points). We also plot on Fig.3 a theoretical curve of theoretical HX efficiency by applying the *NTU* theory and by taking into account the impact of mass flow variation on thermal conductance of the heat exchanger *US* from previous works [7].

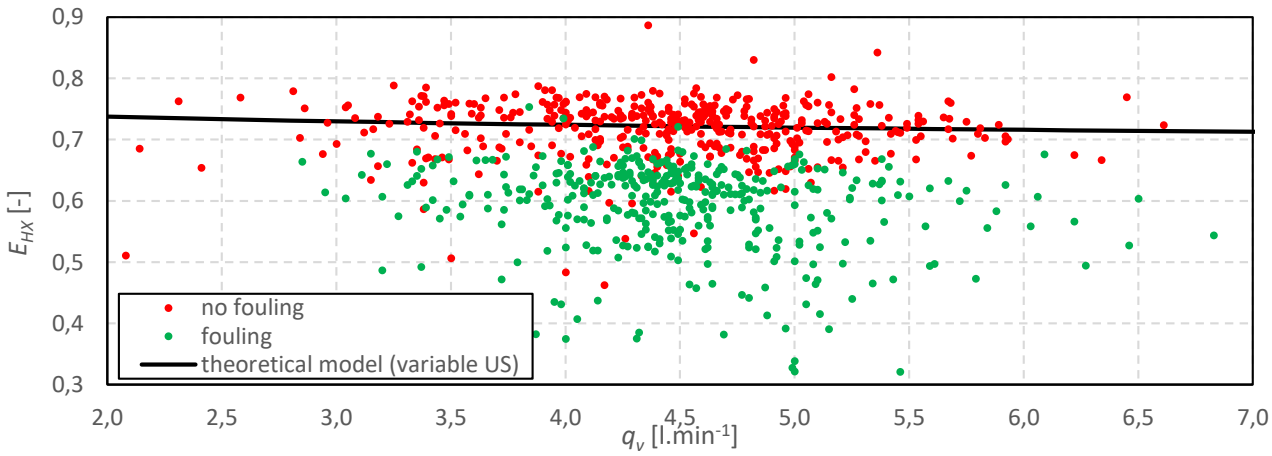


Figure 3: *Average exchanger efficiency per shower as a function of DHW shower flow rate*

3. Fouling model

As can be seen in Figure 4, there is a particular fouling dynamic characterized by an S-shaped curve characteristic of biofilm development, with an induction phase, followed by a growth phase and then a stabilization phase which is not reached here.

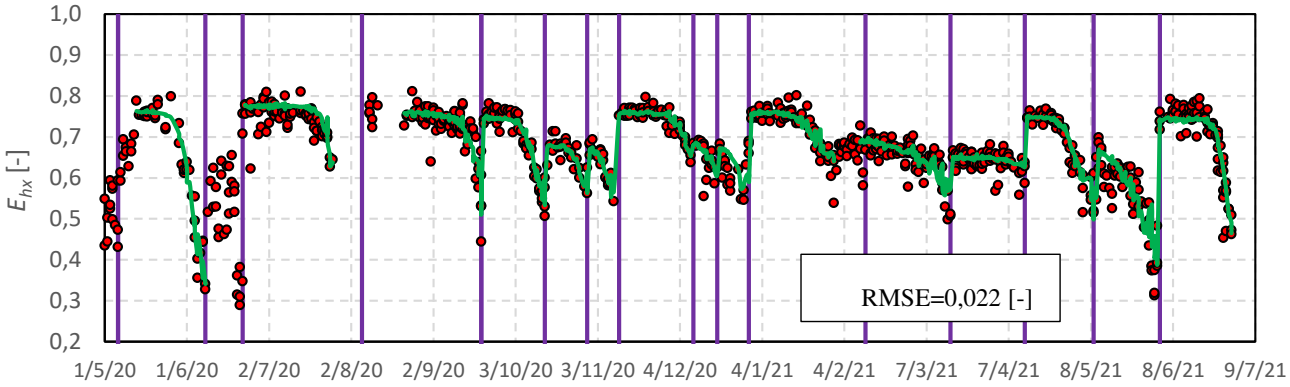


Figure 4: *Evolution of HX efficiency over the time (measurements in red and model in green), chemical purge planning and fouling modeling*

The *in situ* study showed a significant impact linked to fouling on the "grey water" side due to the various elements contained in the grey water (soap, epidermis, body fluids) as well as the presence of oxygen due to a pipe that is not under load. The dynamics observed correspond to the development of a biofilm feeding on this organic matter in an aquatic environment and in the presence of oxygen. Various models exist for modelling the thermal resistance of fouling in relation to this biofilm development. Various authors have already worked on the fouling of heat exchangers, mainly for fouling problems in hot water circuits (DHW or heating) [9] or for seawater exchangers [10] or cooling circuits [11]. Others have also studied these fouling resistances on heat exchangers using sewage water [12-13]. Very few studies have focused specifically on fouling in grey water heat exchangers and, more specifically, on fouling in shower water heat exchangers. Only Grundén et al [14] have set up an experimental protocol to attempt to assess this, but with poor results. Shen et al [15-17] worked on a heat pump assisted by shower drain water and were able to characterize the fouling dynamics in relation to the development of a biofilm. Various models exist to simulate the development of a biofilm on the exchange surface of a heat exchanger. There are the historical models of Kern (exponential) [18] and of Konak, which introduces asymptotic fouling based on the concept of a driving force for the development of deposits [19]. Finally, more recently, Nebot [20] has proposed an adaptation of Konak's model to reproduce "S-curve" dynamics with an induction phase T_{ind}, an exponential growth phase T_{gr} and a stabilization phase (see Fig. 5) with a fouling thermal resistance that stabilizes at $R_{f\infty}$ (see Eq. 1 and Eq.2). This model has been used by many authors mainly to study the best way to clean the heat exchangers.

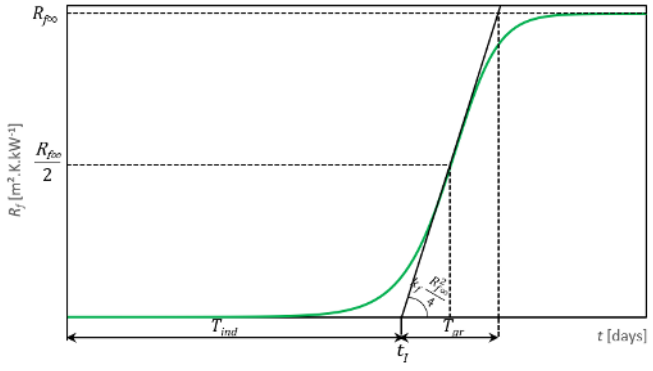


Figure 5: *Nebot biofilm modeling approach*

We define the fouling thermal resistance R_f such as:

$$R_f = \frac{1}{US_f} - \frac{1}{US_0} \text{ [20]with } US_0 = \rho c q_v \frac{E_{HX_0}}{1 - E_{HX_0}} = 1365 \text{ W.K}^{-1} \quad (1)$$

$$\text{With } \begin{cases} \frac{dR_f}{dt} = k_f\left(R_{f\infty} - R_f\right)R_f \\ R_f(0) = R_{f0} \neq 0 \end{cases} \text{ [20]} \quad (2)$$

We also define the way to compute the HX efficiency taking into account fouling:

$$NTU = \frac{US_f}{\rho c_p q_v} \text{ with } q_v = 8 \text{ l.min}^{-1} \quad (3)$$

$$E_{HX} = \frac{NTU}{1 + NTU} \quad (4)$$

4. Results

By applying the Nebot model [20] to the *in situ* test data set, the fouling cycles via biofilm development are fairly accurately reproduced. Chemical purges (soda) are indicated, and the induction and growth phases are clearly shown each time. An optimization procedure aimed at minimizing the error (Root Mean Square Error RMSE) between experimental results and the model's average efficiency per shower was carried out, yielding cycle-specific parameters rather than average parameters for the whole period (see table 2). The model parameters vary quite sensitively between each cycle. However, it is likely that the temperature of the mains water plays an important role in biofilm development, either as a catalyst or as a reaction inhibitor. This assumption seems to be confirmed by the data analysis, which shows faster fouling on average during hot periods (cold water at 20°C vs. 10°C in winter). Lastly, cleaning efficiency should vary according to the cycle, depending on the amount of residual organic matter remaining. This residual quantity is likely to influence the rate of biological development of the biofilm mainly for the induction phase, which would explain the disparity in results.

		R_{f0} (see eq. 2)	$R_{f\infty}$ (see eq. 2)	k_f (see eq. 2)	*RMSE*	T_{cwi}
Cycle number (see Fig. 4)	1	0,002	5,47	0,082	0,022	16
	2	1,03E-06	8,17	0,067		19
	3	0,00044	12,41	0,026		19
	4	0,00023	1,56	0,36		17
	5	0,00082	0,77	0,96		15
	6	0,046	1,19	0,47		14
	7	3,90E-05	1,13	0,42		13
	8	0,03402	2,16	0,18		12
	9	0,00254	0,65	2,43		12
	10	0,00069	0,84	0,41		11
	11	0,0312	2,99	0,04		11
	12	0,00098	0,48	0,48		12
	13	0,00108	1,46	0,32		13
	14	0,11299	7,36	0,02		15
	15	4,80E-06	2,98	0,24		17
	Mean	0,0073	1,1	0,19	0,067	15
		m².K.kW^{-1}	m².K.kW^{-1}	kW.m^{-2}.K^{-1}.day^{-1}	-	°C

Table 2: *Nebot model parameters for fouling cycles*

5. Study of the impact of purge frequencies

We now use the Nebot model and average parameters to study the influence of cleaning/purging frequency on the average efficiency of the grey water recovery heat exchanger. It is assumed that purging will return the heat exchanger to similar nominal conditions. Purging can be chemical, thermal, hydro-mechanical or a combination of these strategies. Different purge frequencies are assumed: annual (1), half-yearly (2), quarterly (4),

monthly (12), fortnightly (24) or weekly (52). For each case, we plot the evolution of the fouling thermal resistance R_f and the heat exchanger efficiency E_{hx} (see figure 6) according to Eq. 1 to 4.

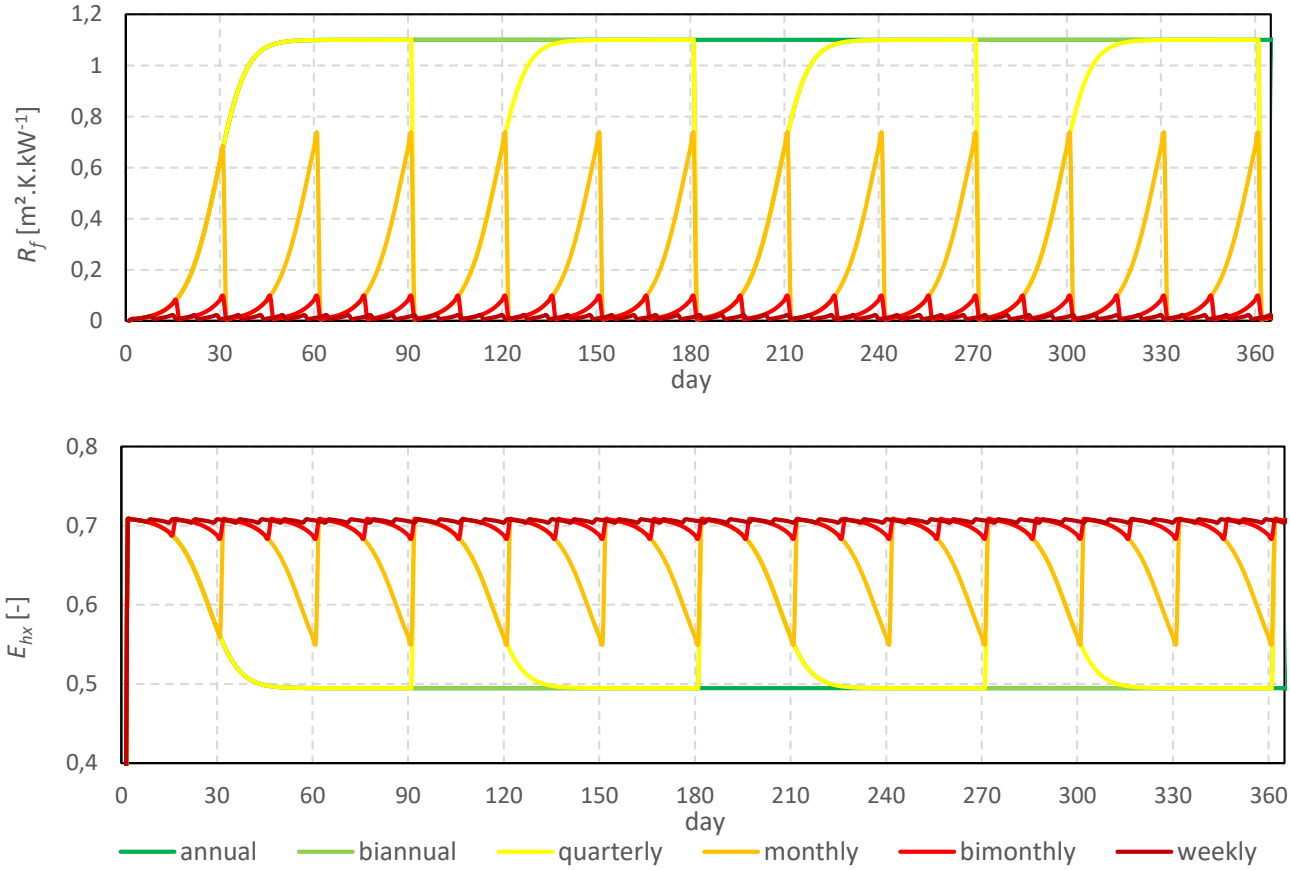


Figure 6: *Fouling thermal resistance and HX efficiency evolution according to purge frequency*

The influence of this parameter on performance can be seen in figure 7, which shows that, under the conditions studied, purging must be carried out at least once a month to limit the drop in efficiency due to biofilm development. Without purging, the efficiency of the heat exchanger can fall by up to 30% compared with nominal conditions. This result is close to the experimental results of Shen et al. on a coil type heat exchanger [15-17]. Exchanger efficiency remains correct, but reduced performance will reduce the economic, energy and environmental relevance of such systems. However, the same energy, economic and environmental costs will have to be evolved for the purging strategies employed (additional water consumed in the case of hydro-mechanical purging, energy to achieve thermal shock or use of expensive chemicals potentially harmful for the environment).

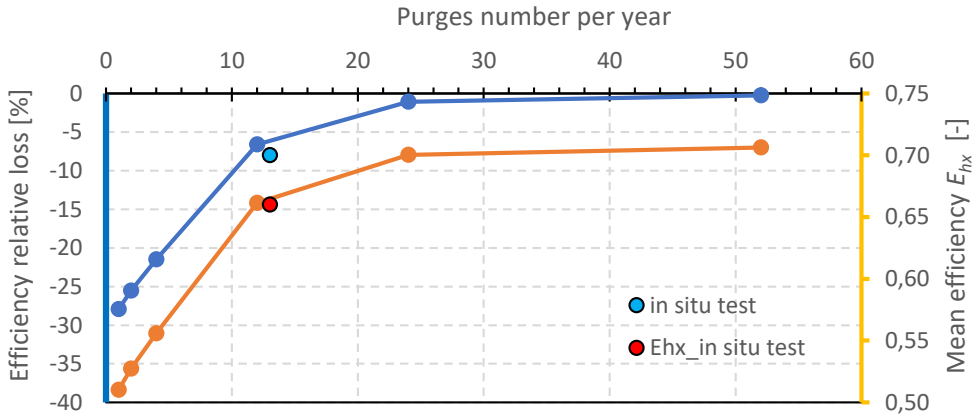


Figure 7: *Impact of purging rate on mean HX efficiency and efficiency relative loss*

6. Conclusion

Heat recovery from grey water therefore appears to be a promising lever for further reducing the energy consumption of buildings and freeing up electricity production capacity, particularly for electric mobility, as DHW production is already highly electrified. Combining a thermodynamic water heater with a heat recovery unit could potentially reduce DHW consumption by a factor of 4 to 6. However, the nature of the hot source is subject to significant fouling through the development of biofilm, which resists heat transfer. We have shown here that biofilm obeys a non-linear law (S-curve) with an induction phase lasting a few days to a few weeks and a growth phase lasting a few weeks. The stabilization phase is only reached after several weeks or even months. This fouling reduced the nominal efficiency of the exchanger from around 8% in the *in situ* test to a value of 66% with monthly chemical purges (see Figure 8). A theoretical study then showed the impact of purge frequency on the performance of these recovery systems. This study showed that without a purging strategy, with this type of plates heat exchanger, thermal performance could be reduced by a factor of 2. However, effective purging must be carried out at least once a month to limit the drop in efficiency to less than 10%. The energy, environmental and economic costs and effectiveness of the various purging strategies (thermal, mechanical, hydro-mechanical, chemical or combinations of these strategies) still need to be assessed.

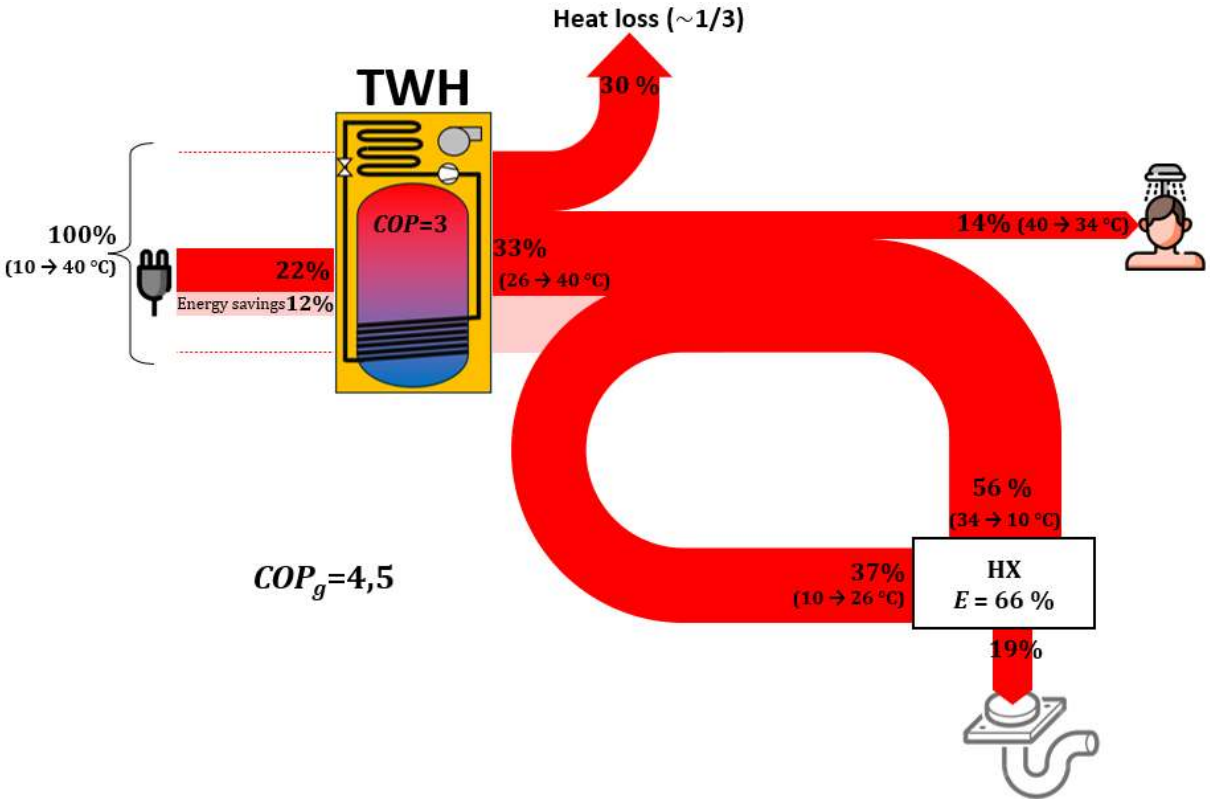


Figure 8: *Sankey diagram on TWH coupled to drain water heat recovery with in situ test results*

Finally, the energy balance presented in figure 8 shows the preponderance that static losses would have in this configuration (whether we have a thermodynamic or Joule-effect electric water heater): losses that will then have to be dealt with either by improving the thermal insulation of the tank or by using an instantaneous production system (Joule effect, gas or heat pump). If we over insulate the tank, it's possible to reach a global COP of 6 for DHW production in buildings.

References

[1] « 2018-climat-air-energie_chiffres-cles-010354.pdf ». Consulté le 7 février 2023 https://librairie.ademe.fr/cadic/1731/2018-climat-air-energie_chiffres-cles-010354.pdf

[2] « Énergie dans les bâtiments », Ministères Écologie Énergie Territoires ». Consulté le 3 avril 2023 https://www.ecologie.gouv.fr/energie-dans-batiments

[3] Deutz, K. R. (2018). *Optimisation du cycle de fonctionnement d'un chauffe-eau thermodynamique résidentiel* (Doctoral dissertation, Université de Lyon).

[4] https://www.energy.gov/energysaver/water-heating

[5] Enertech*, Etude sur la performance énergétique de copropriétés rénovées, Décembre 2023.* *https://www.enertech.fr/etude-sur-la-performance-energetique-de-coproprietes-renovees/*

[6] Bouvenot, J. B., Latour, B., & Arrayet, F. , Analyse théorique et expérimentale d'un système de récupération gravitaire de chaleur sur eaux grises. In *Congrès français de thermique*. (2020).

[7] Bouvenot, J. B., Beaudet C., In situ experimental and theoretical studies of the performance and the fouling impact of shower greywater heat recovery systems, *Energy and Buildings*, Vol. 331, (2025) https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2025.115341.

[8] Bouvenot, J. B., & Beaudet, C. (2024). Etude d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises couplé à un chauffe eau thermodynamique. In *Société Française de Thermique, Strasbourg, France, juin 2024*.

[9] Kapustenko, P., Klemeš, J.J., Arsenyeva, O. Plate heat exchangers fouling mitigation effects in heating of water solutions: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews 179*, (2023)

[10] E. Eguía, A. Trueba, B. Río-Calonge, A. Girón, C. Bielva, Biofilm control in tubular heat exchangers refrigerated by seawater using flow inversion physical treatment, *International Biodeterioration & Biodegradation*, 79-87 (2008)

[11] Xu, Z., Wang, J., Jia, Y., *et al.* Experimental study on microbial fouling characteristics of the plate heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, (2016), vol. 108, p. 150-157.

[12] Chang, S., Chen, J., et Shi, L.. Using thermal shock to inhibit biofilm formation in the treated sewage source heat pump systems. *Applied Sciences*, (2017), vol. 7, no 4, p. 343.

[13] Chen, X., Yang, Q., Wu, R., *et al.* Experimental study of the growth characteristics of microbial fouling on sewage heat exchanger surface. *Applied Thermal Engineering*, (2018), p. 426-433.

[14] Grundén, E., & Grischek, M. (2016). Testing the Heat Transfer of a Drain Water Heat Recovery Heat Exchanger.

[15] C. Shen, Y. Jiang, Y. Yao, X. Wang, An experimental comparison of two heat exchangers used in wastewater source heat pump: A novel dry-expansion shell-and-tube evaporator versus a conventional immersed evaporator, *Energy*, Vol. 47, (2012), p 600-608

[16] Shen C., Jiang Y., Yao Y., Deng S., Experimental performance evaluation of a novel dry-expansion evaporator with defouling function in a wastewater source heat pump, *Applied Energy*, Vol. 95, (2012), p. 202-209

[17] C. Shen, L. Yang, X. Wang, Y. Jiang, Y. Yao, An experimental and numerical study of a de-fouling evaporator used in a wastewater source heat pump, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 70, (2014), p. 501-509

[18] Kern, D. A theoretical analysis of thermal surface fouling. *Br. Chem. Eng.*, (1959), p. 258-262.

[19] Konak, A. R. Prediction of fouling curves in heat transfer equipment. *Trans. Inst. Chem. Eng*, (1973), vol. 51, p. 377.

[20] Nebot, E., Casanueva, J. F., Casanueva, T., *et al.* Model for fouling deposition on power plant steam condensers cooled with seawater: Effect of water velocity and tube material. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2007), vol. 50, no 17-18, p. 3351-3358.

Recyclage par Reformage de Composites à Matrice Polyester

Recycling by Reforming of Composites Made with a Polyester Matrix

Mohammad Jawad BERRO[1,2*], Juliana PREISNER[1,2], Eric LE GAL LA SALLE[1,2], Jean-Luc BAILLEUL[1]

[1]Nantes Université, UMR CNRS 6607, LTeN
La Chantrerie, Rue Christian Pauc – 44000 Nantes, France
[2]Icam School of Engineering, Nantes campus
35 av. du Champ de Manœuvres – 44470 Carquefou, France
[*](auteur correspondant : mohammad-jawad.berro@icam.fr)

Résumé

Les matériaux composites sont bien connus pour leur légèreté, leur résistance et leur durabilité. En raison de leur utilisation intensive, les quantités de déchets générés augmentent considérablement. Les méthodes de recyclage existantes présentent des inconvénients tels que la perte de propriétés et de matériaux dans le produit final, ainsi que des problèmes de coût et de sécurité. Cet article propose une méthode originale basée sur le reformage comme approche alternative au recyclage des composites. La méthode proposée est présentée. Une série d'essais thermomécaniques est réalisée pour caractériser les matériaux. Les résultats obtenus sont discutés.

Abstract

Composite materials are well known for their lightness, strength and durability. As a result of their intensive use, the quantities of waste generated are increasing considerably. Available recycling approaches present disadvantages such as loss of properties and materials in the final product, as well as cost and safety issues. This article proposes an original method based on reforming as an alternative approach to composite recycling. The proposed method is presented. A series of thermomechanical tests is carried out to characterize the materials. The results obtained are discussed.

1. Introduction

Les matériaux composites sont utilisés dans de nombreux domaines, de l'aéronautique à l'automobile, en passant par les équipements sportifs et bien d'autres encore. La forte dépendance à leur égard provient de leurs remarquables propriétés de légèreté, de résistance et de rigidité élevée [1]. La valeur du marché des composites devrait passer de 90 milliards de dollars en 2019 à 160 milliards de dollars en 2027 [2]. Cette augmentation de la production s'accompagne de la production d'énormes quantités de déchets. Il est estimé que pour 2025, 62 kilotonnes de déchets de production seront générés en Europe [3]. En ce qui concerne les déchets en fin de vie, une autre étude estime qu'il y aura 43 millions de tonnes de déchets provenant des seules pales d'éoliennes dans le monde d'ici à 2050 [4]. Cela pose un sérieux défi aux technologies de recyclage actuelles, qui sont classées en trois catégories : mécanique, thermique et chimique [5]. Bien qu'elles soient bien établies, ces approches présentent de nombreux inconvénients, tels que la perte des propriétés des matériaux, les risques pour la sécurité et les coûts élevés [1], [6], [7], [8]. Les travaux menés à l'Icam Ouest - Site de Nantes

et au LTeN visent à développer une nouvelle méthode efficace de recyclage des composites. Cette approche vise à traiter les grandes pièces en polyester renforcé de fibres de verre en fin de vie, qu'il s'agisse de coques de bateaux ou de pales d'éoliennes. L'étude fait partie du projet européen RECREATE [9] qui vise à améliorer l'économie circulaire des composites en améliorant les approches actuelles et en en développant de nouvelles. Le principe de la méthode proposée (Figure 1) consiste à convertir les pièces courbées en pièces plates, qui peuvent ensuite être utilisées comme panneaux pour les transports publics et les bâtiments. Contrairement aux méthodes de recyclage conventionnelles, les pièces traitées ne sont pas ou peu endommagées. Le changement de géométrie est réalisé à l'aide d'une machine de laminage à chaud comme présenté dans la Figure 2. Les coûts énergétiques seraient limités au premier cycle de chauffage, l'isolation pouvant toujours être améliorée. Cela fait suite aux travaux de Nouigues [10] qui a d'abord étudié la possibilité de remettre en forme une pièce composite dans des circonstances appropriées sans dommage. L'étude a montré que la résine polyester subit une perte du module d'élasticité et un ramollissement important à 90 °C. S'agissant du composant affecté par la température, il est donc possible de déformer le composite de façon permanente. Il est également à noter que la température de transition vitreuse du polyester se situe autour de 105 °C. Ainsi, la résine n'est pas endommagée à 90 °C et la perte de module élastique peut être récupérée lors du refroidissement. Enfin, le composite conservera sa nouvelle forme. En ce qui concerne l'énergie, les coûts minimaux de ce procédé sont limités au premier cycle de chauffage, l'isolation d'un procédé industriel pourra toujours être améliorée.

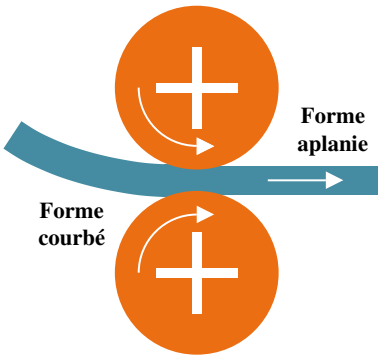


Figure 1 : *Schéma du reformage*

Figure 2 : *Calandre à l'Icam Ouest*

2. Matériaux

La résine polymère utilisée dans ce travail est la R172 fournie par NORESTER®. Il s'agit d'une résine polyester hybride isophtalique, thixotrope, pré-accélérée et de faible viscosité. Une grande plaque de résine est préparée en versant la résine mélangée avec 2 % en masse de catalyseur sur un moule plat où elle durcit à température ambiante pendant 24 heures.

Process	Matrice	Renforts
Moulage au contact	Résine Polyester	1 couche de fibre de verre mat 100 g/m²
		2 couches de fibre de verre mat 300 g/m²
		2 couches de fibre de verre mat 450 g/m²
		1 couche tissée de fibre de verre 300 g/m²

Tableau 1 : *Composite étudié*

Le Tableau 1 montre la configuration étudiée qui est composée de polyester et de multiples couches de fibres de verre avec de différentes orientations et densités de surface. Cette configuration représente un exemple utilisé dans le secteur naval [8]. Elle est fabriquée par moulage au contact. Dans cette étude, le moule utilisé est semi-cylindrique avec un rayon de 600 mm pour préparer des échantillons composites courbés (Figure 3). Le rapport de masse résine/fibre doit être de 2/1, soit 67 % de résine et 33 % de fibres en masse. Le composite est laissé à durcir pendant 24 heures à température ambiante.

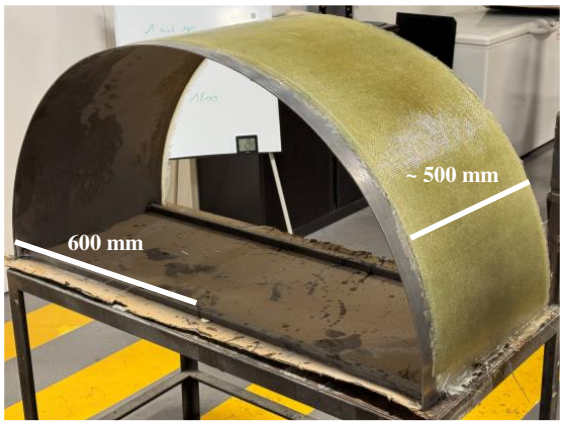


Figure 3 : *Moule semi-cylindrique de 600 mm de rayon avec un échantillon composite*

3. Mesures

L'objectif principal de cette série de mesures est l'évaluation de la capacité du composite à supporter des déformations et des contraintes de remise en forme sans présenter de dommages. L'autre critère également nécessaire concerne la stabilité géométrique du matériau traité après le processus. Cela implique que le composite doit conserver sa nouvelle forme et ne pas reprendre la géométrie initiale. L'approche donc se base sur deux étapes principales : la remise en forme, et la récupération de forme. La première étape vise à introduire une déformation permanente dans le matériau à l'aide d'une déformation maintenue pendant un certain temps à une température fixe à 90 °C. La deuxième se base sur l'étude de la géométrie de la pièce traitée d'une façon permettant de suivre l'évolution ou le changement de forme probable après le reformage. Cela est atteint en chauffant l'échantillon traitée à différentes températures et en suivant la géométrie. En tenant compte de la faible épaisseur de l'échantillon, des propriétés thermiques du matériau, le modèle de diffusion de la chaleur montre que l'homogénéité thermique est meilleure que 10 % au début de laminage.

3.1. Reformage de résine

Étant donné que la résine est l'élément qui permet le reformage à cause de la chute de son module d'élasticité, l'étude de sa déformabilité est importante. Également, sa stabilité géométrique représente un critère d'efficacité de la remise en forme. L'échantillon de résine est rectangulaire et mesure 120 mm de long, 10 mm de large et 3,5 mm d'épaisseur. Il est préparé à partir d'une grande plaque de résine et découpé à l'aide d'une scie à ruban. La déformation permanente est introduite en mode de flexion 3 points selon la norme ASTM-D790-17. Elle est réalisée avec une portée de 90 mm et un rayon d'appui de 5 mm comme présenté dans Figure 4. Chaque échantillon est fléchi de 20 mm, correspondant à 5 % de déformation, inférieure à la déformation à la rupture. Cette déformation est maintenue pendant 40 minutes à 90 °C ; des essais de relaxation antérieurs sur la résine ont montré que la déformation doit être imposée

pendant au moins 20 minutes avant le déchargement pour obtenir une rémanence mesurable. Après 40 minutes, l'échantillon est refroidi à la température ambiante, tout en maintenant la déformation. L'échantillon est récupéré et ensuite chauffé à différentes températures. L'objectif est la vérification de sa capacité à retrouver sa géométrie initiale sous l'effet d'un échauffement et d'une contrainte nulle, chaque cycle d'échauffement allant de dix minutes à plusieurs jours. En théorie, la reprise de forme de l'échantillon peut être plus rapide lorsque la température augmente. La méthode de mesure est présentée dans Figure 5. La silhouette initiale de l'échantillon déformé est tracée sur une feuille de papier. Ensuite, après chaque cycle de chauffage, le nouveau profil de l'échantillon est tracé. Sous l'effet de la température, la forme doit être légèrement modifiée de manière à être distinguée de l'originale, et la récupération obtenue au cours de ce cycle peut être mesurée aux extrémités de l'échantillon.

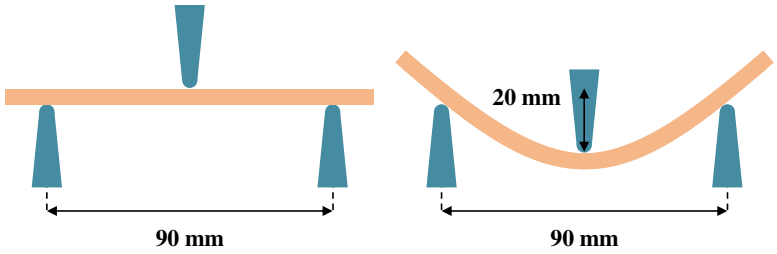


Figure 4 : *Schéma du protocole de flexion en 3 point*

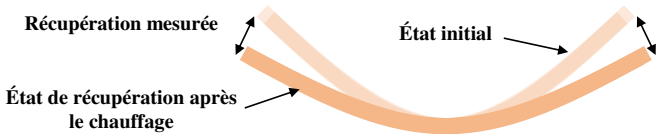


Figure 5 : *Schéma de mesure de la récupération*

3.2. Reformage de composite

Dans cette étude, le composite doit être remis en forme pour passer d'une forme courbée à une forme plate. Le reformage est réalisé en répartissant la contrainte sur l'ensemble de l'échantillon de deux manières. La première, basée sur un simple aplatissement, transforme le composite d'un état courbé à un état plat. La deuxième consiste à fléchir la pièce dans le sens inverse de sa courbure initiale, inversant ainsi sa courbure. Dans ce cas, le composite est soumis à des contraintes et des déformations plus importantes. Deux moules sont fabriqués en bois en deux variantes. Le premier comprend deux éléments plats reliés par des boulons pour convertir la géométrie de l'échantillon de courbée à plate (Figure 6a). Le second consiste en deux éléments et est fabriqué en deux versions avec un rayon de 2000 mm et de 600 mm (Figure 6b). Les rayons sont choisis pour représenter deux niveaux de contrainte de flexion, en fonction du rayon de courbure initial au moment de la fabrication (600 mm). Sachant que la courbure sera imposée en sens inverse, le rayon de 2000 mm correspondra à une contrainte faible, puisqu'il représente un échantillon moins courbé que l'original. Le rayon de 600 mm représente une contrainte plus élevée, puisqu'il est égal au rayon original et devrait donc donner la même courbure, mais dans la direction opposée. Une autre hypothèse est que la contre-courbure avec le même rayon que le rayon original peut contrebalancer les contraintes résiduelles de fabrication dans l'échantillon et donc favoriser un retour à l'état plat. Les notations et valeurs correspondant à l'état géométrique du composite sont les suivantes : positif pour une courbure

similaire à l'initiale, négatif pour une courbure opposée à l'initiale, et zéro pour une géométrie plate. L'échantillon et le moule sont chauffés séparément pendant 30 minutes à 90 °C dans une étuve. L'échantillon est ensuite introduit dans le moule et l'ensemble est chauffé pendant 24 heures à 90 °C. Après, l'ensemble est refroidi, en conservant la pièce à l'intérieur du moule. L'échantillon est puis démoulé et sa géométrie est tracée. Il est ensuite chauffé aux différentes températures auxquelles la reprise de forme se produit. La nouvelle géométrie est retracée après chaque cycle de chauffage.

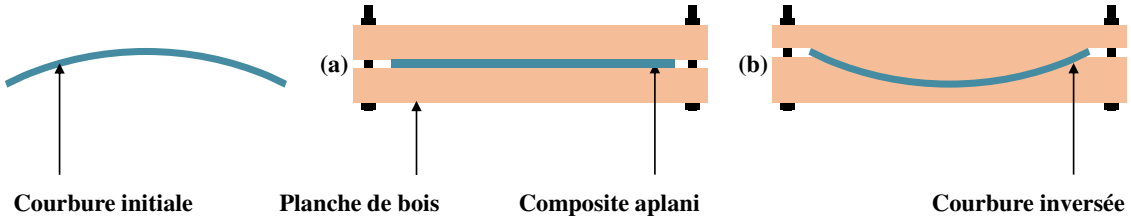


Figure 6 : *Schéma du dispositif d'aplatissement (a) et du dispositif de contre-courbure (b)*

4. Résultats et discussions

La Figure 7 montre les mesures de récupération de forme de la résine réalisées à 4 températures différentes. Les mesures sont prises en compte par rapport à l'état initial plat. La première chose à noter est qu'à température ambiante, la résine a pu conserver sa nouvelle géométrie, ne montrant aucune réversion de forme sur une période d'un an. Cela montre une stabilité géométrique remarquable à cette température. À 35 °C, un changement de forme, faible mais mesurable, se produit au cours des premières heures de chauffage. Cela signifie que la résine commence lentement à retrouver moins de 5 % de sa forme initiale après 200 heures. Au fur et à mesure que la température augmente, la reprise devient plus prononcée, dépassant 30 % à 60 °C après 300 heures. Il est clair que l'augmentation de la température entraîne une récupération plus rapide et plus importante. Les tendances observées sont assez similaires pour toutes les températures testées. Par exemple, au cours des premières minutes, l'échantillon subit une récupération relativement rapide. Cependant, celle-ci tend à se ralentir après un temps raisonnable, s'approchant d'un état stable où la récupération n'est plus significative. Un test parallèle a montré qu'à 90 °C, la température de reformage recommandée, la résine retrouvait son état plat initial en moins d'une heure. Ce retour rapide n'est pas pris en compte dans les mesures, car l'utilisation du produit composite recyclé sera limitée à des températures inférieures à 60 °C. La reprise complète de la forme est un phénomène lent à température ambiante. Ainsi, sur la base de mesures antérieures à plusieurs températures, le principe d'équivalence temps-température permet d'étendre l'échelle de temps de référence et donc de simuler des mesures aux températures étudiées sur des périodes de temps plus longues. Les mesures ont montré une équivalence de type WLF (Williams-Landel-Ferry). La Figure 8 montre l'allure de retour à la forme initiale aux différentes températures, simulée aux temps longs. Cela confirme qu'à température ambiante, la résine conserve sa déformation pendant au moins un an avant de commencer à se rétablir lentement. Le taux de récupération est plus rapide à des températures plus élevées. Contrairement à la résine, qui conserve sa déformation imposée après la décharge de la force, il peut être observé que le composite récupère environ 40 % de sa forme en quittant le moule d'aplatissement. Cette récupération instantanée est provoquée par l'élasticité des fibres de verre intégrés dans l'échantillon. Les mesures sont donc effectuées après cette phase de récupération, la nouvelle référence étant l'échantillon moins courbé (Figure 10).

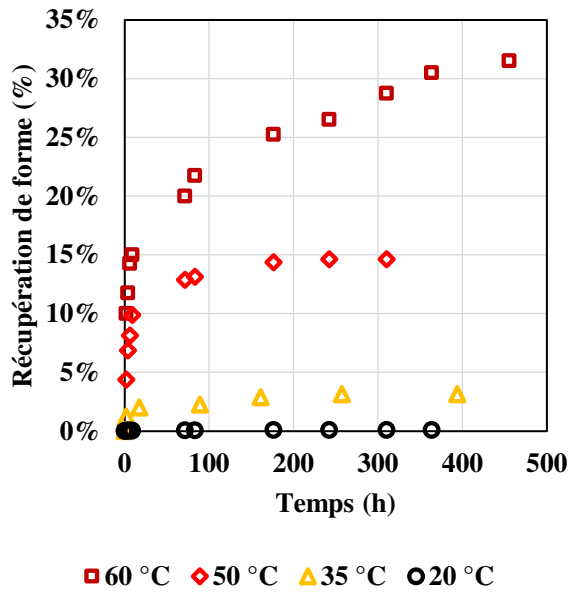


Figure 7 : *Récupération de la résine à différentes températures*

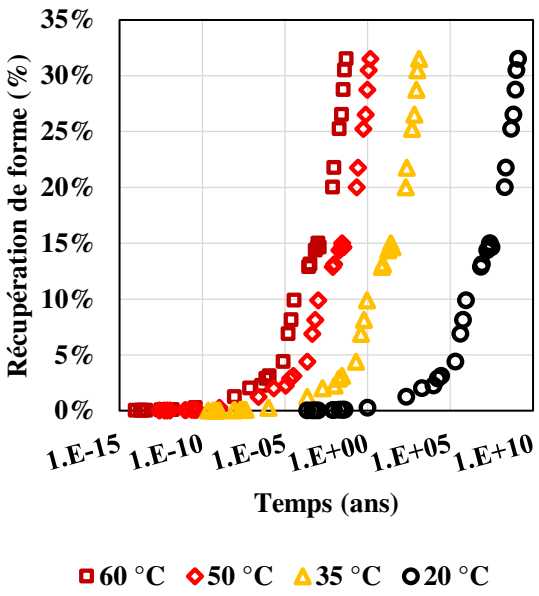


Figure 8 : *Récupération de la résine prolongée avec l'équivalence temps-température*

La récupération à température ambiante est mesurable, mais plus importante que celle de la résine ; à environ 400 heures, le composite récupère 10 % de plus vers sa forme initiale. L'effet de la température est également observé ; lorsque la température augmente, la récupération s'accélère et dépasse 50 % à 60 °C (Figure 10). La même approche d'équivalence temps-température a été adoptée pour prolonger le temps de mesure, qui est observé comme étant gouverné par une loi d'Arrhenius. Dans ce cas, les mesures montrent une tendance linéaire sur un diagramme à échelle logarithmique suivant une loi d'Arrhenius. (Figure 11). Cet aspect linéaire peut être relié aux propriétés élastiques des fibres. La présence de fibres dans le composite réduit l'effet de la viscosité de la matrice et influe donc sur la récupération de forme.

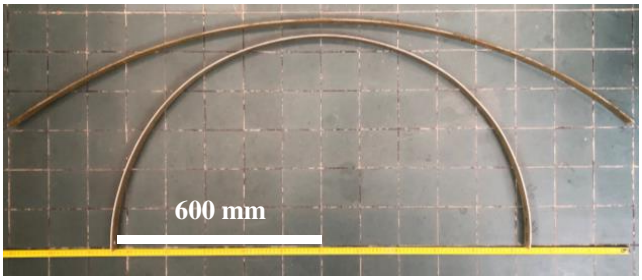


Figure 9 : *Échantillon composite avant et après l'aplatissement*

Il est donc démontré que l'aplatissement de la pièce composite n'est pas suffisant. La pièce a encore tendance à reprendre la forme initiale quelle que soit la température. Alors, les résultats du protocole de contre-courbure sont présentés sur Figure 12. Le premier point de mesure de chaque courbe est à 100 % représentant la courbure positive initiale de l'échantillon avant le reformage. Le deuxième point représente la contre-courbure maximale au négatif : l'échantillon complément contreplié dans le moule. Le troisième point est pris en sortant l'échantillon du moule. Ce point présente une reprise de forme de 60 % de l'échantillon en sortant. Pour le rayon de 2000 mm, l'échantillon a été soumise à une faible contrainte en comparaison avec le cas de 600 mm. Cela provoque un retour plus rapide à une courbure positive pendant les premières 24

heures. Pour 600 mm, il faut plus de 1500 heures à température ambiante pour que le composite atteigne un état plat. Cela indique que la contrecourbure est beaucoup plus efficace que le simple aplatissement. Il est également à noter que le chauffage à 50 °C peut ramener le composite à une courbure positive après 30 minutes, même s'il est contrecourbé à 600 mm. Il reste cependant plus efficace que la contrecourbure à 2000 mm, car il produit moins de récupération.

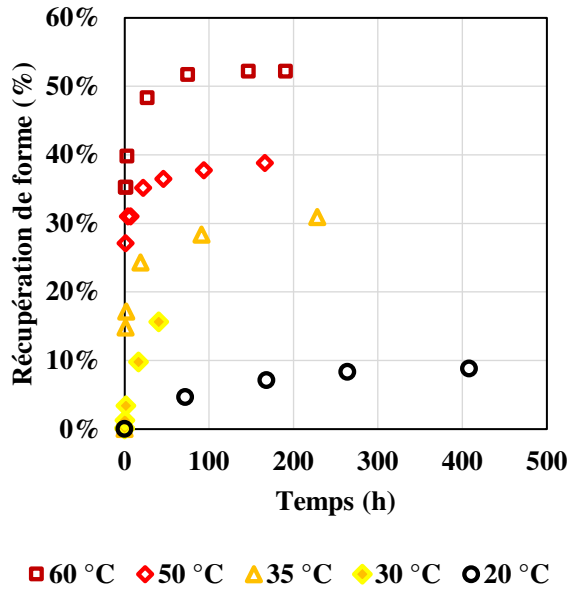


Figure 10 : *Récupération du composite aplani à différentes températures*

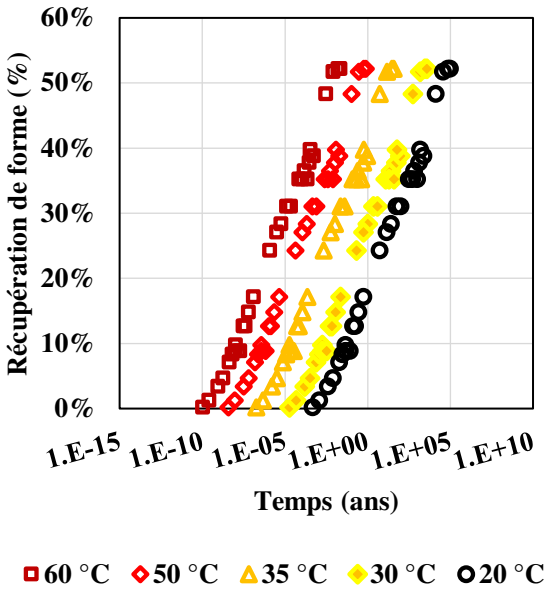


Figure 11 : *Récupération du composite aplani prolongée avec l'équivalence temps-température*

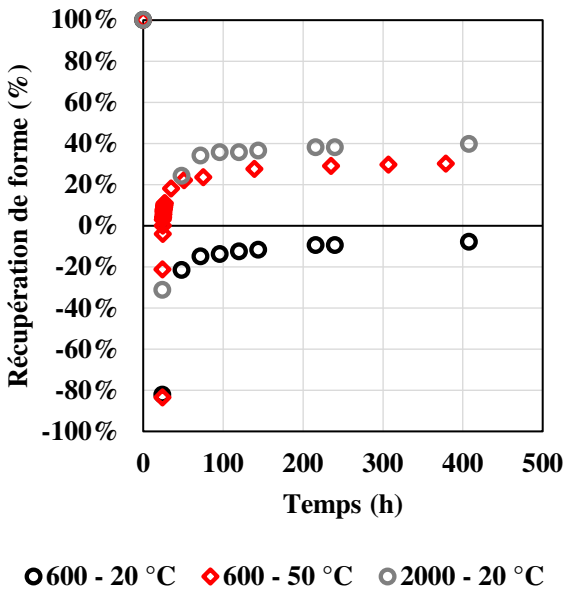


Figure 12 : *Récupération du composite contrecourbé*

5. Conclusion

Ce travail porte sur l'introduction d'une nouvelle méthode de recyclage pour le polyester renforcé de fibres de verre. Des travaux antérieurs ont montré qu'à 90 °C, la résine polyester subit une perte de module élastique, ce qui lui confère une flexibilité mécanique. Cela signifie

que le composite peut être reformé à chaud sans entraîner de dommages importants. L'approche du reformage se base sur le laminage à chaud pour aplanir des pièces composites courbes telles que les coques de bateaux ou les pales d'éoliennes. Des protocoles d'essais thermomécaniques ont été réalisés pour tester la déformabilité de la composition étudiée, ainsi que sa capacité à conserver sa nouvelle géométrie. Les résultats ont montré que l'approche la plus efficace consiste à imposer à la pièce une courbure opposée à la courbure initiale afin de contrebalancer les contraintes de récupération internes générées par les fibres de verre incorporées.

Références

[1] M. Rani, P. Choudhary, V. Krishnan, et S. Zafar, « A review on recycling and reuse methods for carbon fiber/glass fiber composites waste from wind turbine blades », *Composites Part B: Engineering*, vol. 215, p. 108768, juin 2021, doi: 10.1016/j.compositesb.2021.108768.

[2] G. Chatziparaskeva *et al.*, « End-of-Life of Composite Materials in the Framework of the Circular Economy », *Microplastics*, vol. 1, nº 3, p. 377-392, juill. 2022, doi: 10.3390/microplastics1030028.

[3] ETIP, « How wind is going circular ». 2020.

[4] P. Liu et C. Y. Barlow, « Wind turbine blade waste in 2050 », *Waste Management*, vol. 62, p. 229-240, avr. 2017, doi: 10.1016/j.wasman.2017.02.007.

[5] H. Bel Haj Frej, R. Léger, D. Perrin, P. Ienny, P. Gérard, et J.-F. Devaux, « Recovery and reuse of carbon fibre and acrylic resin from thermoplastic composites used in marine application », *Resources, Conservation and Recycling*, vol. 173, p. 105705, oct. 2021, doi: 10.1016/j.resconrec.2021.105705.

[6] S. Karuppannan Gopalraj et T. Kärki, « A review on the recycling of waste carbon fibre/glass fibre-reinforced composites: fibre recovery, properties and life-cycle analysis », *SN Appl. Sci.*, vol. 2, nº 3, p. 433, mars 2020, doi: 10.1007/s42452-020-2195-4.

[7] S. Utekar, S. V K, N. More, et A. Rao, « Comprehensive study of recycling of thermosetting polymer composites – Driving force, challenges and methods », *Composites Part B: Engineering*, vol. 207, p. 108596, févr. 2021, doi: 10.1016/j.compositesb.2020.108596.

[8] Z. Tian, Y. Wang, et X. Hou, « Review of chemical recycling and reuse of carbon fiber reinforced epoxy resin composites », *New Carbon Materials*, vol. 37, nº 6, p. 1021-1041, déc. 2022, doi: 10.1016/S1872-5805(22)60652-8.

[9] « Recreatecomposites », Recreatecomposites. Consulté le: 15 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://www.recreatecomposites.eu/

[10] A. Nouigues, « Recyclage des pièces en composite polyester en fibre de verre de grandes dimensions par laminage », Nantes Université, 2021.

Remerciements

Cette publication fait partie des activités de diffusion du projet Horizon Europe RECREATE (INNOVATIVE TECHNOLOGIES FOR CIRCULAR REUSE AND REMANUFACTURING OF FIBER-REINFORCED COMPOSITE MATERIALS). Voir : www.recreatecomposites.eu

RECREATE a reçu un financement du programme de recherche et d'innovation Horizon Europe de l'Union européenne dans le cadre de la convention de subvention No. 101058756.

Performances hygrothermiques d'un composite en plâtre et fibres de *Furcraea Foetida* (choca vert)

Hygrothermal performance of a gypsum and Furcraea Foetida (green choca) fiber composite

Hélène CAILLET*[1,2], Laurent IBOS[3], Nicolas DUJARDIN[3], Chadi MAALOUF[4], Christophe BLIARD[5], Lénaïc MALHERBE[2], Julie BASCAULES[2,6], Laetitia ADELARD[1,2], Olivier MARC[1,2]

[1]IUT de Saint-Pierre, 40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre 97410, La Réunion
[2]Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Energie, l'environnemeNt et le bâtimenT (PIMENT). IUT de Saint-Pierre, 40 Avenue De Soweto, Saint-Pierre 97410, La Réunion
[3]Centre d'études et de recherche en thermique, environnement et systèmes (CERTES), Université Paris Est Créteil, OSU Efluve, 61 av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France
[4]Institut de Thermique, Mécanique, Matériaux (ITheMM), UFR Sciences Exactes et Naturelles, Campus du Moulin de la Housse -Université de Reims Champagne Ardenne
[5]Institut de Chimie Moléculaire de Reims (ICMR) CNRS UMR7312, UFR Sciences Exactes et Naturelles, Campus du Moulin de la Housse -Université de Reims Champagne Ardenne
[6]Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie (ADEME), 20 Av. du Grésillé, 49004 Angers
*(auteur correspondant : helene.caillet@univ-reunion.fr)

Résumé - Des matériaux ont été formulés à partir des fibres de choca et de plâtre industriel. Cinq échantillons ont été fabriqués : un échantillon en plâtre seul avec un rapport eau/plâtre de 0,6, un échantillon contenant des fibres en vrac avec une densité de 0,035, et trois échantillons composites de plâtre et fibres, avec des pourcentages massiques de fibres de 0,33 %, 0,59 % et 1 % respectivement. Les propriétés hygrothermiques des échantillons sont étudiées avec la réalisation des isothermes de sorption/désorption et la mesure de la conductivité thermique avec la méthode Hot-Disk.

Abstract - Materials were formulated from choca fibers and industrial gypsum. Five samples were produced: one gypsum sample with a water/gypsum ratio of 0.6, one sample containing loose fibers with a density of 0.035, and three composite samples of gypsum and fibers, with fiber mass percentages of 0.33%, 0.59% and 1% respectively. The hygrothermal properties of the samples are studied by performing sorption/desorption isotherms and measuring thermal conductivity using the Hot-Disk method.

Nomenclature

a_w	*activité de l'eau*
C	*constante de Guggenheim reliant la monocouche à la chaleur de sorption*
C_p	*capacité thermique massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$*
GAB	*Guggenheim-Anderson-De Boer*
K	*facteur de correction des propriétés des molécules des multicouches*
N	*nombre de points expérimentaux*
R^2	*coefficient de corrélation*
HR	*humidité relative, %*
RSS	*somme des carrés des résidus*
T	*température, °C ou °K*
u_i	*poids des données expérimentales*
w	*teneur massique en eau*
w_m	*teneur en eau moyenne*
$w_{max,exp}$	*teneur en eau à l'équilibre expérimentale*

$w_{\max,calc}$	*teneur en eau à l'équilibre prédite*
$\overline{w_{\max,calc}}$	*teneur en eau moyenne prédite*
w_i	*valeurs de teneur en eau observées*
$\overline{w_i}$	*valeurs de teneur en eau prédites*

Symboles grecs

φ	*activité de l'eau*
λ	*conductivité thermique, $W.m^{-1}.K$*
α	*diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$*
ρ	*masse volumique, $kg.m^{-3}$*

1. Introduction

Le *Furcraea Foetida*, aussi connu sous le nom de choca vert, est une espèce envahissante présente sur le territoire de La Réunion. Cette plante a été initialement importée sur l'île pour la fabrication de cordage en raison de caractéristiques mécaniques de ses fibres. Aujourd'hui, le choca vert est inexploité et représente une menace pour la flore locale. Les premiers travaux menés sur l'évaluation de la conductivité thermique des fibres de choca en vrac ont montré des propriétés intéressantes en tant qu'isolant thermique [1,2]. En tant que territoire insulaire, La Réunion rencontre des problématiques majeures en matière de gestion et de traitement des déchets, ainsi qu'une forte dépendance aux importations, notamment dans le domaine de la construction. Chaque année, 4 000 tonnes de déchets de plâtre sont produites à La Réunion, dont 2 500 tonnes sont actuellement valorisées localement par la société Sud Traitement Services (STS) qui assure le tri et le broyage des déchets de plâtre sur le territoire [3]. La poudre fine obtenue est actuellement non valorisée et présente un potentiel intéressant pour le développement d'un matériau recyclé.

Dans la littérature, le mélange fibres de *Furcraea foetida* et plâtre n'a jamais été réalisé. Un composite plâtre renforcé par des fibres végétales a été développé dans une étude privée de 2023 [4]. Dans cette étude, les auteurs ont choisi d'utiliser un gâchage eau/plâtre de 0,8 puis de mélanger le plâtre formé avec 1% en volume de fibres. Une autre étude [5] a développé un composite à base de ciment avec des fibres de *Furcraea cabuya*. Des tests ont été effectués avec un ratio de fibres de 0 à 4% en masse. D'autres ajouts ont été faits sur ce composite, comme par exemple de l'amiante.

L'objet de cette étude est donc de formuler et caractériser des matériaux formulés à base de fibres de choca et de plâtre industriel. A terme, des matériaux en plâtre recyclé et fibres de choca pourront être développés, cette solution présentant un intérêt pour le territoire [3]. L'intégration de fibres végétales ayant un impact sur le comportement hygrothermique des matériaux [6], nous nous concentrons dans ce travail sur l'évaluation des isothermes de sorption et de désorption et de la conductivité thermique.

2. Matériels et méthodes

2.1. Préparation des échantillons

Les fibres de choca sont extraites manuellement directement à partir des feuilles fraîches de choca [7], puis coupées en tronçons de 3 cm.

Quatre échantillons de dimensions 27 x 27 x 4 cm sont réalisés [8]. Le premier échantillon, appelé plâtre, est réalisé avec du plâtre industriel et un rapport eau/plâtre de 0,6. Les trois autres échantillons, dénommés par leur teneur massique en fibres, sont constitués d'un mélange plâtre-fibres avec un rapport eau/plâtre de 0,6 et des pourcentages massiques respectifs de 0,33%, 0,59% et 1%.

Dans un premier temps, nous mélangeons les fibres avec la poudre de plâtre. Des agglomérats de fibres se créant facilement, nous avons bien séparé les amas de fibres dans le mélange. Puis nous avons ajouté ce mélange dans un volume d'eau tel que le ratio eau/plâtre soit de 0,6. Les étapes de préparation des échantillons de matériaux en plâtre et fibres de choca sont présentées en Figure 1.

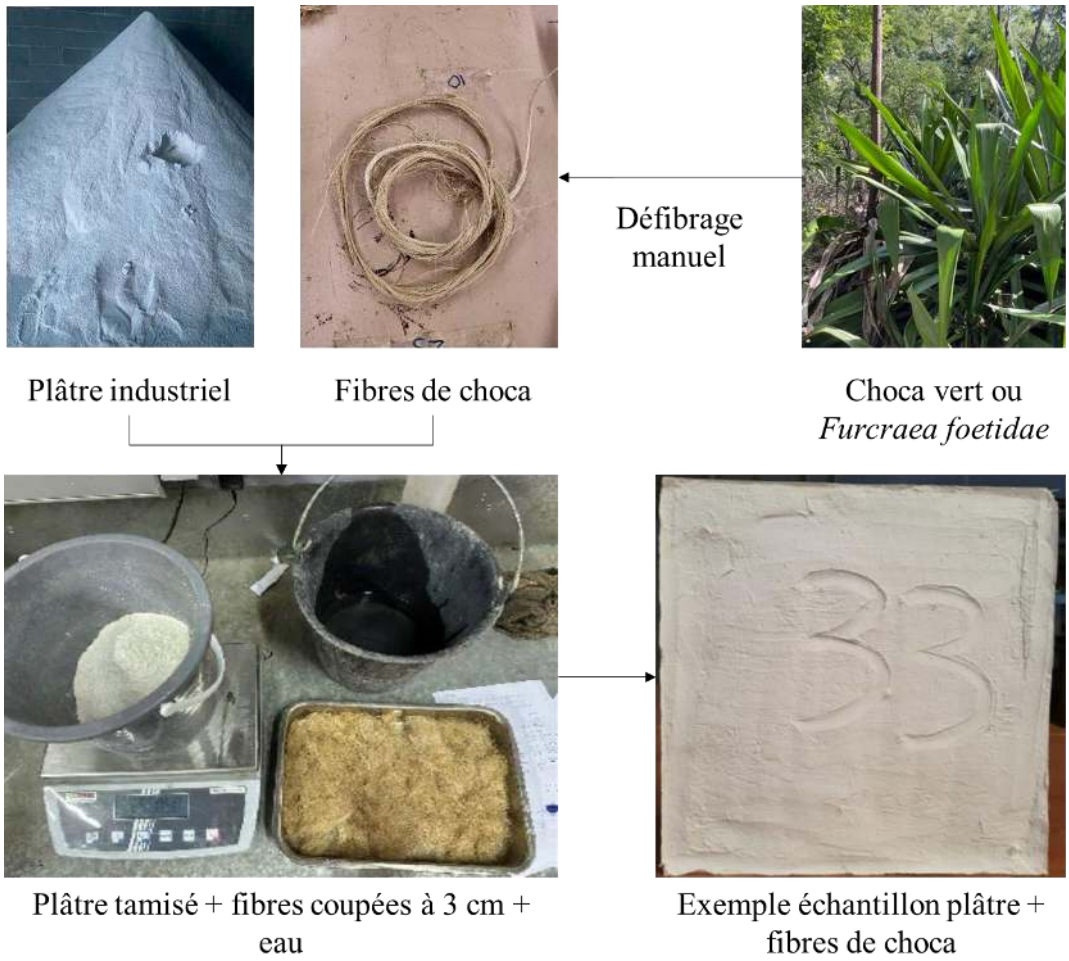


Figure 1 : *Préparation des échantillons*

2.2. Isothermes de sorption et de désorption

Pour caractériser les isothermes complètes d'adsorption et de désorption, la méthode de Sorption de Vapeur Dynamique (DVS) a été utilisée. L'appareil employé est un $V_{sorp\ Plus}$ (DVS multi-échantillons, voir Figure 2) de ProUmid, relié à un système d'air comprimé sec (Classe 1 : ISO 8573-1:2010). La résolution de l'appareil est de 10 µg jusqu'à 110 g. Cet équipement permet de contrôler la température, allant de 15 °C à 40 °C, ainsi que l'humidité relative, de 0 % à 90 %, autour des échantillons, lesquels étaient placés sur un carrousel.

Les échantillons, mesurant 2 cm de longueur, 2 cm de largeur et 1 cm d'épaisseur, sont pesés à intervalles réguliers, toutes les 10 minutes. Les courbes de sorption présentées sont moyennées sur deux échantillons. La température était maintenue constante à 23 °C. L'humidité relative était augmentée puis diminuée de 0 % à 90 % par palier de 10 %. Un palier était considéré comme terminé lorsque la variation de masse ne dépassait pas 0,0005 % par minute.

Figure 2 : *Carrousel multi-échantillon du $V_{sorp\ plus}$*

Les résultats sont analysés à l'aide du modèle de GAB [9] :

$$w = \frac{w_m C K \varphi}{\left(1 - K\varphi\right)\left(1 - K\varphi + CK\varphi\right)} \tag{1}$$

Pour déterminer les valeurs des coefficients, nous avons utilisé une méthode de régression non linéaire basée sur l'approche des moindres carrés. Pour évaluer la qualité de l'ajustement, deux paramètres statistiques ont été pris en compte : le coefficient de corrélation et le RSS. Ce dernier mesure l'ampleur des résidus, qui représentent les différences entre les valeurs observées de la variable dépendante et les valeurs prédites par le modèle de régression. Les expressions pour chacun de ces paramètres statistiques sont les suivantes :

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{N}\left(w_{\max,\exp,i} - w_{\max,calc,i}\right)^2}{\sum_{i=1}^{N}\left(w_{\max,\exp,i} - \overline{w_{\max,calc,i}}\right)^2} \tag{2}$$

$$RSS = \sum_{i=1}^{N} u_i \left| w_i - \overline{w_i} \right|^2 \tag{3}$$

Plus la valeur du RSS est faible, meilleur est l'ajustement de l'équation.

2.3. Caractérisation thermique

Les caractérisations thermiques ont été réalisées en utilisant la méthode du Hot-Disk [10]. Le principe de cette méthode repose sur l'utilisation de sondes résistives en Nickel déposées sur des films souples en Kapton qui servent à la fois d'élément chauffant et de capteur de température. La sonde est placée entre deux échantillons du matériau à caractériser. Une puissance constante, choisie en fonction du diamètre de la sonde et des propriétés présumées du matériau est appliquée pendant une durée fixée à l'avance. La durée de mesure et la puissance de chauffage doivent parfois être modifiées pour s'adapter au mieux aux propriétés du matériau. La température de la sonde est enregistrée en fonction du temps. Cette méthode transitoire permet l'estimation de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique, ou bien du produit de la masse volumique et de la capacité thermique massique par calage d'un modèle de transfert thermique sur les données expérimentales. Selon le constructeur, l'incertitude sur la conductivité thermique est de l'ordre de 5 % lorsque les paramètres expérimentaux sont choisis de manière optimale.

Les mesures ont été effectuées en utilisant les paramètres suivants : une sonde Kapton 4922 (rayon de 14,61 mm), une puissance de 300 mW et une durée de mesure de 640 s. Une sonde de diamètre assez élevé a été choisie en raison de la présence de fibres dans les échantillons. En effet, ceci permet de sonder un volume plus important du matériau et ainsi de réduire l'influence de non-homogénéités locales de composition. Compte tenu de l'épaisseur des échantillons, il n'était pas possible d'utiliser une sonde de diamètre plus élevé. Pour chaque matériau, trois caractérisations ont été effectuées pour trois zones différentes pour chaque échantillon. Les mesures ont été effectuées dans une ambiance à 20°C et environ 50% d'humidité relative.

Le modèle utilisé est le modèle " bulk standard" du hot-disk dans lequel on considère que le matériau est semi-infini et de propriétés isotropes et en moyennant sur neuf mesures. Le fait qu'il y ait de la diffusion 2D est pris en compte par ce modèle puisque le transfert est modélisé en 2D avec une symétrie radiale.

3. Résultats et discussions

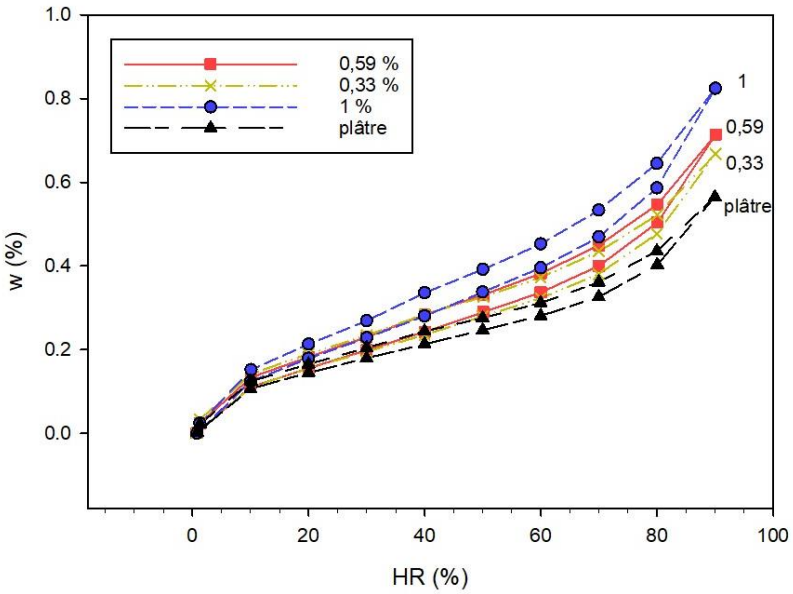
3.1. Isothermes de sorption et de désorption

La Figure 3 présente les courbes de sorption et désorption pour les quatre échantillons ainsi que l'ajustement du modèle de GAB.

Nous observons une hystérésis entre les courbes d'adsorption et de désorption. Compte tenu de l'allure des courbes, le matériau forme des agrégats et la condensation capillaire s'effectue dans une texture non rigide. D'après la classification des isothermes de l'IUPAC, les isothermes sont de type-II. Elles se caractérisent par une adsorption multicouche [11]. L'échantillon de plâtre industriel est le matériau le moins sensible à l'eau. La quantité d'eau adsorbée par les matériaux augmente lorsque la proportion de fibres augmente. Dans le cas d'une application dans le domaine du bâtiment, l'adsorption de l'eau par le matériau a pour effet l'augmentation de sa conductivité thermique et augmente les risques de développement de moisissures. Il sera donc important de caractériser les performances des matériaux biosourcés en conditions réelles.

Les paramètres utilisés pour le modèle de GAB sont indiqués dans le Tableau 1 et nous constatons une corrélation supérieure à 0,99 et une valeur maximale de RSS de 0,0011 pour l'ensemble des échantillons.

(A)



(B)

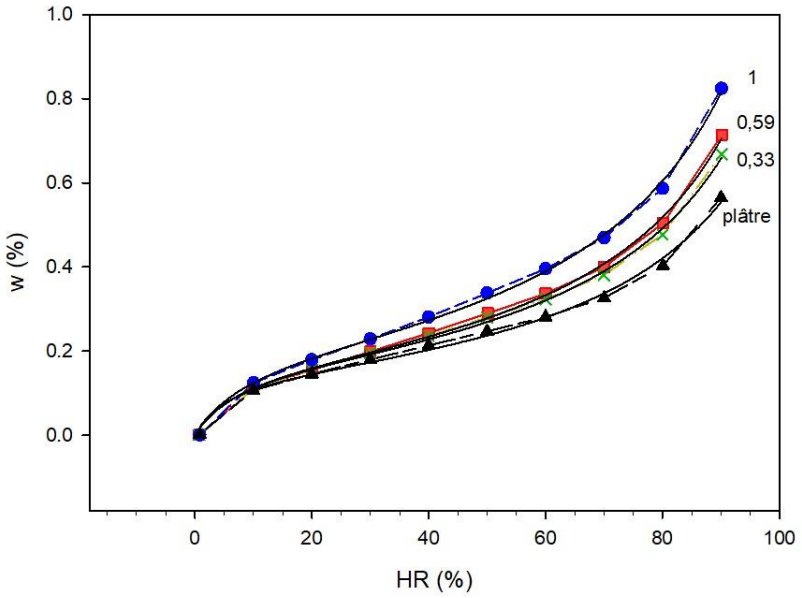


Figure 3 : (A) Courbe de sorption/désorption expérimentale sur les échantillons de plâtre/choca ; (B) Ajustement du modèle de GAB aux courbes de sorptions expérimentales

Echantillons	Plâtre	0,33	0,59	1
w_m	0,1498 ± 0,0077	0,1717 ± 0,0070	0,1765 ± 0,0070	0,2106 ± 0,0083
C	21,4833 ± 7,2812	16,0599 ± 3,7811	14,8597 ± 3,3322	13,0000 ± 2,6073
K	0,8158 ± 0,0171	0,8273 ± 0,0126	0,8384 ± 0,0115	0,8312 ± 0,0115
R^2	0,9952	0,9976	0,9979	0,9981
RSS	0,0011	0,0008	0,0008	0,0010

Tableau 1: *Paramètres du modèle GAB appliqué à la sorption des échantillons à base de choca*

3.2. Caractérisation thermique

Un exemple de courbe expérimentale et des résidus d'estimation est présenté sur la Figure 4. L'élévation de température est légèrement inférieure à 5°C, ce qui est la valeur recommandée pour ce type d'expérience. Il est par ailleurs important d'obtenir des résidus non signés et de valeur de l'ordre de ± 0,1 mK en moyenne.

Une synthèse des résultats obtenus pour les différents matériaux est présentée sur la Figure 5. Les valeurs reportées correspondent aux valeurs moyennes obtenues sur chaque échantillon. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes calculées en prenant en compte l'incertitude sur les estimations de propriétés (5%) et les écarts-types pour chaque matériau.

La conductivité thermique de l'échantillon en plâtre industriel est cohérente avec une valeur de 0,427 ± 0,022 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Selon la norme EN 13279-1, la conductivité thermique du plâtre industriel est de 0,34 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour une masse volumique de 1000 $kg.m^{-3}$. Dans notre cas, notre échantillon a une masse volumique de 1067 $kg.m^{-3}$. La conductivité thermique des matériaux plâtre-fibres de choca est comprise entre 0,397 ± 0,021 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et 0,452 ±

0,023 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et la diffusivité thermique entre 0,307 ± 0,058 $mm^2.s^{-1}$ et 0,377 ± 0,033 $mm^2.s^{-1}$. Les échantillons 0,33, 0,59 et le plâtre pur ont respectivement des masses volumiques de 1205 $kg.m^{-3}$, 1119 $kg.m^{-3}$ et 989 $kg.m^{-3}$. L'ajout de fibres a pour effet de diminuer la masse volumique de l'échantillon. Pour les trois premiers matériaux, compte tenu des incertitudes, on ne note pas de variation significative de conductivité ni de diffusivité thermique. Une légère tendance à la diminution de la conductivité et de la diffusivité thermique semble apparaître pour le matériau contenant le plus de fibres. Ces résultats devront être complétés pour des matériaux contenant un pourcentage de fibres plus important afin d'évaluer l'impact de l'ajout de fibres sur la conductivité thermique du matériau.

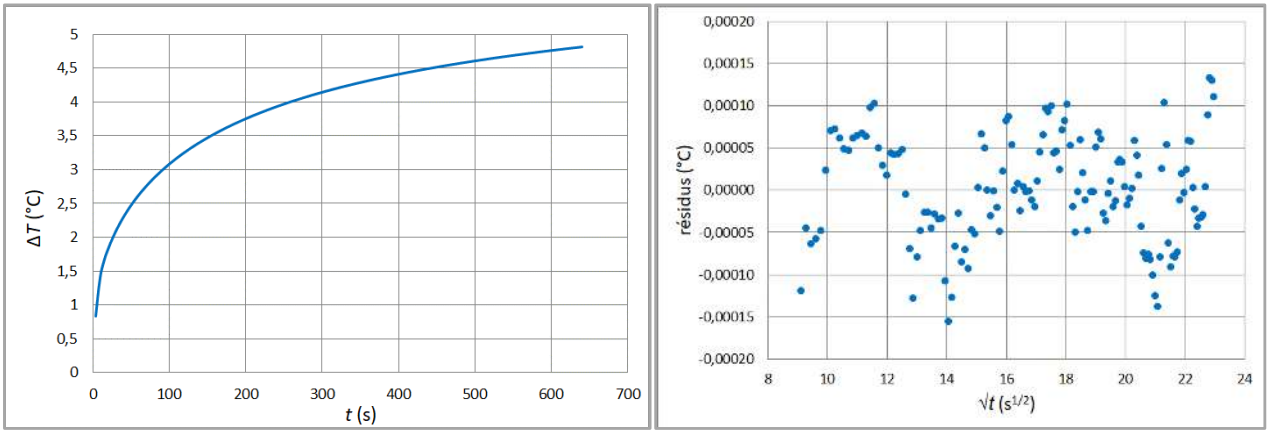


Figure 4 : (à gauche) Elévation de température obtenue lors de l'un des essais de caractérisation thermique ; (à droite) Résidus après calage du modèle de transfert thermique sur les données expérimentales

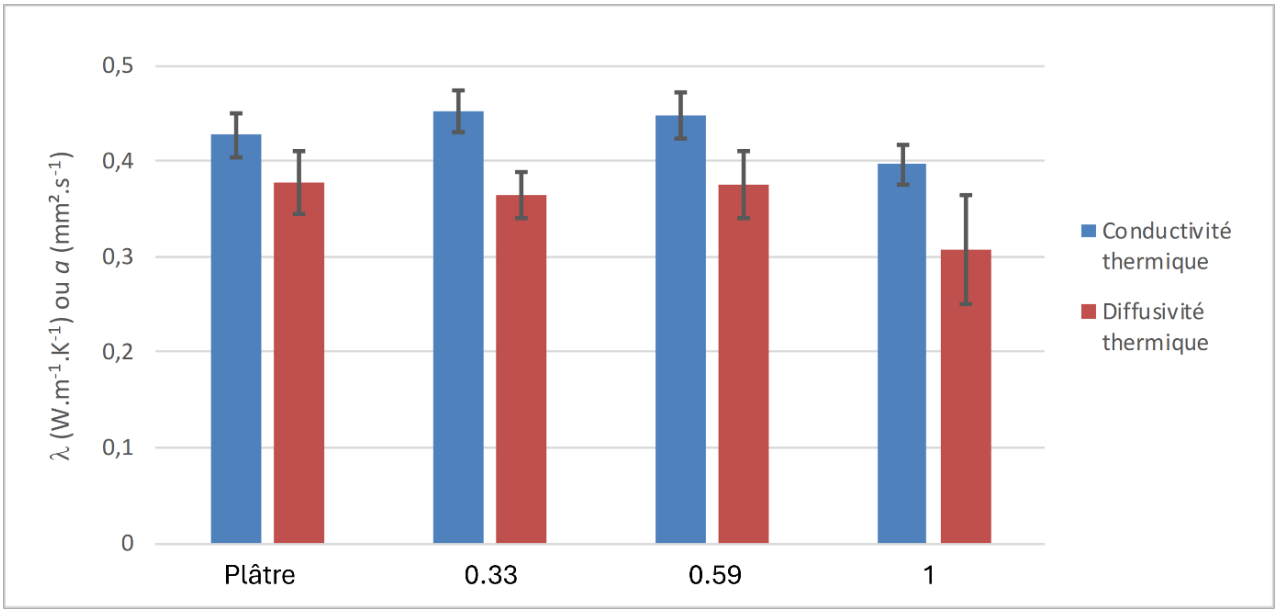


Figure 5 : Valeurs de conductivité et diffusivité thermique obtenues pour les différents matériaux (valeurs moyennes et incertitudes)

4. Conclusion

Trois matériaux constitués de plâtre industriel et de fibres de choca ont été formulés. Un matériau en plâtre industriel sans fibre a également été réalisé afin de comparer ces résultats. Les performances hygrothermiques de ces matériaux ont été évaluées avec les isothermes de sorption et désorption, la conductivité et la diffusivité thermique. L'ajout de fibres n'a pas

d'influence significative sur la conductivité thermique du matériau. Elle est comprise entre 0,397 ± 0,021 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et 0,452 ± 0,023 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Il sera nécessaire de formuler des échantillons avec une proportion plus importante de fibres de choca. Cependant, le comportement hygroscopique des matériaux est impacté par la proportion de fibres présentes dans le matériau. Nous constatons que le plâtre industriel est le matériau le moins sensible à l'eau. Les matériaux contenant le plus de fibres sont les plus sensibles à l'eau. Ce paramètre ayant un impact sur la conductivité thermique du matériau en conditions réelles, il est important d'évaluer l'impact de la teneur en eau d'un matériau contenant des fibres sur la conductivité thermique. Les isothermes ont été réalisées à une température de 23 °C, il sera intéressant d'effectuer des essais à une température de 27 °C, température proposée par la norme EN ISO 12571 pour les pays tropicaux.

Références

[1] H. Caillet, J. Bascaules, Y. Mahaman, P. Rousset, J-F. Martin, L. Adelard, and O. Marc, Characterization and thermal performance of Furcraea Foetida fibers and pineapple mash as loose-fill insulatingmaterial, Entropie thermodynamique – énergie – environnement – économie 4 (Numéro 3 spécial SFT Prix Biot-Fourier), (2023), DOI : 10.21494/ISTE.OP.2023.1017 7.

[2] H. Caillet, J. Bascaules, Y. Mahaman, P. Rousset, J-F. Martin, L. Adelard, and O. Marc, Caractérisation et performances thermiques des fibres de Furcraea Foetida et de broyat d'ananas en tant que matériau isolant en vrac, SFT, (Reims, 30 mai – 2 juin 2023)

[3] J. Bascaules, O. Marc, L. Adelard, C. Maalouf, and H. Caillet, IBPSA, (La Rochelle Oléron, 13-17 mai 2024).

[4] A. Désiré Omgba Betené, F. Martoïa, PJJ. Dumont, F. Ebanda Betené, and A. Ateba, Gypsum plaster composites reinforced with tropical fibre bundles extracted from Rhecktophyllum camerunense and Ananas comosus plants: Microstructure and mechanical performance, Constr. Build. Mater., 392, (2023), 131815.

[5] S. Delvasto, EF. Toro, F. Perdomo, and RM. De Gutiérrez, An appropriate vacuum technology for manufacture of corrugated fique fiber reinforced cementitious sheets, Constr. Build. Mater., 24(2), (2010), 187-92.

[6] D. Taoukil, A. El bouardi, F. Sick A. Mimet, H. Ezbakhe, and T. Ajzoul, Moisture content influence on the thermal conductivity and diffusivity of wood–concrete composite physical and mechanical properties of Cameroonian Ananas comosus leaf fibers, Constr. Build. Mater., 48, (2013), 104-115.

[7] J. Bascaules, H. Caillet, C. Maalouf, O. Marc, and L. Adelard. March 2024, Préparation des fibres de Furcraea Foetida pour une utilisation en tant qu'isolant thermique, Congrès National de la Recherche des IUT, (Mulhouse, 27-28 mars 2024).

[8] J. Bascaules, L. Malherbe, L. Adelard, H. Caillet, C. Maalouf, and O. Marc, Évaluation de la conductivité thermique de composites à base de fibres de Furcraea foetida et de plâtre, SFT, (Strasbourg, 4-7 juin 2024).

[9] C. Van den Berg, D. Simatos & J.L. Multon, Martinus Nijhoff, Dordrecht, Development of B.E.T. like models for sorption of water on foods; theory and relevance, Properties of Water in Foods, (1985), (eds) p. 119.

[10] T. Salem, N. Dujardin, V. Feuillet, M. Fois, L. Ibos, Comparaison de deux méthodes de mesure de conductivité thermique sur des matériaux isolants ou conducteurs, SFT 2019.

[11] M. M. Rahman, M. Muttakin, A. Pal, A. Z. Shafiullah, and B. B. Saha, A statistical approach to determine optimal models for IUPAC-classified adsorption isotherms, Energies, 12(23), (2019), 4565.

Influence des transferts d'humidité sur la transmittance thermique de murs en ossature bois

Machhour EL ASSAAD[1], Yohan PLANTEC[1,2], Thibaut LECOMPTE[1], Thibaut COLINART[1*]

[1]Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France
[2] Cellaouate, 29600 Saint Martin des Champs, France
[*](auteur correspondant : thibaut.colinart@univ-ubs.fr)

Résumé - Cette étude explore la manière dont le transfert d'humidité affecte le coefficient de transmission thermique (valeur U) des murs à ossature bois à l'aide de méthodes expérimentales et numériques. Six systèmes de murs avec différents matériaux d'isolation et couches de finition ont été analysés. Les résultats montrent que le flux d'humidité augmente la valeur U lorsqu'il est aligné sur le flux de chaleur, avec des effets plus importants dans les systèmes très perméables. L'étude met également en évidence les limites de la méthode du flux thermique (HFM), qui mesure de manière imprécise les valeurs U en bloquant le flux d'humidité.

Abstract - This research explores how moisture transfer affects the thermal transmittance (U-value) of timber frame walls using experimental and numerical methods. Six wall systems with different insulation materials and finishing layers were analyzed. Results show that moisture flow increases the U-value when aligned with the heat flux, with more significant effects in highly permeable systems. The study also highlights the limitations of the Heat Flow Meter (HFM) method, which inaccurately measures U-values by blocking moisture flow.

Nomenclature

T	température, K
U	transmittance thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$
Symboles grecs	
φ	flux thermique, $W.m^{-2}$
Indices et exposants	
exp	experimental
se/si	surface extérieure/intérieure
sim	simulé
th	théorique

1. Introduction

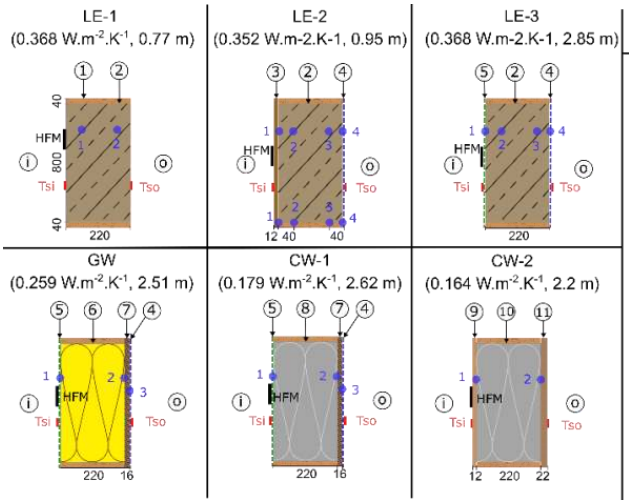
Le coefficient de transmission thermique d'une paroi (ou valeur U) est un paramètre essentiel pour évaluer les pertes de chaleur et déterminer les besoins énergétiques d'un bâtiment. Il peut être évalué théoriquement selon la méthodologie décrite dans la norme ISO 6946 ou mesuré expérimentalement à l'aide de méthodes *in situ* telles que la méthode fluxmétrique (HFM) [1,2], la méthode thermométrique [3] ou la thermographie infrarouge quantitative [4,5]. En raison de sa simplicité, la méthode HFM, décrite dans la norme ISO 9869-1, est la plus utilisée. Cette méthode consiste à mesurer les flux de chaleur à l'aide d'un fluxmètre et les températures de surface à l'aide de deux thermocouples. Elle a été largement testée sur des murs fait de matériaux non hygroscopiques. Il a été démontré que plusieurs facteurs influencent la précision de cette méthode, notamment la perturbation du flux thermique causée par le fluxmètre [6], l'émissivité du fluxmètre par rapport à la surface du mur [7], le positionnement du thermocouple, ainsi que la taille, la forme et l'orientation du fluxmètre [8], la qualité du contact entre le fluxmètre et le mur [2] ou encore le niveau de gradient de température à travers le mur [2,4,9,10]. Toutes ces études ont montré que le coefficient de transmission thermique peut être évaluée avec une incertitude allant de 14 à 30 %.

Des études récentes ont vu l'émergence de parois plus perspirantes, du fait d'une meilleure gestion de l'humidité dans les parois [11-13] ou dans les ambiances intérieures [12], tout en conservant un potentiel de séchage important [13]. Ces parois intègrent souvent des bétons biosourcés [14-17]. Des transferts couplés de chaleur et d'humidité se produisent dans ces parois, ce qui peut influencer leur coefficient de transmission thermique. Néanmoins, les études bibliographiques concernant les effets de l'humidité sur les mesures *in situ* du coefficient de transmission thermique sont rares. Nicolajsen [18] a comparé le coefficient de transmission thermique d'une paroi isolée avec de la ouate de cellulose à une paroi isolée avec de la laine de roche dans un climat danois réel. Les résultats ont montré que la teneur en humidité, atteignant jusqu'à 18 % en hiver, n'avait pas d'impact significatif sur les valeurs mesurées. Latif et al. [19] ont comparé des panneaux isolants en chanvre à la laine de roche avec un coefficient de transmission thermique théorique similaire dans différentes conditions. Ils ont constaté que le coefficient de transmission thermique augmentait avec l'augmentation de la teneur en humidité, avec une augmentation légèrement plus importante pour les panneaux isolants en chanvre. Dans une autre étude, ils ont comparé trois panneaux avec des valeurs U théoriques identiques dans des conditions hivernales [20]. Les résultats ont indiqué que le panneau biosourcé avait des valeurs U plus élevées que les panneaux traditionnels, soulignant l'influence de l'humidité sur les matériaux hygroscopiques. Ces études ne prennent en compte que l'augmentation de la valeur U résultant de l'augmentation de la teneur en humidité. Cependant, la situation est plus complexe, car l'humidité peut avoir des effets supplémentaires sur les mesures, comme le transfert de chaleur latente en surface.

Cette communication se concentre donc sur l'influence du transfert d'humidité sur le coefficient de transmission thermique (valeur U) de parois à ossature bois par une combinaison d'analyses expérimentales et numériques. En outre, l'étude évalue la précision de la méthode du flux thermique (HFM) pour saisir les effets complets du transfert d'humidité.

2. Matériaux et méthodes

Six parois à ossature bois distincts sont étudiés (voir Figure 1). Les cadres ont une largeur de 880 mm et une hauteur de 970 mm (ce qui correspond à une surface de 0,85 m^2) et leur épaisseur est de 220 mm, ce qui correspond à l'épaisseur de la couche d'isolation.



Layer	Material	Thickness [mm]
1	Wooden frame	40
2	Light earth	220
3	Earthen plaster	12
4	Rain barrier (Dorken Delta-XX SD = 0.08 m)	
5	Vapor retarder (Isocell SD = 2 m)	
6	Glass fiber cellulose (ISOMOB35R)	220
7	Medium-density fibre board	16
8	Wet projected cellulose	220
9	Oriented strand board	12
10	Dry blown cellulose	220
11	Rigid rain barrier (Pavatex)	22
	Thermocouples	
	Thermohygrometers	
	Heat flow sensor	

Figure 1 : *Vue de l'ensemble des parois étudiées (incluant leur valeur théorique de U et de Sd), de leur composition et la localisation de capteurs.*

Les parois testées sont composées de :

- LE-1 : terre allégée projetée, séchée, sans couche de finition ;
- LE-2 : terre allégée projetée, séchée, recouverte d'un pare-pluie à l'extérieur et d'un enduit de terre à l'intérieur ;
- LE-3 : terre allégée projetée, séchée, recouverte d'un pare-pluie à l'extérieur et d'un pare-vapeur à l'intérieur ;
- CW-1 : ouate de cellulose projetée, séchée, recouverte d'un pare-pluie à l'extérieur et d'un pare-vapeur à l'intérieur ;
- CW-2 : ouate de cellulose sèche insufflée en vrac avec un pare-pluie rigide à l'extérieur et de l'OSB à l'intérieur ;
- GW : fibre de verre avec un pare-pluie à l'extérieur et un pare-vapeur à l'intérieur. La paroi GW est non hygroscopique, ce qui signifie que l'humidité ne devrait pas avoir d'influence significative sur son comportement thermique et qu'elle peut être prise comme référence.

Les propriétés thermiques et hydriques des matériaux sont soit mesurées en laboratoire, soit fournies par le fabricant. Elles sont présentées dans le Tableau 1 (les isothermes de sorption sont caractérisées par les paramètres GAB W_m, K et C). En utilisant ces propriétés, les murs testés ont un coefficient de transmission thermique théorique allant de 0,16 à 0,37 $W.m^{-2}.K^{-1}$ et des valeurs Sd allant de 0,77 à 2,85 m.

Matériaux	ρ [$kg.m^{-3}$]	$\lambda(w)$ [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	μ [-]	Sd [m]	c_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	GAB parameter		
						W_m[-]	K [-]	C [-]
Cellulose	50	0.01w + 0.041	1.5		1250	0.050	0.87	14
Glass wool	50	0.036	1		840	0.012	0.79	1086
Light earth	260	0.23w + 0.081	3.5		1003	0.026	0.87	8
OSB	600	0.13	150		2100	0.055	0.79	7
Earthen plaster	500	0.1	8		1003	0.006	0.91	18
Rigid RB	200	0.044	3		1300	0.049	0.84	8
MDF	550	0.09	13		1300	0.052	0.80	7
VR		N/A		2		N/A		
RB				0.08				

Tableau 1 : *Propriétés hygrothermiques des matériaux constitutifs des parois.*

Les parois sont instrumentées de capteurs de température et d'humidité relative (capteurs SHT85 d'une précision de ±0,1 °C et ±1,5 % rh). Ces capteurs sont insérés dans la terre allégée à 40 mm des surfaces extérieures, aux interfaces entre les différents matériaux et dans les environnements intérieur et extérieur. Des thermocouples de type K sont placés sur les surfaces intérieures et extérieures. Des fluxmètres (capteur C50 Captec) minces, carrés (50 x 50 mm²) et rigides sont fixés sur la surface intérieure à l'aide d'un ruban adhésif double face. Ils sont recouverts de rubans noirs ou de pare-vapeur (en fonction des couches de finition de chaque paroi) afin que l'émissivité des fluxmètres soit similaire à celle de la surface des parois. Les données sont enregistrées toutes les 5 minutes. Les parois instrumentées sont installées dans une chambre bi-climatique, où les températures et humidités relatives sont contrôlées indépendamment de part et d'autre des parois.

Afin de mieux appréhender les résultats expérimentaux, les expériences sont simulées à l'aide d'un modèle classique de transfert de chaleur et d'humidité [21]. Les propriétés des matériaux sont celles présentées dans le Tableau 1. Le coefficient de transfert thermique total à la surface, qui comprend à la fois le rayonnement et la convection dans l'enceinte, est compris entre 8 et 10 $W.m^{-2}.K^{-1}$ pour les surfaces intérieures (en fonction de l'émissivité de la surface

du mur) et est fixé à 10 $W.m^{-2}.K^{-1}$ pour les surfaces extérieures. Le coefficient de transfert d'humidité par convection est déterminé par la relation de Lewis. Les températures et humidités relatives ambiantes mesurées sont utilisées comme conditions limites, tandis que les températures et humidités relatives mesurées localement sont extrapolées sur l'épaisseur de la paroi pour définir les conditions initiales.

3. Résultats et discussion

3.1. Analyse des résultats expérimentaux

Le protocole expérimental appliqué consiste à fixer un gradient de température tout en faisant varier le gradient de pression de vapeur. Ici, deux tests sont effectués : un gradient de pression de vapeur presque nul (Test 1) et un gradient de pression de vapeur significatif allant de l'extérieur vers l'intérieur, s'alignant sur la direction du flux de chaleur (Test 2). Les variations de température et de pression de vapeur dans les chambres intérieure et extérieure sont présentées sur la Figure 2. Les conditions dans la chambre extérieure sont contrôlées correctement par des systèmes CVC. En revanche, le contrôle des conditions dans la chambre intérieure à l'aide de systèmes CVC entraîne de fortes perturbations dans la mesure du flux thermique. Par conséquent, les conditions intérieures ne sont pas contrôlées et sont égales à celles du laboratoire. La température intérieure fluctue entre 20 et 25 ± 2 °C, ce qui entraîne une différence de température de 10 à 15 °C tout au long de l'expérience. La pression de vapeur intérieure fluctue autour de 1500 ± 500 Pa tout au long de l'essai : une différence de pression de vapeur limitée est notée pour le Test 1 (< 300 Pa) tandis qu'une grande différence de pression de vapeur est maintenue pour le Test 2 (> 2600 Pa). Les deux tests durent 7 semaines, de sorte que l'état d'équilibre hygrothermique puisse être atteint dans toutes les parois.

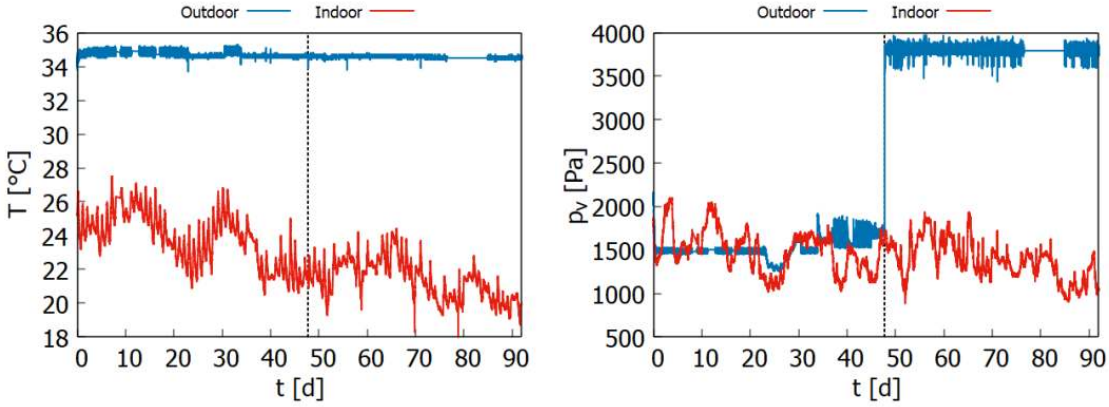


Figure 2 : *Évolution temporelle des températures et pressions de vapeur intérieure et extérieure.*

Les valeurs de U expérimentales U_{exp} sont calculées pour toutes les parois en utilisant la méthode moyenne proposée par la norme ISO 9869-1 sur les 5 derniers jours :

$$U_{Average} = \frac{\sum_{j=1}^{n} \varphi_j}{\sum_{j=1}^{n} (T_{sej} - T_{sij})} \quad (1)$$

Les valeurs U_{exp} sont présentées sur la Figure 3 pour les parois en terre allégée et sur la Figure 4 pour les parois réalisées avec un matériau isolant léger. En l'absence de gradient de pression de vapeur (Test 1), la différence entre U_{exp} et la valeur théorique U_{th} est inférieure à 10 % (sauf pour LE-1). Ces différences sont dues à l'hypothèse d'une conductivité thermique sèche lors du calcul de U_{th} et aux incertitudes expérimentales. Ici, une incertitude de ± 5,1 % est déterminée à l'aide de la méthode de propagation des erreurs, en tenant compte d'une incertitude de 5 %

dans la mesure du flux thermique et d'une incertitude de 1 % dans les mesures de température. En présence d'un gradient de pression de vapeur (Test 2), U_{exp} tend à augmenter (sauf pour LE-1), légèrement pour les murs en terre allégée (de 7 % et 17 % pour LE-2 et LE-3 respectivement) et significativement pour les autres murs (presque de 50 %).

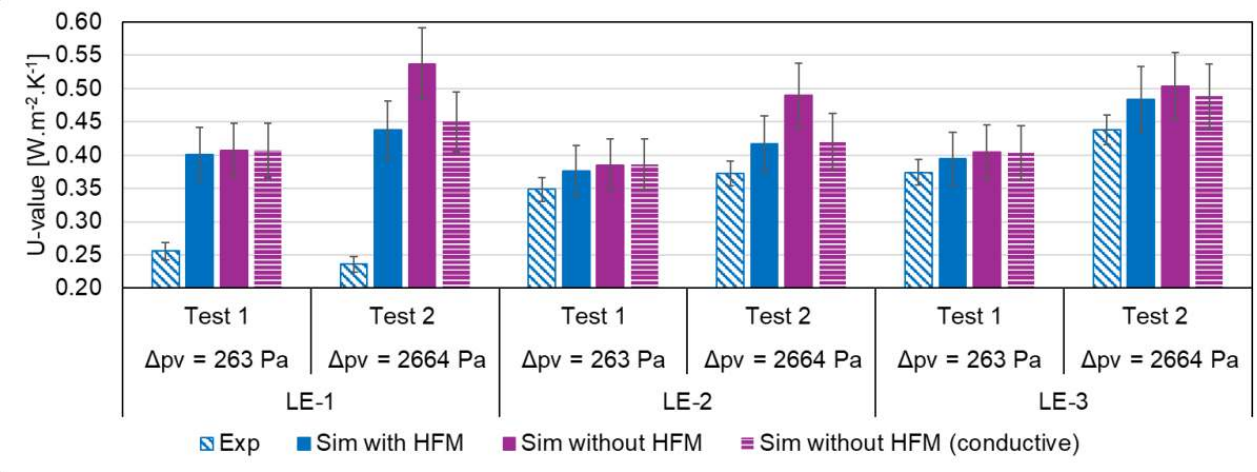


Figure 3 : *Valeurs de U mesurées et simulées selon différentes hypothèses pour les parois en terre allégée.*

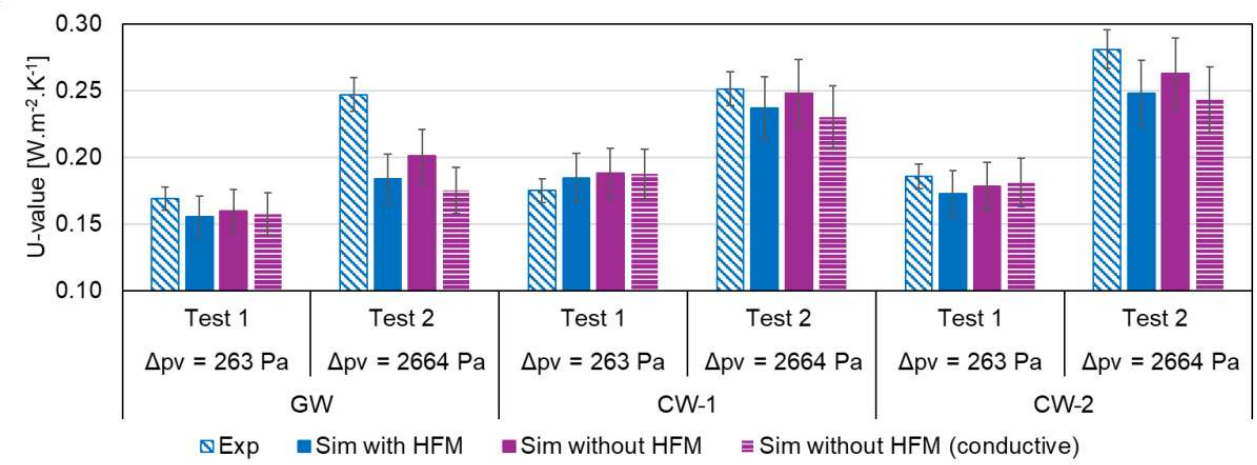


Figure 4 : *Valeurs de U mesurées et simulées selon différentes hypothèses pour les parois réalisées avec un matériau isolant léger.*

Pour expliquer ces augmentations, des simulations hygrothermiques sont effectuées en tenant compte de la présence physique du fluxmètre. Ce dernier est modélisé par l'ajout d'une couche étanche à l'humidité de 50 mm de coté sur la face intérieure du mur. Les valeurs simulées U_{sim} sont calculées selon l'équation (1) en utilisant les températures de surface et les flux de chaleur simulés. Les résultats sont présentés sur les Figures 3 et 4. En supposant des incertitudes de simulation de ±10% (dues à l'incertitude de la conductivité thermique d'entrée), U_{sim} est en accord avec U_{exp}, à l'exception de deux cas. Premièrement, U_{exp} présente des valeurs inférieures à U_{sim} pour la paroi LE-1. Ces erreurs sont attribuées à un contact thermique imparfait entre le fluxmètre et la paroi en terre allégée, qui présente une surface très rugueuse. Deuxièmement, U_{exp} est beaucoup plus élevé que U_{sim} pour la paroi GW pour le Test 2. Dans ce cas, la simulation indique une humidité relative élevée derrière le pare-vapeur. Or, les simulations sont effectuées avec une conductivité thermique sèche pour le mur GW, négligeant ainsi ses augmentations à un taux d'humidité élevé et diminuant ainsi U_{sim}.

Les simulations du test 2 montrent également que l'humidité peut être bloquée derrière le fluxmètre, ce qui souligne que l'ajout d'un fluxmètre à la surface du mur interfère avec le comportement hygrothermique du mur. Pour évaluer l'influence du fluxmètre sur l'évaluation de la valeur U, des simulations hygrothermiques supplémentaires ont été effectuées sans fluxmètre. Dans ce cas, le flux thermique de surface simulé comprend à la fois les effets de conduction thermique et les effets latents associés au transfert d'humidité :

$$\varphi_{tot} = -\lambda \nabla T + Lv\left(D_v^{\phi} \nabla \phi + D_v^{T} \nabla T\right) \quad (1)$$

Pour évaluer la contribution du transfert de chaleur latente dans U_{sim}, les valeurs conductives U_{cond} sont calculées en utilisant le flux de chaleur conductif décrit :

$$\varphi_{cond} = -\lambda \nabla T \quad (1)$$

Pour le Test 1, les valeurs simulées U_{sim} avec et sans fluxmètre sont logiquement similaires, les différences étant inférieures à 3 % (voir Tableau 2). En l'absence de gradient de pression de vapeur, le flux d'humidité et donc le flux de chaleur latente en surface s'annulent. Pour le Test 2, U_{sim} sans fluxmètre sont plus élevés de 3,8% à 18% que U_{sim} avec fluxmètre (voir Tableau 2). Plus le mur est perméable à la vapeur, plus la différence est importante. En revanche, les U_{sim} avec fluxmètre correspondent bien à U_{cond}.

Paroi	Difference [%]		Sd [m]
	Test 1 (Δp_v < 300 Pa)	Test 2 (Δp_v > 2600 Pa)	
LE-1	1.5	18.5	0.77
LE-2	2.3	14.8	0.95
LE-3	2.6	3.8	2.85
GW	2.9	8.5	2.51
CW-1	1.8	4.6	2.62
CW-2	3	5.7	2.2

Tableau 2 : *Différences entre les valeurs simulées de U en présence ou non du fluxmètre.*

Enfin, en comparant les simulations réalisées sans fluxmètre pour les Test 1 et 2, on note que U_{sim} augmente avec le gradient de pression de vapeur quel que soit le mur. Pour les parois les moins perméables, cette augmentation est principalement due à l'augmentation de la teneur en humidité de la paroi, qui augmente la conductivité thermique moyenne du matériau d'isolation hygroscopique du bâtiment et donc U_{cond}. En revanche, pour les murs les plus perméables (LE-1 et LE-2), la contribution du flux de chaleur latente de surface à l'augmentation d'U_{sim} est plus importante (jusqu'à 18,5 %).

3.2. Étude numérique de l'influence des transferts d'humidité sur la valeur de U

Quatre simulations supplémentaires sont réalisées pour conforter l'influence des transferts d'humidité sur la valeur de U. Les conditions de simulation sont résumées dans le Tableau 3. Dans trois cas, les flux de chaleur sont orientés de l'extérieur vers l'intérieur (avec une différence de température constante de 9 °C) et les différences de pression de vapeur entre l'extérieur et l'intérieur varient de valeurs négatives (flux de vapeur opposé au flux de chaleur) à des valeurs positives (flux de vapeur dans la même direction que le flux de chaleur). Dans le quatrième cas, la différence de pression de vapeur est négative, mais le flux de vapeur est dans le même sens que le flux de chaleur (de l'intérieur vers l'extérieur).

Pour toutes les parois, les valeurs U_{sim} sont calculées à l'aide de l'équation (1) une fois que le régime permanent est atteint pour chaque cas et sont comparées aux valeurs U_{sim} calculées

pour le cas 2 (c'est-à-dire en l'absence de différence de pression de vapeur) afin d'évaluer les effets latents sur la valeur U. Ces effets latents sont représentés sur la Figure 5 en fonction de la différence de pression de vapeur entre l'extérieur et l'intérieur multipliée par le signe du flux de chaleur (positif lorsque la chaleur circule de l'extérieur vers l'intérieur et négatif dans le cas contraire). L'effet latent est positif (c'est-à-dire que le flux de vapeur augmente la valeur de U) lorsqu'il s'aligne sur la direction du flux de chaleur (en été comme en hiver) et négatif lorsque la vapeur s'écoule dans la direction opposée au flux de chaleur. Une augmentation quasi-linéaire est observée quelle que soit la paroi, mais aucune corrélation n'est actuellement établie entre la pente et les matériaux ou les propriétés de la paroi.

Case	Indoor		Outdoor		Δp_v [Pa]
	T [°C]	Φ [%rh]	T [°C]	Φ [%rh]	
1	21	61	30	29	-300
2			30	36	0
3			30	73	1500
4			10	73	-590

Tableau 3 : *Conditions de simulations supplémentaires.*

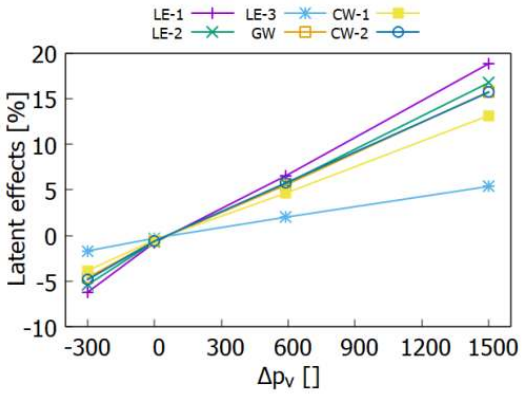


Figure 5 : *Effets latents dus au transfert d'humidité sur les valeurs de U en fonction de la différence de pression de vapeur multipliée par le signe du flux de chaleur.*

4. Conclusions

Cette étude a examiné l'influence du transfert d'humidité sur le coefficient de transmission thermique (valeur U) des murs à ossature bois isolés, en combinant des analyses expérimentales et numériques. Six murs instrumentés de conception différente ont été testés dans une chambre bi-climatique. La valeur U est mesurée avec HFM en imposant un gradient de température presque constant et en faisant varier le gradient de pression de vapeur. Des simulations hygrothermiques, incluant ou non la présence de HFM, ont été réalisées pour étayer les données expérimentales. Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

- En l'absence de gradient de pression de vapeur, les valeurs de U mesurées correspondent aux valeurs de U théoriques et simulées, compte tenu des incertitudes expérimentales et numériques et de la complexité du dispositif expérimental.
- En présence d'un gradient de pression de vapeur dans le sens du gradient de température, la valeur de U mesurée et simulée a augmenté jusqu'à 50 % en raison de l'accumulation d'humidité dans les murs les moins perméables et également en raison du flux de chaleur latente en surface pour les murs les plus perméables. Ce résultat mériterait d'être étendu à d'autres types de parois.
- L'ajout d'un fluxmètre étanche à l'humidité sur la surface bloque le transfert d'humidité en présence d'un gradient de pression de vapeur. Seule la contribution conductrice de la valeur de U peut être mesurée et des erreurs allant jusqu'à 18% peuvent être commises sur la valeur de U. Des méthodes fiables permettant de mesurer ces effets latents restent à développer.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié du support financier de l'ADEME via le projet Locabati.

Références

[1] Gaspar K., Casals M., Gangolells M., In Situ Measurement of Façades with a Low U-Value: Avoiding Deviations. *Energy Build.*, 170 (2018), 61–73.

[2] Ficco G., Iannetta F., Ianniello E., d'Ambrosio Alfano F.R., Dell'Isola M., U-Value in Situ Measurement for Energy Diagnosis of Existing Buildings. *Energy Build.*, 104 (2015), 108–21.

[3] Bienvenido-Huertas D., Rodríguez-Álvaro R., Moyano J.J., Rico F, Marín D., Determining the U-Value of Façades Using the Thermometric Method: Potentials and Limitations. Energies 11 (2018), 360.

[4] Albatici R., Tonelli A.M., Infrared Thermovision Technique for the Assessment of Thermal Transmittance Value of Opaque Building Elements on Site. *Energy Build.*42 (2010), 2177–83.

[5] François A., Ibos L., Feuillet V., Meulemans J., In Situ Measurement Method for the Quantification of the Thermal Transmittance of a Non-Homogeneous Wall or a Thermal Bridge Using an Inverse Technique and Active Infrared Thermography. *Energy Build.* 233 (2021), 110633.

[6] Cucumo M., Ferraro V., Kaliakatsos D., Mele M., On the Distortion of Thermal Flux and of Surface Temperature Induced by Heat Flux Sensors Positioned on the Inner Surface of Buildings. *Energy Build.* 158 (2018), 677–83.

[7] Cesaratto P.G., De Carli M., Marinetti S., Effect of Different Parameters on the in Situ Thermal Conductance Evaluation. *Energy Build.* 43 (2011), 1792–1801.

[8] Meng X., Yan B., Gao Y., Wang J., Zhang W., Long E., Factors Affecting the in Situ Measurement Accuracy of the Wall Heat Transfer Coefficient Using the Heat Flow Meter Method. *Energy Build.* 86 (2015), 754–65.

[9] Gori V., Elwell C.A., Estimation of Thermophysical Properties from In-Situ Measurements in All Seasons: Quantifying and Reducing Errors Using Dynamic Grey-Box Methods. *Energy Build.* 167 (2018), 290–300.

[10] Desogus G., Mura S., Ricciu R., Comparing Different Approaches to in Situ Measurement of Building Components Thermal Resistance. *Energy Build.* 43 (2011), 2613–20.

[11] McClung R., Ge H., Straube J., Wang J., Hygrothermal Performance of Cross-Laminated Timber Wall Assemblies with Built-in Moisture: Field Measurements and Simulations. *Build Env.* 71 (2014), 95–110.

[12] Mlakar J., Štrancar J., Temperature and Humidity Profiles in Passive-House Building Blocks. *Build Env.* 60 (2013), 185–93.

[13] Lstiburek J.W., Understanding Vapor Barriers. ASHRAE Journal (2004).

[14] Piot A., Béjat T., Jay A., Bessette L., Wurtz E., Barnes-Davin L., Study of a Hempcrete Wall Exposed to Outdoor Climate: Effects of the Coating. *Const Build Mat.* 139 (2017), 540–50.

[15] Shea A., Lawrence M., Walker P., Hygrothermal Performance of an Experimental Hemp–Lime Building. *Const Build Mat.* 36 (2012), 270–75.

[16] Lelievre D., Colinart T., Glouannec P., Hygrothermal Behavior of Bio-Based Building Materials Including Hysteresis Effects: Experimental and Numerical Analyses. *Energy Build.* 84 (2014), 617–27.

[17] Evrard A., A. De Herde, Hygrothermal Performance of Lime-Hemp Wall Assemblies. *J Build Phys.* 34 (2010), 5–25.

[18] Nicolajsen A., Thermal Transmittance of a Cellulose Loose-Fill Insulation Material. *Build Env.* 40 (2005), 907–14.

[19] Latif E., Ciupala M.A., Wijeyesekera D.C., The Comparative in Situ Hygrothermal Performance of Hemp and Stone Wool Insulations in Vapour Open Timber Frame Wall Panels. *Const Build Mat.* 73 (2014), 205–13.

[20] Latif E., Lawrence M., Shea A.D., Walker P., An Experimental Investigation into the Comparative Hygrothermal Performance of Wall Panels Incorporating Wood Fibre, Mineral Wool and Hemp-Lime. *Energy Build.* 165 (2018), 76–91.

[21] El Assaad M., Colinart T., Lecompte T., Thermal conductivity assessment of moist building insulation material using a Heat Flow Meter apparatus. *Build Env.* 234 (2023), 110184.

Étude expérimentale pour évaluer l'effet des propriétés radiatives des revêtements sur la température d'une ruche Dadant

Experimental study to assess the effect of coatings radiative properties on the temperature of a Dadant hive

Anna DUPLEIX[1*], Anne LAVALETTE[1], Olivier ROZENBAUM[2], Lionel COSSON[2], Delphine JULLIEN[3], Emmanuel RUFFIO[1]

[1]Alt-RD, Co-actions Company, 33130 Bègles (France)
[2]Université d'Orléans, CNRS, CEMHTI UPR 3079, Orléans (France)
[3]LMGC, Univ Montpellier, CNRS, 163 rue Auguste Broussonnet, CC048, 34090 Montpellier (France)
[*](Corresponding author: anna.dupleix@alt-rd.com)

Résumé –Les ruches échangent de l'énergie avec leur environnement essentiellement via la convection, le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge. En été, le rayonnement solaire peut être assez fort pour affecter l'activité des abeilles. Afin de protéger la ruche des fortes températures, l'effet de différents revêtements sur la température d'une ruche Dadant est étudié. L'absorptivité normale spectrale de ces revêtements est déterminée à l'aide de sphères intégrantes et un modèle thermique du toit de la ruche est développé pour relier ces données spectrales aux températures mesurées.

Abstract – Beehives exchange energy with their environment mainly via air convection, solar radiation and infrared radiation. In summer, solar radiation can have a strong effect on the colony activity. To protect the hive from extreme temperatures, the effect of several coverings on the temperature of a Dadant hive is studied. The normal spectral absorptivity of the tested paints and materials is estimated using two integrating spheres and a thermal model is developed to relate these spectral data to temperature measurements provided by instrumented beehives.

Nomenclature

$A(\lambda)$	normal spectral absorptivity
T	temperature, °C or K if precised
T_{air}	outside air temperature, °C or K
Greek symbols	
ϵ	hemispherical emissivity
θ	averaged temperature difference, °C
λ	wavelength, µm
Index and exponent	
ref	relative to reference hive
test	relative to test hive
sun	relative to visible wavelength range
ir	relative to infrared wavelength range

1. Introduction

The temperature in a beehive is the result of the bees thermoregulation activity and daily weather variations. Over the last few years and the occurrence of extreme temperature events, some beekeepers have experienced wax frames collapsing in their hives [1]. Indeed, pure bee wax melts around 65°C while in the south of France, the hive roof temperature can reach 70°C to 80°C for standard galvanized steel roof. These temperature threats also affect the normal behavior and the health of bee colonies resulting in financial losses due to mortality and reduced productivity [2]. The in-hive temperature is the result of a balance between (1) colony activities, (2) weather conditions (solar irradiance, cloud covering, air temperature, clear sky temperature, wind speed and direction), (3) close environment properties (surroundings

objects, reliefs, ground type), (4) beehive materials and coverings, (5) beehive configuration (feeders, supers, closed/opened floor, vent holes, etc.).

The main aim of this study is to provide quantitative data of the thermal efficiency [3] and the thermal properties of some beehive coverings used by beekeepers to limit the effect of solar radiation on their hives, particularly in the case of hives exposed to direct sunlight. Section 2 presents the experimental setup. Section 3 focuses on the effect of different coatings on empty hive thermal behaviour. In section 4, the normal spectral absorptivity of the tested coatings is estimated. Finally, a thermal model of the radiative behaviour of roof coatings is being developed in section 5 on the basis of experimental measurements of roof temperature and spectral absorptivity measurements, so that the effects of coatings on roof temperature could be estimated from laboratory characterizations of radiative properties.

2. Description of the experiments

2.1. Experimental apiary

This study focuses on the commonly used Dadant beehive which is a movable-frame based hive with rectangular section. It is made of solid chestnut wood walls and a standard galvanized steel roof. Like most hives, Dadant hives are made of several parts that can be stacked up depending on the season and needs. For example, if bees are running out of space to store nectar/honey/larvae/etc., beekeepers may add a “honey supers” above the hive body. In this work, only the hive body is used in the tests (no additional part). The experimental apiary (Figure 1) is in the Cévennes region (southern France). It comprises 2 Dadant hives with bee entrances facing south. Each hive is equipped with 5 sensors: 1 temperature sensor (TC74 chip, 8 bits) glued and centered inside the roof and 4 other temperature sensors (NCT75 chip, 12 bits) located respectively (1) on the bottom side of the overframe (around 2cm below the roof), (2) at the top of the body part, (3) at the bottom of the body part and (4) below the hive (around 0.5cm below the bottom face) (Figure 2). The outside air temperature is monitored using an HIH8121 chip (14 bits) installed inside a radiative shield. The wind speed and direction are given by a Sparkfun weather sensor. Incoming sun radiation on the hive roofs is monitored using one ambient light sensor (VEML7700, 14bits, 0-10^5 Lux) pointing south and titled by 45° to limit the effect of seasonal variations of the solar elevation angle. The wavelength sensitivity window is 500-900 nm.

All sensors are based on integrated chips with a response time between 30 s and 1 min. An inter-calibration procedure was carried out to limit their biases. The acquisition system is based on an AVR microcontroller. The acquisition period is set to one minute except for the wind speed data which are acquired every 2 s and averaged over 1 min.

1.1. Experimental tests

An experimental parametric study is carried out to estimate the effect of paints on the in-hive temperatures. One hive is kept unchanged during the experiment and is therefore called the reference hive (Figure 1). The other hive, called “test hive”, underwent seven successive modifications to either the hive roofs (Figure 5.a-c) or the walls (Figure 5.d-f). In configurations (a) and (b), the roof is painted black and white respectively. In configuration (c), the roof is replaced by a multi-layer insulated roof (polymer roof + ventilated air space + 2 cm of aluminized insulation, made by BALBImax®, www.balbimax.fr).

In configuration (d), (e) and (f), the hive walls were painted with commercial aluminium-based Thermopeint® (frequently used by beekeepers), white and black paints respectively. Ideally, the walls should be painted directly, but for successive tests of different paints on

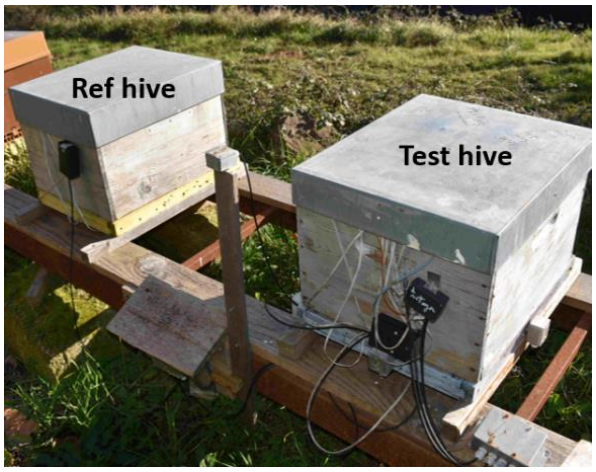


Figure 1 : *Experimental apiary with 2 instrumented Dadant hives (test hive and reference hive) and a weather station.*

Figure 2 : *Position of the 5 sensors in the two hives.*

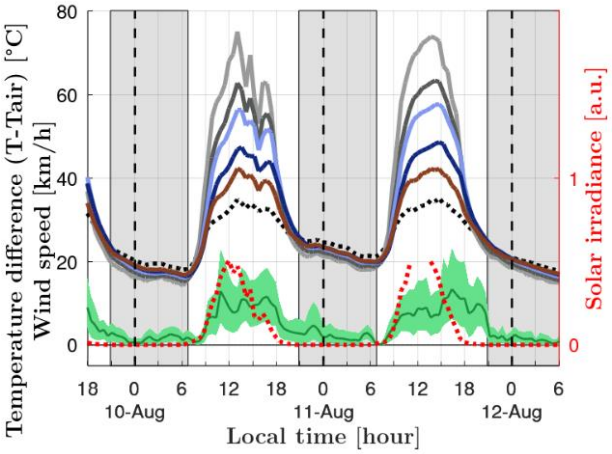


Figure 3 : *Temperatures of the reference hive with a galvanized steel roof (08/2023)*

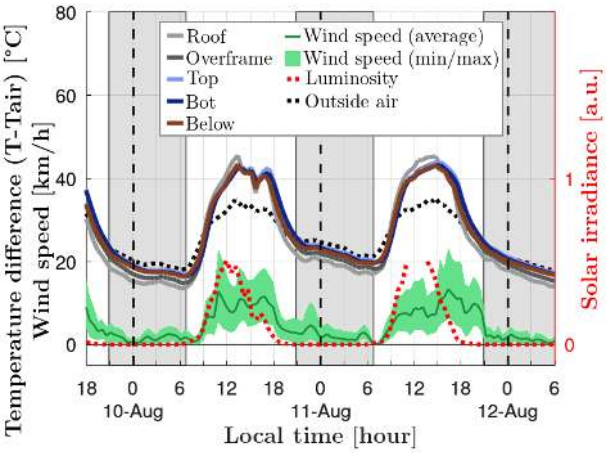


Figure 4 : *Temperatures of the test hive with a white roof (08/2023)*

the same hive, the use of a plastic film glued to the hive is essential to restore the test hive to its original state. If correctly glued, such plastic film does not alter the thermal resistance of the walls.

3. Effect of coatings on empty hive temperatures

Figure 3 and Figure 4 present the temperature evolution during two days with sunny weather for the reference and test hives in configuration (b) (white roof) and for each of the five sensors. The reference hive exhibits large temperature variations: the roof temperature exceeds $70°C$ at midday and is about $20°C$ during the night, few degrees below air temperature T_{air} due to heat radiation heat flow with the clear cold sky above the hives.

With the white paint, the roof temperature is decreased by about $27°C$ and the vertical temperature gradient inside the hive vanished. The test hive is still $10°C$ warmer than outside air during the day which results from the balance between heat radiation absorbed by the six faces and convective heat losses. To better visualize the effect of the tested coverings, the reference hive temperature T_{ref} is subtracted to the test hive temperature T_{test} for each configuration (Figure 5). The temperature difference is negative when T_{test} is lower than T_{ref}. Some data for the sensor “below” are missing due to technical issues. The solar irradiance (dotted red lines) averaged over the day denoted $< Lum. >_{day}$ is shown for each case.

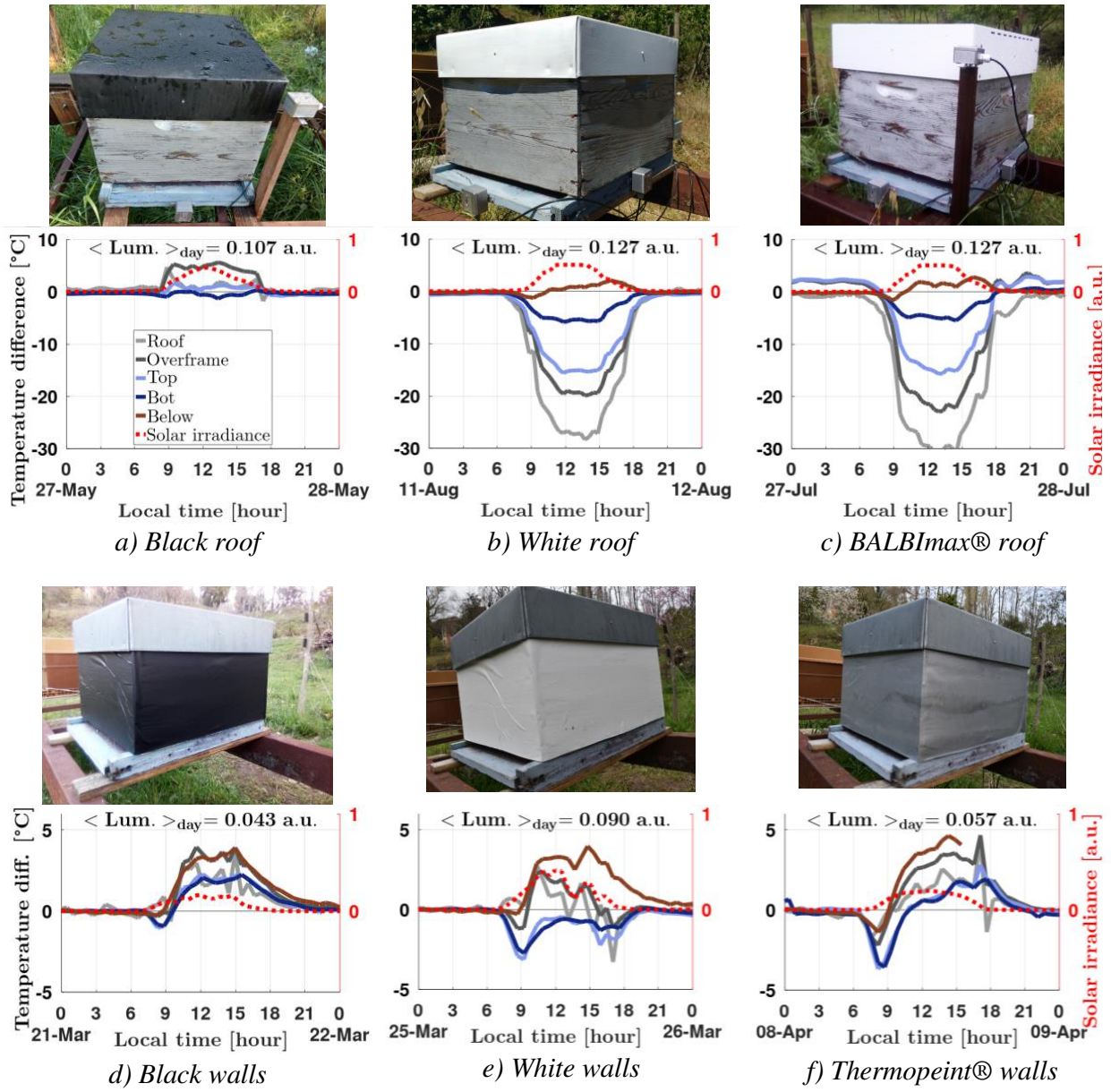


Figure 5 : *Influence of six different coverings on the hive temperature (a-c : roof ; d-f : hive walls)*

3.1 Analysis of roof coverings (Figure 5.a-c):

The black roof has nearly no effect on hive temperatures compared to the steel roof (Figure 5.a) since the temperature difference between the two hives is close to zero. As shown below in section 4 and 5, although the absorptivity of steel in the visible range is lower than black paint and should lead to a lower roof temperature, the emission of infrared radiation is lower as well. The black roof compensates the high absorptivity of solar radiations by emitting more infrared radiations. Concerning the overframe temperature, an increase of 4°C was measured. It is probably induced by slight changes of the roof geometry or of the infrared emissivity of its inner face. A different roof was indeed used to preserve our reference steel roof.

On the contrary, the white paint significantly reduces the temperature of the hive during the day (Figure 5.b): up to 27°C for the roof and about 5°C to 15°C for the hive body between 12 and 15 o'clock. The BALBImax® roof (Figure 5.c) gives similar results for the hive body. The overframe temperature dropped by $23°C$ and the roof by more than $30°C$. However, during the night, this roof induces a slight increase of a few degrees. The design of this roof and the materials used indeed reduce the heat conduction and limit the hive cooling during the night.

3.2 Analysis of hive walls paintings (Figure 5.d-f):

Painting the hive walls has little effect compared to painting the roof. The larger effect is achieved with black paint (Figure 5.d): it increases the hive temperature from 10 a.m. to 15 p.m by 2 to 4°C. It seems small but the average irradiance on this day is 0.043 $a.u.$ which is 3 times lower than Figure 5.b-c. With a stronger solar irradiance, the black paint effect might double or triple. The white paint has a slight cooling effect from 7 a.m. to 12 p.m. (about 1°C). No significant effect is measured with Thermopeint®. Around 9 a.m., there is temperature drop visible for the three configurations d-f. One reason may be the use of a plastic film which changes the surface finish. When the sun is "grazing" (with respect to the hive walls), more radiations may be reflected compared to untreated wood.

3.3 From empty hive to inhabited hive

In this work, hives are empty and therefore reactive to thermal changes. Their characteristic response time is about 1 to 2 hours. With an inhabited beehive, the hive's thermal capacity (which can exceed 40 kg with mostly water) dampens all variations. Depending on sensor location, it may take hours to days for a paint to have a measurable influence. It would then be difficult to separate the effect of the weather and the colony from the effect of the paint. To reduce the effect of thermal capacity, the average temperature difference $\theta = \alpha.\langle T_{test} - T_{ref}\rangle_{day}$ over one day for the six coverings tested is computed (Table 1). Although only the sunniest days were selected for data analyses, the scaling factor $\alpha = 0.127/\langle Lum.\rangle_{day}$ compensates approximately for the variable luminosity, especially for configurations d-f, due to seasonal effect. It shows that the white roof lowers the average temperatures by 2.0°C (bottom of the hive body) to 5.3°C (top). The Balbimax® roof has similar effect for the bottom but only 3.3°C at the top due to the insulating effect during the night.

	Sensor position				
	Roof	Overframe	Body Top	Body Bottom	Below
Black roof	+0.9	+1.8	0,0	-0.5	*NA*
White roof	**-9.0**	**-6,4**	**-5.3**	**-2.0**	+0.2
Balbimax® roof	**-10.4**	**-5.6**	**-3.3**	**-2.1**	+0,4
Black walls	+2.0	+3.2	+1.8	+1.7	*NA*
White walls	+0.2	+0.4	-0.9	-0.8	*NA*
Thermopeint® walls	+1.0	+2.1	+0.3	0,0	*NA*

Table 1 *: Averaged temperature θ (°C) difference for each covering*

4. Spectral absorptivity laboratory measurements

In order to understand the observed thermal effects of roof coatings (§3.1), normal spectral absorptivity $A(\lambda)$ measurements of these coatings were estimated from 0.6 to 20µm (Figure 6) in CEMHTI laboratory [6] (Orléans, France) using the measurements of normal hemispherical spectral reflectivity $R(\lambda)$ with relation $A(\lambda) = 1 - R(\lambda) - T(\lambda)$. The transmittivity is 0 for the samples used in this work. It involves two integrating spheres (Figure 7), respectively in the visible range (0.6 to 1.5µm) and in the infrared range (1 to 17µm). The black paint exhibits a constant absorptivity of 95% to 97%. The white paint absorptivity is low in the visible range (about 15% for galvanized steel and 20% for sanded chestnut wood). It means 80% to 85% of the incoming light is reflected back to the sky. Despite the three coats of paint, the white paint is partially transparent, especially in the [0.6; 2] and in [4; 6] µm wavelength ranges since the absorptivity is dependent on the substrate. The galvanized steel absorptivity decreases with respect to wavelength. The Thermopeint® values of solar reflectivity (37.2%) and infrared emissivity (0.56) are specified by the manufacturer [7].

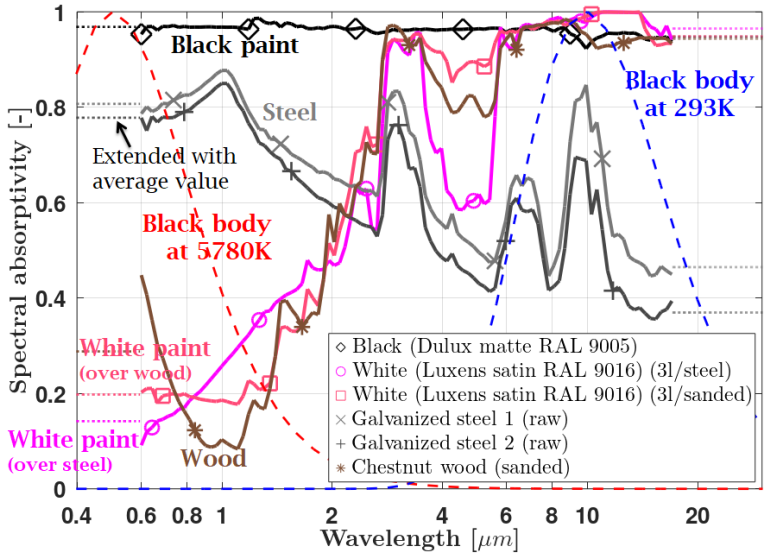


Figure 6 : *Normal spectral absorptivity of black paint, white paint over steel, white paint over sanded wood, galvanized steel (2 samples), sanded chestnut wood.*

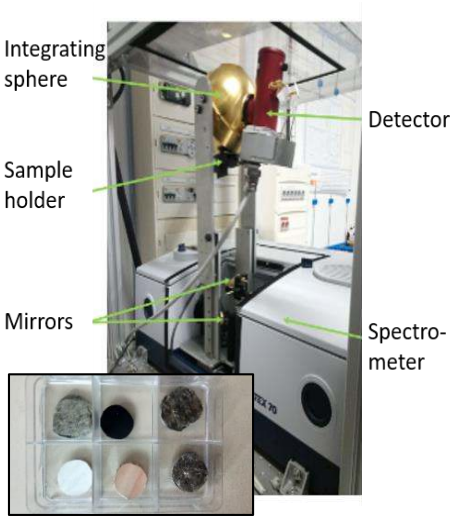


Figure 7 : *Integrating sphere and samples used for spectral absorptivity [6].*

5. Thermal modeling of hive roof

The steady state temperature T_r of the hive roof exposed to sunlight (Figure 8) can be estimated by solving the energy conservation equation:

$$0 = \epsilon_{sun}.\phi_{sun} + \epsilon_{IR}.\sigma\left(T_{sky}^4 - T_r^4\right) + h_{conv}(T_{air} - T_r) + g(T_{hive} - T_r) \quad (1)$$

With ϕ_{sun} the solar radiation absorbed by the roof (direct, diffused and reflected components). With ϵ_{sun} and ϵ_{IR} the hemispherical emissivity for the sun ($\lambda = 0.2$ to $2\mu m$) and for infrared radiation at ambient temperature ($\lambda = 4$ to $30\mu m$) respectively. With h_{conv} the convection coefficient and g the conductance between the roof and the hive defined here by a unique characteristic temperature T_{hive}. The sky is assumed to be the only object visible from the roof and is considered a black body at temperature T_{sky}. The infrared radiation heat flow with the sky is given by the Stefan-Boltzmann law. Hemispherical emissivities ϵ_{sun} and ϵ_{IR} are estimated by integrating the normal spectral absorptivities $A_x(\lambda)$ (Figure 6). Since this work focuses on situations where the sun is high in the sky, it is assumed spectral absorptivity of the steel is constant for directions close to the vertical. The white and black paints are assumed Lambertian. The hemispherical emissivities are then:

$$\epsilon_{x,T} = \int_0^\infty A_x(\lambda).I(\lambda,T)d\lambda \Big/ \int_0^\infty I(\lambda,T)d\lambda \quad (2)$$

With $I(\lambda,T)$ the hemispherical intensity of light emitted by a blackbody. ϵ_{sun} is computed with $T = 5780K$ and ϵ_{IR} is computed with $T = 293K$. Due to the limited wavelength range of the experimental setup, normal spectral absorptivities are extrapolated with the average value on each boundary (dotted lines in Figure 6). Let Ra and Pr denote the Rayleigh and the Prandtl number. Convection coefficient h_{conv} is computed using Nusselt-based correlations $h_{conv} = \lambda_{air}Nu/L$, with $Nu = 0.622Ra^{1/4}$ [4] and $Nu = 0.664Re^{1/2}\mathrm{Pr}^{1/3}$ [5] respectively for natural convection and forced laminar convection. Transition occurs at Reynolds value $Re = 5.10^5$.

The relative temperatures $\theta_r = T_r - T_{air}$ for the three types of roof mentioned above (white, black and galvanized steel) are shown in Figure 9 for different wind speeds as well as numerical value of constants involved in Eq.1. For simplicity, the heat transfer between the roof and the body top part is neglected. In general, the heat flow through the roof is much lower ($< 50\ W.m^{-2}$) than convective heat transfer (about $200\ W.m^{-2}$ in Figure 3).

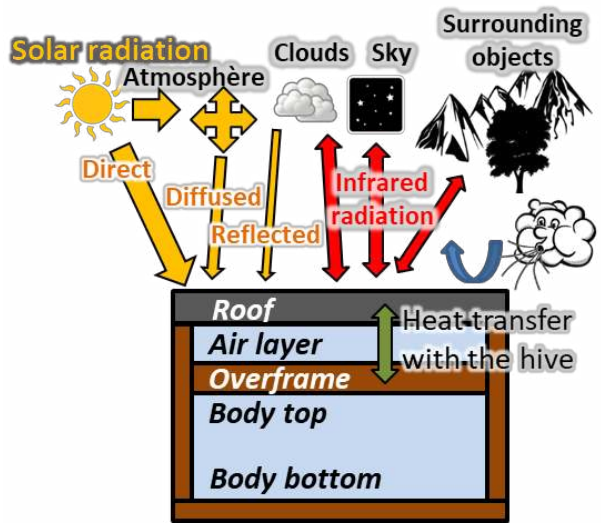


Figure 8 : Heat transfers between the roof, the hive and the environment.

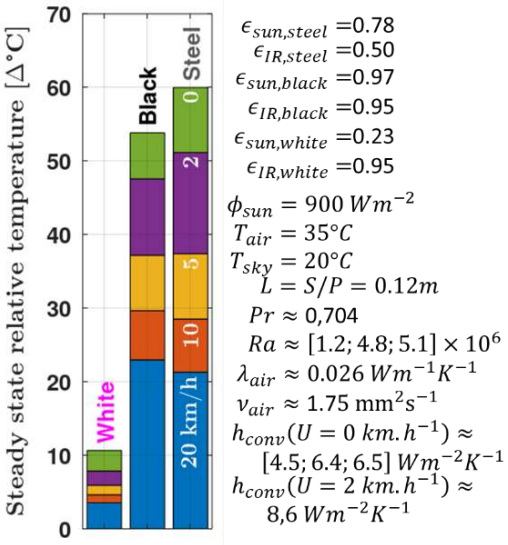


Figure 9 : Relative temperature θ_r with respect to paint and wind speed.

For the white roof, the steady state temperature is $\theta_r^{white} = 11°C$ in no wind condition, quickly decreasing as the wind speed increases. For the black and galvanized roof, the temperatures are close to $55°C$, i.e., $T_r = 90°C$. This model confirms the potential overheating of a Dadant hive with a standard galvanized steel roof (assuming there is no insulating material placed under the roof). The overheating problem can only occur in light wind condition ($< 10km/h$), since the temperature increase is lower than $30°C$ for stronger wind.

To estimate the temperature sensitivity to emissivities in the visible and infrared ranges, the differential of Eq.1 is retrieved. Linearizing radiation heat transfer with $h_{rad} = \sigma\left(T_r^2 + T_{sky}^2\right)\left(T_r + T_{sky}\right)$ and assuming environmental conditions are constant, it comes:

$$(\epsilon_{IR} h_{rad} + h_{conv} + g)\boldsymbol{dT_r} = \phi_{sun}\boldsymbol{d\epsilon_{sun}} - h_{rad}\left(T_r - T_{sky}\right)\boldsymbol{d\epsilon_{IR}} \quad (3)$$

Eq.3 shows that if the roof is warmer than the sky, increasing emissivity $\boldsymbol{\epsilon_{IR}}$ reduces the roof temperature T_r. Increasing the visible emissivity $\boldsymbol{\epsilon_{sun}}$ always increases T_r. To identify in which case a paint has no effect on roof temperature, $\boldsymbol{dT_r}$ is set to 0 and Eq.3 becomes:

$$\boldsymbol{d\epsilon_{IR}} = \gamma \boldsymbol{d\epsilon_{sun}} \quad \text{with} \quad \gamma = \frac{\phi_{sun}}{h_{rad}(T_r - T_{sky})} \quad (4)$$

Using the temperature of the steel roof in Figure 3, γ is around 2.2 with $T_r = 75°C$; $T_{sky} = 20°C$; $h_{rad} = 7.5\ Wm^{-2}K^{-1}$; $\phi_{sun} = 900\ Wm^{-2}$. A black paint increases the infrared emissivity by $\boldsymbol{d\epsilon_{IR}} = \epsilon_{IR,black} - \epsilon_{IR,steel} = 0.45$ and the visible emissivity by $\boldsymbol{d\epsilon_{sun}} = 0.19$. The ratio is $\gamma = d\epsilon_{IR}/d\epsilon_{sun} = 2.4$ which is reasonably close to 2.2 compared to the white paint case: $\gamma = 0.45/-0.55 = -0.82$. With a black paint, Eq.4 is nearly satisfied confirming that painting the roof black has minor effect on the roof temperature. It should be noted steel and black roof (Figure 5.a) have the same temperatures throughout the day and not only at midday. It suggests Eq.4 is satisfied for all times and γ is nearly constant. Eq.1 shows it is indeed the case if h_{conv} and g are negligible.

6. Conclusions

The temperature measurements of two empty Dadant hives are compared to perform experimental parametric study on the influence of coverings and paints on the hive temperature. From a methodological point of view, the benefit of using empty hives is to prevent any unpredictable effects induced by a bee colony. The effect measured on empty hives was then averaged over one day to get an estimation of the temperature change that would be measured

on averaged with inhabited hives. The average value is indeed less sensitive to the hive thermal capacity. The weight of inhabited hives may exceed dozens of kilograms.

The results show a significant reduction of the roof temperature (up to $-28°C$ around midday and $-9°C$ on average) when painted white in the summer period. As shown by the normal spectral absorptivities, this is due to the low absorptivity (23%) in the visible range and the high emissivity in the infrared range (95%). Concerning the galvanized steel roof, it was shown to be roughly equivalent to black roof. Following the usual trend of metallic surface, the steel roof has a higher absorptivity in the visible range (78%) than in the infrared range (50%) which led to potential overheating issue. Finally, painting the hive walls with white had only minor effect compared to the untreated wood. No temperature decrease was measured for the commonly used Thermopeint® which is supposed to lower hive temperatures thanks to aluminium particles. Considering its significant solar absorptivity and its low infrared emissivity, Thermopeint® is outperformed by the white paint for cooling the hive. As expected, it was shown that painting the hive walls with black paint has a measurable effect by increasing the temperature of the body part by about $2°C$.

A steady state model of the hive roof is developed to predict the roof temperature based on radiative and convective properties. The model predictions are confirmed by the observations on instrumented hives. It also shows that with strong solar irradiance, the overheating issue encountered by beekeepers is unlikely to occur in windy weather since a slight wind of 2km/h is sufficient to lower the temperature by 20°C of a steel or black roof.

References

[1] E. Ruffio, A. Dupleix, A. Lavalette. Mieux connaître les caractéristiques thermiques des ruches. Choix des matériaux : quelles conséquences pour la température dans les ruches ? ADA AURA, Goutelas (42) 15/10, (2024) https://hal.science/hal-04913568 [personal communication]

[2] S. Warner, L. R. Pokhrel, S. M. Akula, C. S. Ubah, S. L. Richards, H. Jensen, G. D. Kearney, A scoping review on the effects of Varroa mite (Varroa destructor) on global honey bee decline, *Science of The Total Environment*, Vol. 906 (2024)

[3] A. Dupleix, A. Lavalette, E. Ruffio, C. Adolphe, Effets de différents revêtements sur la température au sein de la ruche, Technique Apicole, *Abeille de France*, 1119 Janvier (2024)

[4] A.-J. N. Khalifa, Natural convective heat transfer coefficient - a review. I. Isolated vertical and horizontal surfaces, *Energy Conversion and Management*, vol. 42, no. 4, pp. 491–504 (2001) doi:10.1016/S0196-8904(00)00042-X

[5] D. P. Dewitt, T. L. Bergman, A. S. Lavine, F. P. Incropera, *Fundamentals of Heat And Mass Transfer 6th Edition*, John Wiley & Sons (2006), ISBN 978-0471457282

[6] C. Daoût, Modélisation des propriétés radiatives spectrales de microstructures poreuses réfractaires, p.30, Doctorat, Université d'Orléans, 2 mars (2023), theses.hal.science/tel-04530057v1

[7] Fiche technique, www.thermopeint.com/wp-content/uploads/2021/12/FT-THERMOPEINT-FR-3.pdf, (01/2025)

Acknowledgements

This work was supported by the Better-B project, which has received funding from the European Union, the Swiss State Secretariat for Education, Research and Innovation (SERI) and UK Research and Innovation (UKRI) under the UK government's Horizon Europe funding guarantee (grant number 10068544). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union, European Research Executive Agency (REA), SERI or UKRI. Neither the European Union nor the granting authorities can be held responsible for them.

Dispositif pour détecter la formation de dépôts via un changement de résistance thermique

Fouling detecting device by thermal resistance measurement

Nathan RICHERMOZ[1*], Quynh Trang PHAM[1], Zoé ANXIONNAZ-MINVIELLE[1*], Laurent BOUVIER[2], Guillaume DELAPLACE[2]

[1]Grenoble Alpes, CEA, LITEN, France
[2]Univ. Lille, CNRS, INRAE, Centrale Lille Institut, UMR 8207 - UMET, France
[*](auteur correspondant : nathan.richermoz@cea.fr / zoe.minvielle@cea.fr)

Résumé - Après une étude théorique du comportement d'un capteur pour détecter de l'encrassement, des résultats expérimentaux sont présentés. Ils sont comparés avec des calculs analytiques pour un cas sans encrassement. Des écarts importants (rapport 2 à 3) sont présents et des hypothèses d'amélioration du dispositif sont énoncées. Plusieurs hypothèses sont levées par calcul direct et simulations numériques. Le dispositif de mesure est prometteur mais nécessite plus d'ajustements pour mesurer un dépôt encrassant.

Abstract - After a theoretical study of the behavior of a fouling detection sensor, experimental results are presented. They are compared with analytical calculations for a case without fouling. Significant differences (ratio 2 to 3) are observed and assumptions for improvement of the system are stated. Several assumptions are solved by direct calculation or CFD calculations. The measuring device is promising but requires more adjustment to measure a fouling deposit.

Nomenclature

C_p	Capacité thermique, J·kg^{-1}·K^{-1}
D_h	Diamètre hydraulique, m
h	Coefficient convectif, W·K^{-1}·m^{-2}
hyp	hypothèse
N	Nombre d'élément
Nu	Nombre de Nusselt
P	Puissance électrique, W
Pr	Nombre de Prandtl
Q_v	Débit volumique, m^3·s^{-1}
r	rayon, m
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
R_t	Résistance thermique, K·m^2·W^{-1}
R_Ω	Résistance électrique, Ω
S	Surface, m²
T	Température, K
y	épaisseur, m

Symboles grecs

α	coefficient de thermorésistivité, K^{-1}
β	Dilatation thermique volumétrique, K^{-1}
η	Viscosité dynamique, Pa·s
λ	Conductivité thermique, W·K^{-1}·m^{-1}
φ	Flux thermique, W·m^{-2}

Indices et exposants

c	consigne
ext	extérieur
f	encrassement
fl	fluide
int	intérieur
isol	isolant
p	paroi
s	sonde
w	tube
0	valeur de référence

1. Introduction

L'encrassement concerne les phénomènes de dépôt non désiré d'un matériau sur une paroi. Dans les procédés industriels avec transport de fluide et/ou transfert de chaleur, l'encrassement est responsable de pertes d'efficacité aussi bien thermique qu'hydraulique [1]. Efficacité thermique car l'encrassement ajoute une résistance thermique de conduction au système ; et hydraulique car l'encrassement conduit à une réduction des sections de passage et à une modification des états de surface. L'impact de l'encrassement est estimé à 0,25% du produit intérieur brut des pays industrialisés en termes de coût [2], et peut représenter une augmentation de la consommation d'eau du procédé jusqu'à 50% [3], une augmentation du temps d'arrêt de fonctionnement des installations (jusqu'à 20% pour l'industrie laitière [4]),ou encore à un surdimensionnement des surfaces d'échange (+29% pour certaines chaudières [5]). Actuellement les procédures de nettoyage sont effectuées selon une approche conservative : nettoyage/remplacement en avance du colmatage et arrêt du nettoyage en retard par rapport à un retour à un état propre. Très souvent le suivi de l'encrassement est effectué par des mesures globales aux bornes de l'installation (Débits & températures des fluides caloporteurs et du produit à traiter qui permettent de déduire les puissances thermiques apportées pour obtenir une température cible de produit) aux bornes de l'installation plutôt que par des mesures locales. Ainsi un dispositif « local » dédié à la détection de l'encrassement permettra d'adapter les opérations de maintenance à l'état d'avancement effectif de l'encrassement.

Parmi les méthodes de mesure de l'encrassement, les méthodes globales ne permettent pas d'apprécier l'étendue d'un dépôt encrassant dans les zones d'intérêt et la détection est tardive car un phénomène local doit être intense pour que son effet soit global (jusqu'à un éventuel colmatage). Pourtant ce sont les méthodes les plus employées car les capteurs globaux de pression et température sont généralement déjà présents dans les installations et peu intrusives. Ainsi les méthodes locales tentent de lever ces contraintes. Une fois placées sur les zones d'intérêt elles permettent de détecter précocement un encrassement. Cependant, les méthodes locales demandent des phases de calibration longues et spécifiques [6]. Le dispositif présenté est une méthode locale et a pour ambition de ne pas nécessiter de calibration au processus.

2. Dispositif de mesure par thermistance

La sonde de mesure consiste en deux couches de Kapton (25 µm d'épaisseur chacune) isolant une couche de Nickel (12 µm). Le Nickel est déposé en une piste comme présenté Figure 1.

Figure 1: Implantation du dispositif sur une conduite (gauche) zoom sur une sonde (droite)

La sonde est ensuite fixée sur une surface d'intérêt (Figure 1 gauche). Celle-ci pouvant très bien être au contact du fluide grâce à l'isolation électrique créée par le Kapton ou à l'air libre pour des questions de biocompatibilité. La procédure de mesure consiste à utiliser les propriétés thermorésistives du Nickel pour :

- Dissiper une puissance électrique (0 à 48 W) via un courant électrique (0 à 2 A) constant ;
- Mesurer la valeur de résistance électrique correspondante (autour de 15 Ω).

La puissance thermique dissipée produit un échauffement autour de la sonde. Son amplitude dépend de l'environnement thermique. Or, par les propriétés thermo-résistives du Nickel, la température et la résistance électrique de la sonde sont liées. Ainsi une modification de l'environnement thermique de la sonde (et notamment un encrassement côté produit à traiter thermiquement) est détectable via la tension aux bornes de la sonde. Une fois le régime permanent atteint, la tension aux bornes de la sonde est mesurée. La puissance électrique et la résistance électrique sont ensuite déduites. Cependant, afin de gagner en fiabilité de mesure, une mesure est constituée de plusieurs paliers successifs de courant électriques. Un compromis est à trouver dans le choix du protocole de mesure parmi :

- Une durée des paliers de courant longue suffisante pour atteindre le régime permanent ;
- Un grand nombre de paliers pour améliorer la précision de la mesure ;
- Une durée de mesure courte pour garantir un environnement thermique stable ;
- Une intensité de courant faible pour ne pas initier d'encrassement supplémentaire au niveau de la sonde induit par le protocole de détection de l'encrassement.

Soit un tube équipé d'une sonde (cf. Figure 1), de longueur suffisante devant son rayon pour considérer que les échanges thermiques sont uniquement radiaux. Dans ce tube un écoulement d'un fluide générant un dépôt d'encrassant a lieu. L'épaisseur de la sonde, y_s, est négligée. Cette sonde dissipe une puissance vers le tube. Cette configuration ainsi que les grandeurs caractéristiques sont présentées Figure 12 et Tableau 1.

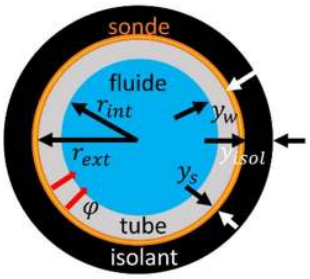


Figure 2: Cas d'étude 1D axisymétrique

	Conductivité thermique	*Epaisseur*
	$W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$	mm
Acier	16	1.0
Bande adhésive	0.33	0.089
Kapton	0.12	0.025
Nickel	91	0.012
Isolant	0.033	19

Tableau 1 : conductivité et épaisseurs des couches modélisées

Ainsi d'après les auteurs [7], la pente initiale de la tangente locale à la courbe décrivant l'évolution de résistance électrique avec la puissance électrique dissipée est proportionnelle à des constantes caractéristiques de la sonde (Résistance électrique à 0°C et thermorésistance) et à la résistance thermique de l'environnement de la sonde :

$$\frac{\partial R_\Omega}{\partial P} = \frac{R_{\Omega,0} \cdot \alpha \cdot R_t}{S_{ext}} \tag{1}$$

Avec :

$$R_t = \frac{r_{int} \cdot \ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{\lambda_w} + \frac{r_{fl} \cdot \ln\left(\frac{r_{int}}{r_{fl}}\right)}{\lambda_f} + \frac{1}{h} \tag{2}$$

Où r_{fl} est le rayon de la conduite encrassée : $r_{fl} = r_{int} - y_f$, Dans cette équation, la résistance thermique totale, R_t, est la somme des résistances thermiques respectives de conduction dans le tube, dans la couche encrassée et de convection dans le fluide. La résistance

de conduction de la couche encrassée est nulle en absence d'encrassement. La mesure de $\frac{\partial R_\Omega}{\partial P}$ est réalisée par :

$$\frac{\partial R_\Omega}{\partial P} = \frac{\sum_i \left(P_i - \frac{\sum_i P_\mathrm{i}}{N}\right) \cdot \left(R_{\Omega,i} - \frac{\sum_i R_{\Omega,\mathrm{i}}}{N}\right)}{\sum_i \left(P_i - \frac{\sum_i P_\mathrm{i}}{N}\right)^2} \tag{3}$$

Où l'indice i dénote la valeur associée, une fois le régime permanent atteint, de chaque palier de courant.

3. Installation expérimentale

Afin de tester le développement théorique d'exploitation de la sonde, le dispositif expérimental de la Figure 1 est utilisé :

L'installation comporte :

- Un bain d'eau déminéralisée régulé en température ($T_c = 0 - 90$°C) équipé d'une pompe ($Q_v = 3 - 33$ L·min^{-1}),
- Un débitmètre magnétique FT01 ($Q_v = 0 - 1000$ L·h^{-1}),
- Un thermocouple TT01 ($T_\infty(0) = 0 - 100$°C) en entrée de section d'essai,
- Une manchette (Figure 1) interchangeable de 300 mm de long, de diamètre intérieur de 12 mm et d'épaisseur de tube de 1 mm.

4. Résultats expérimentaux

La sonde employée est fixée sur un périmètre complet de la manchette et sur une longueur de 28 mm à l'aide d'un adhésif à base de cuivre (3M 1182 $R_{scotch} = 2{,}7 \cdot 10^{-4}$ K·m²·W-^{1}). Les essais sont effectués à des nombres de Reynolds de 10^4 à 10^5 et il n'y a, dans un 1er temps, aucune couche de dépôt encrassant. La sonde utilisée possède une résistance à 0°C de $R_{\Omega,0} = 12{,}43$ Ω et un coefficient de thermorésistance de $\alpha = 0{,}0068$ K^{-1}. La couche de Kapton isolant électriquement la piste résistive en Nickel de la sonde a une épaisseur de 25 μm et une conductivité de 0,12 W·m^{-1}·K^{-1}. Ainsi, sa résistance thermique est $R_{kapton} = 2{,}1 \cdot 10^{-4}$ K·m²·W^{-1}. Il est possible de prédire les mesures par équations analytiques d'après (2) et la corrélation (5) de Colburn ($Re > 10\,000$) [8], sans dépôt encrassant (à noter que des résistances thermiques de conduction ont été ajoutées pour le scotch et le Kapton) :

$$R_t = r_{int}\left(\frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}{\lambda_w} + \frac{2}{\lambda_{fl} \cdot Nu}\right) + R_{scotch} + R_{kapton} \tag{4}$$

$$Nu = 0{,}0023 \cdot Re^{0{,}8} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \tag{5}$$

Connaissant le débit et la température d'entrée pour chaque point expérimental, il est possible de calculer, d'après (2), la résistance thermique théorique que doit mesurer le dispositif. La Figure 3 représente le ratio des résistances thermiques. Le numérateur est calculé analytiquement par l'équation (2) et le dénominateur est mesuré expérimentalement puis déduit de l'équation (1).

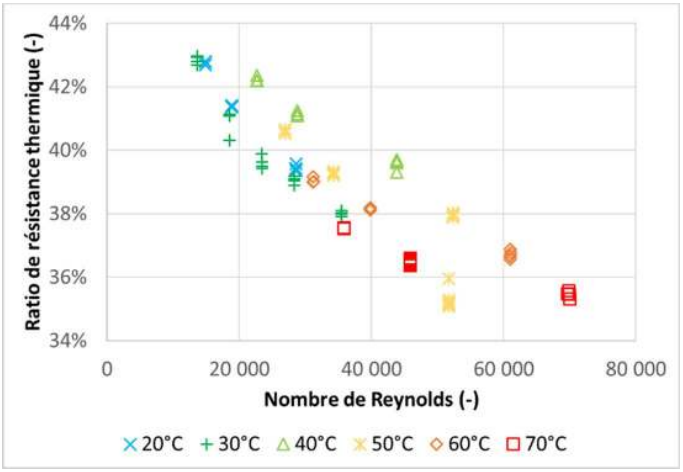


Figure 3 : Ratio des résistances thermiques selon la méthode de calcul employée (analytique sur expérimental) pour différents nombres de Reynolds selon les températures de consigne du bain.

Comme présenté Figure 3, une erreur importante (d'un facteur 2 à 3) est faite dans la détermination de la résistance thermique du système étudié. Cette erreur peut être due à plusieurs hypothèses :

1. Dans ce même calcul, aucune résistance thermique additionnelle de contact n'est considérée comme par exemple une couche d'air entre la bande adhésive et la paroi du tube,
2. Les déperditions axiales et radiales vers le milieu ambiant ont été considérées comme négligeables,
3. L'échauffement du fluide est considéré négligeable devant celui de la sonde,
4. La surface sur laquelle est appliquée la puissance lorsque le tube est nu et lorsque la bande adhésive et le Kapton sont présents est considérée identique,
5. La surface d'application de la puissance a été considérée comme étant celle de la sonde entière, or la piste de Nickel ne recouvre qu'une partie de cette surface.

Pour l'hypothèse 1., la détermination des résistances de contact est difficile à estimer expérimentalement et cela ne peut pas être la seule cause d'erreur car une résistance de contact ne dépend pas de la température. L'utilisation d'une bande adhésive tend à minimiser cette potentielle résistance de contact. Pour la deuxième hypothèse, un calcul de pertes est effectué par modélisation numérique dans le paragraphe suivant. Concernant l'échauffement du fluide, par application numérique d'un point à $T_c = 30°C$ et $Re = 14 \cdot 10^3$ (cas pessimiste), l'échauffement est de $5 \cdot 10^{-5}°C$. L'hypothèse 3. est donc valable car l'échauffement de la surface de la sonde est de 33,5°C. A propos de la quatrième hypothèse, l'épaisseur du scotch est de 88,9 µm et celle du Kapton de 25 µm. Ainsi la différence relative de périmètre est de :

$$hyp_4 = \frac{y_{scotc} + y_{kapton}}{r_{ext}} = \frac{0{,}0889 + 0{,}025}{7} = 1{,}6\% \qquad (6)$$

L'erreur acceptable, inférieure à 5% confirme l'hypothèse 4. Concernant la dernière hypothèse, des calculs de modélisation numérique seraient nécessaires.

5. Simulation numérique

Une simulation numérique est ici présentée afin de quantifier la seconde hypothèse. Cette simulation est effectuée avec Ansys Fluent 2024R2 entre l'entrée et la sortie de la manchette. La géométrie consiste en deux volumes de 150 mm de long, un pour le fluide (eau pure) et un

pour le tube d'acier de diamètre intérieur 12 mm et d'épaisseur 1 mm. Après une étude de sensibilité au maillage, le maillage retenu comporte 1,8 millions de mailles poly-hexcores, comme illustré sur la Figure 4.

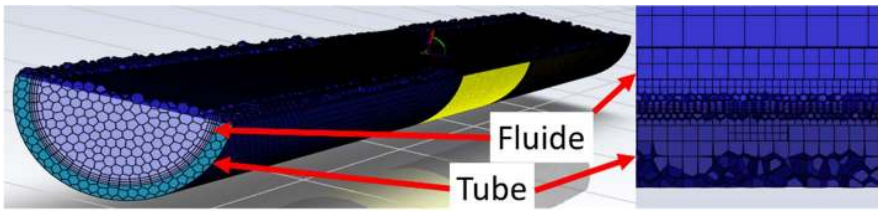


Figure 4: Maillage de la simulation numérique global (gauche)(la surface de sonde comprenant les couches de bande adhésive et de Kapton est en surbrillance jaune) et zoomé sur une paroi de la sonde (droite)

Le modèle de turbulence SST k-oméga est utilisé, ainsi que les propriétés constantes en température (28°C) et pression (1 bar) pour de l'eau liquide. Les conditions aux limites suivantes sont appliquées :

- Vitesse d'entrée du fluide : 1.94 $m \cdot s^{-1}$,
- Température d'entrée du fluide : 28.8°C,
- Pression relative de la sortie du fluide : 0 Pa,
- Température du milieu ambiant : 18°C,
- Puissance totale générée dans la couche de Nickel : 4.92 W,

Coefficient d'échange convectif entre la paroi de l'isolant et le milieu ambiant : h_{air} = 4.45 $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}$, (cf. Tableau 2). Afin de déterminer le coefficient d'échange convectif, il est nécessaire de faire une première estimation de la température de paroi externe de l'isolant à 26°C. Ainsi d'après [9] :

$$Nu_{air} = 0.54 \cdot Ra_{air}^{0.25} \tag{7}$$

En utilisant les propriétés de l'air de la base de données de Fluent et avec les données de l'environnement de la sonde il vient que :

	λ_{air}	$C_{p,air}$	ρ_{air}	β_{air}	η_{air}	T_∞	$D_{h,isol}$	h_{air}
	$W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$kg \cdot m^{-3}$	K^{-1}	$Pa \cdot s$	°C	mm	$W \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}$
Air	0,0242	$1{,}01 \cdot 10^{3}$	1,23	$3{,}43 \cdot 10^{-3}$	$1{,}79 \cdot 10^{-5}$	18	60	4,45

Tableau 2 : Propriétés de l'air estimée à 26°C et données de calcul

Il est à noter que l'option 'coques' de Fluent conduit à négliger la conduction axiale au sein de l'isolant. Ainsi, les résultats de simulation sont :

	Débit massique d'entrée	Température de la sonde (Nickel)
	$kg \cdot s^{-1}$	°C
Simulation numérique	0,216	31,2
Expérience	0,219	39,9
Erreur relative	-1,19%	

Tableau 3 : Premiers résultats de simulation et comparaison à l'expérience de référence

L'hypothèse d'une température de paroi externe de l'isolant de 26°C a été faite. Pour les surfaces suivantes, la simulation converge vers :

- Température au-dessus de la sonde : 26.6°C
- Température en amont de la sonde : 25.6°C

- Température en aval de la sonde : 25.7°C

L'hypothèse prise pour le calcul du coefficient de convection est donc validée. Le profil des températures moyennes dans les couches où se trouve la sonde est présenté Figure 5.

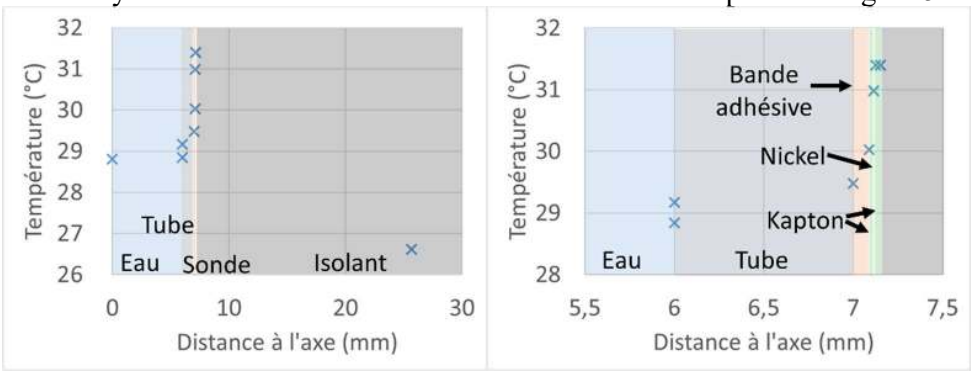


Figure 5 : Température dans les différentes couches simulées, global (gauche) et zoomé (droite)

Le profil des températures dans une coupe où se situe la sonde donne des perspectives intéressantes :

- Les épaisseurs de Kapton intérieure, extérieure et de la bande adhésive conduisent à des différences de température entre leurs faces internes et externes de respectivement 0,95 ; 0,0018 et 0,55°C. Ainsi les couches de Kapton intérieures et de bande adhésive ne peuvent pas être négligées dans le calcul de la résistance thermique ;
- La différence de température de l'eau entre l'entrée et la sortie de la conduite est négligeable ce qui confirme l'hypothèse 3.

La simulation numérique donne également accès au bilan des puissances thermiques, comme présenté Figure 6

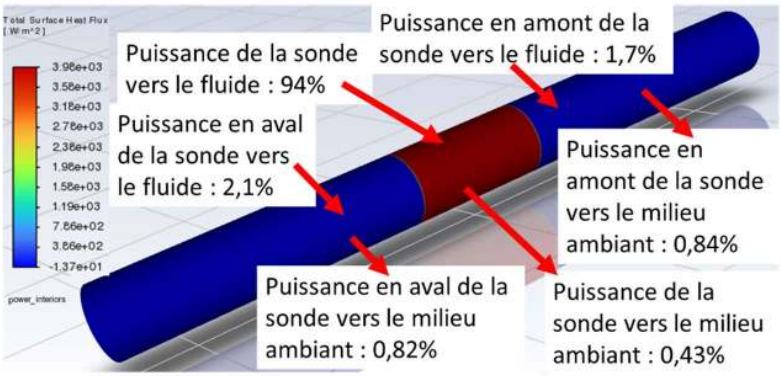


Figure 6 : Flux de chaleur échangé avec le fluide (coloration) et bilan des puissances vers le fluide et le milieu ambiant

Le bilan des puissances permet, pour ce cas de figure, de déterminer que 94% de la puissance thermique dissipée par la sonde l'est en effet par le fluide en vis-à-vis de la sonde. Dans ces conditions opératoires, l'effet de dissipation axiale du flux thermique dans les parois du tube n'est pas du premier ordre mais il conviendra d'en tenir compte dans de futurs travaux pour améliorer la précision de mesure de la sonde et ce d'autant plus que la résistance thermique due aux dépôts augmente.

6. Conclusions et perspectives

Un dispositif de mesure de l'encrassement à partir de la mesure d'une résistance thermique a été présenté. Ce dispositif repose sur les propriétés thermorésistives du Nickel pour mesurer une variation de température suite à une dissipation de puissance thermique. Cette variation de température renseigne sur le changement d'environnement thermique. Un modèle analytique a été développé, reposant sur plusieurs hypothèses. Une installation expérimentale a permis de vérifier le fonctionnement du dispositif dans des conditions contrôlées sans encrassement. Un écart d'un facteur deux à trois existe entre le signal de sonde expérimental et les modélisations théoriques. Ainsi les différentes hypothèses ont été quantifiées analytiquement et grâce à un modèle numérique. Ce calcul CFD a permis d'estimer que 94% du flux dissipé par la sonde l'était par le fluide en vis-à-vis (hypothèse d'un flux thermique 2D valide).

Il convient néanmoins d'établir un modèle dépendant des conditions thermo-hydraulique et ambiante pour considérer le flux réellement dissipé par le fluide en vis-à-vis de la sonde, l'hypothèse d'un flux thermique 2D étant probablement de moins en moins vraie au fur et à mesure du développement des couches de dépôt encrassant. Egalement, une simulation numérique afin de valider la bonne homogénéisation de la dissipation thermique de la sonde à l'intérieure de celle-ci est nécessaire. Ces étapes sont préalables afin d'obtenir un signal de sonde fidèle aux modèles théoriques avant de réaliser des expériences en encrassement maîtrisé puis réel.

References

[1] W. Augustin, L. F. Melo, and D. I. Wilson, "Towards a common taxonomy for heat exchanger fouling and cleaning," 2024. https://heatexchanger-fouling.com/wp-content/uploads/2024/11/13.-Wolfgang-et-al-2024-04-22-25.pdf, ISBN: 978-0-9984188-3-4

[2] "Overview of Conference Series," Heat Exchanger Fouling and Cleaning. Accessed: Oct. 07, 2024. [Online]. Available: https://heatexchanger-fouling.com/about-conference-series/

[3] I. Olmstead, P. Prasad, J. Gaffel, N. Price, R. Pagan, and M. Kauter, "Ecoefficiency for the Dairy Processing Industry." 2019.

[4] B. Jude and E. Lemaire, "Optimising clean-in-place processes in food and beverage operations: Part 1Optimising clean-in-place processes in food and beverage operations: Part 1 :: Process Online." Accessed: May 17, 2024. [Online]. Available: https://www.processonline.com.au/content/process-control-systems/article/optimising-clean-in-place-processes-in-food-and-beverage-operations-part-1-760888516

[5] Z. M. Xu, S. R. Yang, S. Q. Guo, H. Zhao, B. Qi, and Z. B. Zhang, "Costs due to utility boiler fouling in China," *Heat Transfer—Asian Res.*, vol. 34, no. 2, pp. 53–63, 2005, doi: 10.1002/htj.20051.

[6] E. Wallhäußer, M. A. Hussein, and T. Becker, "Detection methods of fouling in heat exchangers in the food industry," *Food Control*, vol. 27, no. 1, pp. 1–10, 2012, doi: 10.1016/j.foodcont.2012.02.033.

[7] Q. T. Pham, F. Ducros, and Z. Anxionnaz-Minvielle, "Local thermal resistance measurement device for fouling detection," 2024, https://heatexchanger-fouling.com/wp-content/uploads/2024/11/1.-Pham-et-al-2024-04-26.pdf, ISBN: 978-0-9984188-3-4.

[8] A. P. Colburn, "A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 7, no. 12, pp. 1359–1384, Dec. 1964, doi: 10.1016/0017-9310(64)90125-5.

[9] W. H. Mc adams, *Transmission de la chaleur*, Dunod. Paris, 1964.

Essais dynamiques pour caractériser le comportement thermique des murs - Application au béton de terre

Dynamic tests to characterize the thermal behavior of walls - Application to earth concrete

Manon RENDU[1,3*], Patrick SALAGNAC[2,3]

[1] TIPEE (Plateforme Technologique), Rue Isabelle Autissier, 17140 Lagord, France
[2]LaSIE (UMR CNRS 7356) - La Rochelle Université, Av. A. Einstein, 17000 La Rochelle, France
[3]RupeeLab, La Rochelle Université, CNRS, Tipee

[*](auteur correspondant : manon.rendu@plateforme-tipee.com)

Résumé - Au stade de la conception, la connaissance des caractéristiques thermiques des matériaux est l'une des premières données nécessaires pour modéliser le comportement thermique d'un bâtiment. Cet article présente un protocole d'essai en Boîte Chaude Gardée pour estimer la résistance thermique d'un mur ossature bois ainsi que la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la masse volumique de son matériau de remplissage lors d'un unique essai de 3 jours. La mesure est ainsi réalisée sur une l'éprouvette représentative d'un chantier et en conditions proches de conditions *in situ*.

Abstract - At the design stage, thermal characteristics are key to model the thermal behavior of a building. This article describes a Guarded Hot Box test protocol for estimating the thermal resistance of a timber-frame wall and the thermal conductivity, mass heat capacity and density of its infill material in a unique 3-day test. The advantages are that the test specimen is representative of a wall built on site, and that test conditions are close to in situ conditions.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	R	résistance thermique, $m^2.K.W^{-1}$
c_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	S	surface, m^2
e	épaisseur, m	T	température, °C
HR	humidité relative, -	*Symboles grecs*	
P	puissance, W	λ	conductivité thermique $W.m^{-1}.K^{-1}$
Q	densité de flux, $W.m^{-2}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$

1. Introduction

Le secteur de la construction est confronté à des défis majeurs, accentués par les préoccupations croissantes liées au changement climatique. La nécessité de réduire l'empreinte carbone des matériaux de construction s'impose, privilégiant les options bas carbone, telles que les matériaux bio et géosourcés, et favorisant le ressourcement local [1]. Ces choix stratégiques s'accompagnent d'une évolution des pratiques de construction, visant à intégrer des matériaux durables et performants en termes d'isolation et de stockage thermique pour l'hiver et l'été.

Cependant, la caractérisation de ces nouveaux matériaux, en cours de développement, soulève plusieurs questions cruciales. Actuellement, les méthodes d'évaluation se concentrent souvent sur l'échelle du matériau, mais pour des matériaux très hétérogènes, il est impératif de

s'interroger sur la représentativité des volumes étudiés. De plus, les matériaux hygroscopiques, dont les propriétés peuvent varier considérablement, sont souvent soumis à des conditions de laboratoire qui ne reflètent pas fidèlement les environnements *in situ*. La variabilité des ressources, pour les matériaux bio et géosourcés, pose également un défi important. Cette variabilité peut influencer les performances thermiques, rendant leur caractérisation encore plus complexe. Enfin, les caractéristiques des matériaux à l'échelle d'une petite éprouvette en laboratoire et à l'échelle in situ intégrant les éventuels défauts de mise en œuvre peuvent être très différentes. Ces considérations soulignent la nécessité d'une approche holistique pour la caractérisation de ce type de matériau. Dans cet article, nous nous intéressons à un matériau géosourcé, le béton de terre. Ce dernier a déjà fait l'objet de nombreuses études de caractérisations thermiques et hydriques [2], [3], [4] à l'échelle du matériau en laboratoire.

Pour répondre aux interrogations soulevées par la caractérisation de ces matériaux de construction dans des conditions proches de l'*in situ*, cet article propose de réaliser des mesures sur un banc d'essai à échelle réelle et en conditions de température et d'humidité contrôlées. Cette approche présente plusieurs avantages. D'une part, elle permet d'étudier des volumes de matériaux qui reflètent ceux utilisés sur les chantiers, garantissant ainsi une meilleure représentativité des résultats. D'autre part, le conditionnement des ambiances de part et d'autre de la paroi et la mise en œuvre des matériaux sur ce banc d'essai s'apparente étroitement aux conditions réelles de construction et d'utilisation. En intégrant plusieurs points de mesure au sein de la paroi, il devient possible de croiser ces données avec les résultats obtenus en laboratoire, ce qui aide à qualifier la variation des propriétés du matériau, compte tenu des conditions de température et d'humidité. À cet égard, nous proposons un protocole d'essai basé sur la norme NF EN ISO 8990 [5], qui permet de mesurer la résistance thermique de la paroi, ainsi que d'analyser les propriétés du matériau de remplissage, telles que la conductivité, la capacité thermique volumique et la masse volumique, sur une paroi de grandes dimensions et en quelques jours d'essais. Une méthode directe et une méthode inverse sont appliquées. Cette méthodologie vise ainsi à fournir des données précises et pertinentes sur le comportement thermique des matériaux dans des conditions proches de la réalité, en température et humidité.

Dans un premier temps, le banc d'essai, la paroi et son instrumentation sont détaillés. La seconde partie décrit les méthodes de caractérisation mises en œuvre et la dernière partie présente les résultats obtenus par différentes méthodes et la comparaison entre ces résultats.

2. Installation expérimentale

2.1. Boîte Chaude Gardée

La Boîte Chaude Gardée (BCG) est un outil expérimental qui permet d'évaluer les performances thermiques et hydriques d'éléments d'enveloppes de bâtiments (Figure 1). Le principe consiste à insérer l'éprouvette (dimensions de 2,20 × 2,20 m) entre deux environnements contrôlés en température et humidité relative (Chambre froide et Chambre chaude) et à étudier son comportement thermohydrique. Deux modes sont utilisés : un fonctionnement en mode Boîte Chaude Gardée (pour estimer le coefficient de transmission thermique de l'éprouvette selon la norme NF EN ISO 8990 [5]) et un fonctionnement en mode chambres bi-climatiques (contrôle de la température, de l'humidité et/ou de la pression entre les chambres). En mode BCG, des déflecteurs servent à canaliser les flux d'air tangentiels à l'éprouvette. Une boîte de mesure (MB), placée dans la chambre chaude et en contact direct avec l'éprouvette, est régulée à la même température que la chambre chaude et permet de mesurer le flux de chaleur traversant l'éprouvette sur une surface de 1,725 m × 1,725 m.

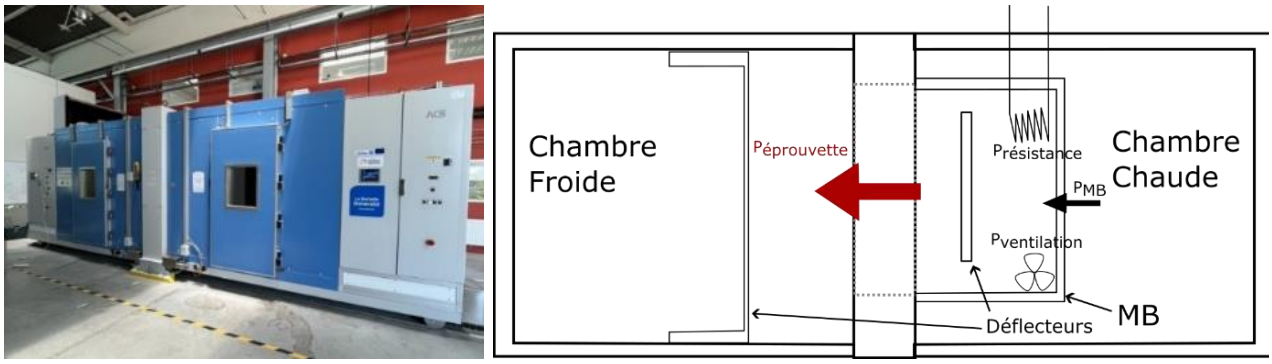


Figure 1 : *La Boîte Chaude Gardée : photo et schéma de principe en mode BCG*

2.2. Eprouvette mise à l'essai

L'éprouvette mise à l'essai dans la Boîte Chaude Gardée (Figure 2) est un mur ossature bois de 14 cm d'épaisseur rempli de béton de terre (terre, liant, copeaux de bois et eau) et recouvert de part et d'autre part de panneaux d'OSB de 1,3 cm d'épaisseur chacun.

Figure 2 : Eprouvette en cours de construction (couchée)

2.3. Instrumentation

La BCG ainsi que la paroi de béton de terre ont été instrumentées à l'aide de différents capteurs. De chaque côté de la paroi sont mesurées la vitesse d'air, l'humidité relative et les températures d'air proche paroi. Des capteurs de température ont été positionnés en surface de l'éprouvette et au sein de celle-ci, à différentes épaisseurs dans le béton de terre (Figure 3). A l'interface OSB / béton de terre ont été installés des fluxmètres.

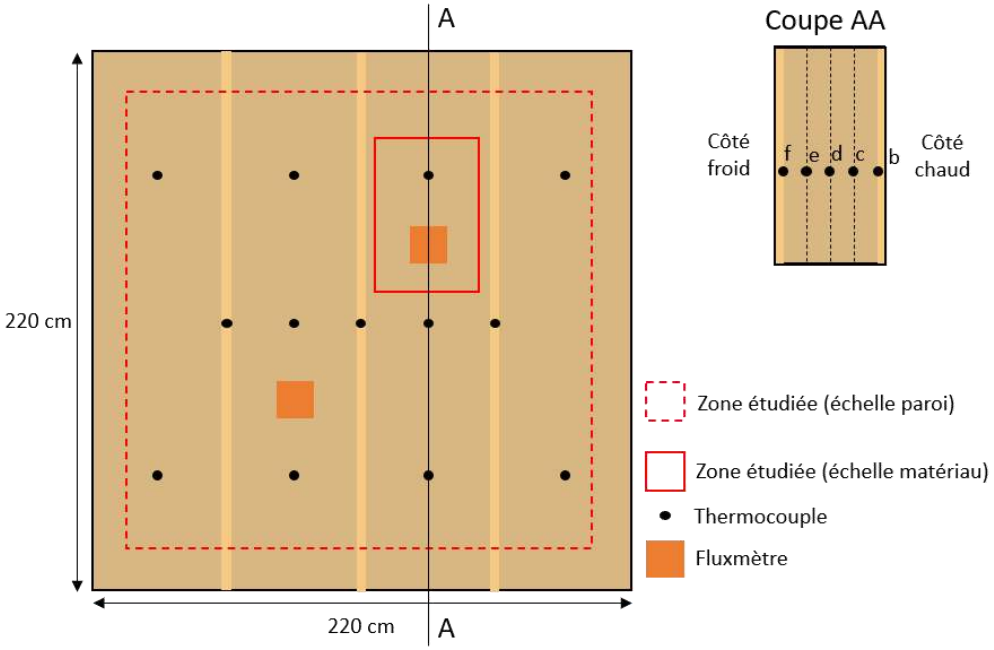


Figure 3 : Plan des capteurs vu de face, côté Chambre froide, sans l'OSB et coupe

Les températures d'air sont mesurées à l'aide de Pt100 (± 0,15°C). Les températures de surface et dans les matériaux sont mesurées à l'aide de thermocouples de type T de 0,2 mm (± 0,35°C). Les flux de chaleur sont mesurés par des fluxmètres (Captec) en cuivre ou aluminium de 15 cm × 15 cm (± 0,5 W.m^{-2}).

3. Méthodologie

3.1. Description générale

Le protocole proposé repose sur la norme NF EN ISO 8990 [5] qui consiste à soumettre l'éprouvette à un gradient de température opéré par une différence de température entre les chambres froide et chaude. Selon la norme, cet essai permet de mesurer la résistance thermique de l'éprouvette $R_{éprouvette}$ à partir des mesures obtenues en régime stationnaire en fin d'essai. La méthodologie utilisée dans cet article exploite le régime dynamique observé avant le régime stationnaire. Il est ainsi possible d'estimer la conductivité thermique $\lambda_{béton\ de\ terre}$ et la capacité thermique volumique $\rho c_{p,béton\ de\ terre}$ du matériau de remplissage par méthode inverse. La masse volumique $\rho_{béton\ de\ terre}$ est estimée par pesée avant et après l'essai. Ainsi, les propriétés thermiques du matériau de remplissage sont estimées en conditions proches de conditions réelles et sur une éprouvette représentative d'une réalisation sur chantier en termes de dimension et de mise en œuvre. Dans la partie 4, les résultats de cette étude sont comparés aux mesures par disque chaud (TPS1500) sur une éprouvette conditionnée à 23°C et 50%HR. Ils sont également comparés à des mesures réalisées précédemment par un laboratoire sur des éprouvette à sec : conductivité thermique sèche mesurée à 25°C par une plaque chaude gardée (λ-meter EP-500e) et la capacité thermique massique par un calorimètre Calvet BT2.15.

3.2. Scénario d'essais

L'éprouvette, après son conditionnement en chambre climatique à 23°C et 50%HR, est installée entre les chambres chaude et froide de la BCG dans ces mêmes conditions. Après 24h en régime stationnaire, la chambre chaude passe à 40°C et 19%HR, afin de rester à une pression partielle de vapeur d'eau constante, pour limiter le transfert de masse dans l'éprouvette pendant l'essai (en plus de la présence d'OSB, qui limite déjà ce risque). Après quelques heures de montée en température dans la chambre chaude, la boîte de mesure est mise en place et le conditionnement en humidité relative dans la chambre chaude est arrêté. Avant et après l'essai, l'éprouvette est pesée pour s'assurer qu'il n'y a pas eu de variation de masse.

3.3. Mesure de la résistance thermique de l'éprouvette suivant NF EN ISO 8990

Une fois le régime stationnaire atteint sur 12 heures, à partir des mesures de température moyennes des surfaces côté chaud $T_{s,CC}$ et côté froid $T_{s,CF}$, du flux de chaleur $P_{éprouvette}$ traversant la paroi en régime stationnaire et de la surface S sur laquelle le flux est mesuré, la résistance thermique de l'éprouvette $R_{éprouvette}$ est calculée selon l'équation (1).

$$R_{éprouvette} = \frac{S(\overline{T_{s,CC}} - \overline{T_{s,CF}})}{\overline{P_{éprouvette}}} = \frac{S(\overline{T_{s,CC}} - \overline{T_{s,CF}})}{\overline{P_{résistance}} + \overline{P_{ventilation}} + \overline{P_{MB}}} \quad (1)$$

3.4. Estimation des propriétés thermique du matériau de remplissage

3.4.1. Méthode directe

La conductivité thermique peut être estimée à partir de la mesure des températures dans le matériau (aux emplacements *c* et *f*, séparés par 10,5 cm de béton de terre) et du flux de chaleur mesurée par le fluxmètre Cu-01 ($Q_{CF,in}$), selon l'équation (2).

$$\lambda_{béton\ de\ terre} = \frac{e_{béton\ de\ terre} \cdot \overline{Q_{CF,in}}}{\overline{T_c} - \overline{T_f}} \tag{2}$$

3.4.2. Méthode inverse

Afin d'estimer les propriétés thermiques du béton de terre par méthode inverse, un modèle nodal (Figure 4) a été mis en place. Le transfert de chaleur à travers la couche de béton de terre est modélisé par l'équation de la chaleur en une dimension. Les propriétés thermiques sont considérées constantes. Les conditions aux limites sont le flux de chaleur entrant dans la couche de béton de terre depuis la chambre froide d'une part, et la température dans le béton de terre à l'emplacement *c* (T_c) d'autre part pour s'affranchir de la très faible couche d'air présente lors de la mise en œuvre entre le béton de terre et l'OSB (côté chambre chaud). Sur la Figure 4, les conditions aux limites sont illustrées en rouge.

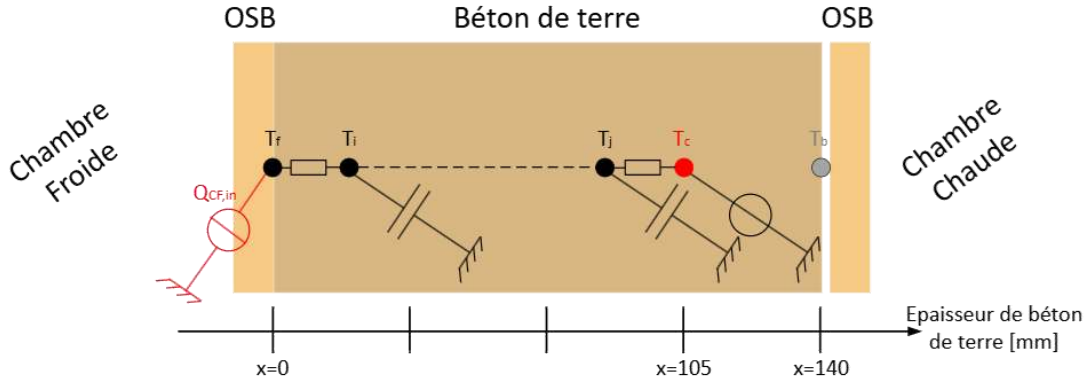


Figure 4 : Schéma du modèle thermique

Les capteurs de température sont situés en surface (emplacement *f* à l'interface de l'OSB et du béton de terre) et au cœur du matériau (emplacements *d* et *e* sur la Figure 3). Ils sont utilisés pour identifier les propriétés thermiques.

Les paramètres inconnus p_i de ce modèle sont λ et ρc_p du béton de terre. La variable de sortie est la température. L'identification se fait par la minimisation de la somme des écarts quadratiques entre les valeurs de températures expérimentales et celles simulées, en utilisant une méthode d'optimisation basée sur l'algorithme de Nelder-Mead. La fonction « objectif » s'écrit :

$$F_{obj} = \frac{1}{2} \sum_{t} \sum_{i=d,e,f} \left(T_{i,sim}(t) - T_{i,exp}(t) \right)^2 \tag{3}$$

Le calcul est arrêté lorsque la fonction « objectif » atteint l'incertitude de mesure. Les valeurs initiales choisies sont : (λ ; ρc_p) = (0,5 ; 5 10^5).

4. Résultats et discussions

Les températures et la densité de flux mesurées sur et dans l'éprouvette sont présentées sur la Figure 5 à gauche. Le régime stationnaire est bien établi en fin d'essai. Les moyennes de température mesurées dans le béton de terre pendant la dernière heure de l'essai sont présentées sur la Figure 5 à droite. La mesure du capteur à l'emplacement *b* présente une différence de 2,55°C avec la valeur de la température attendue dans le béton de terre. Ceci est dû à la présence du capteur dans une lame d'air entre le béton de terre et le panneau d'OSB côté chaud. Les capteurs aux emplacements *c*, *d*, *e* et *f* semblent correctement placés dans le béton de terre.

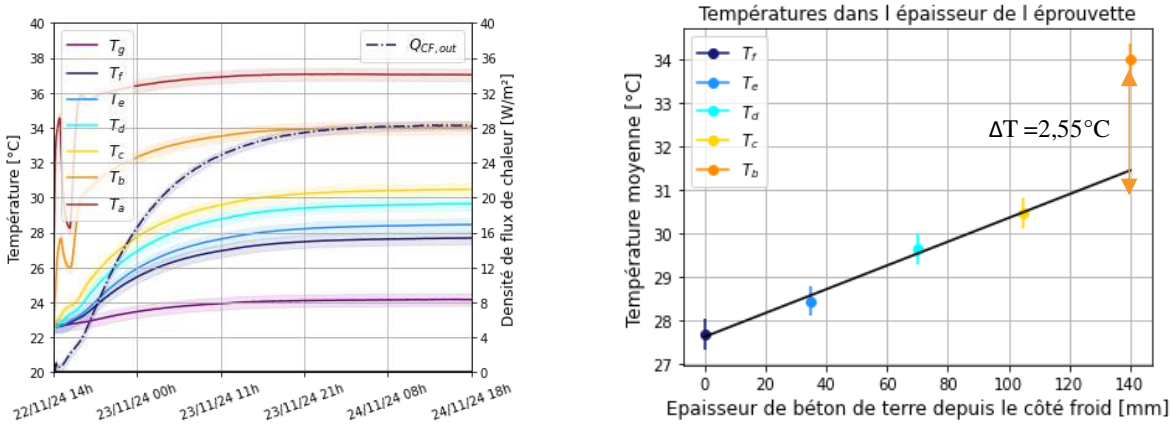


Figure 5 : Températures et densité de flux mesurés au cours de l'essai (à gauche) et moyenne des températures dans le béton de terre en régime stationnaire à gauche

La méthode inverse détaillée dans la partie 3.4.2 a été appliquée aux données mesurées en Boîte Chaude Gardée lors de l'essais réalisé selon l'ISO 8990. Afin de confirmer l'identifiabilité des paramètres à estimer (la conductivité thermique et la capacité thermique volumique du béton de terre), la sensibilité réduite de ces grandeurs, pour les 3 capteurs de température utilisés dans la fonction objective a été calculée et présentée sur la Figure 6.

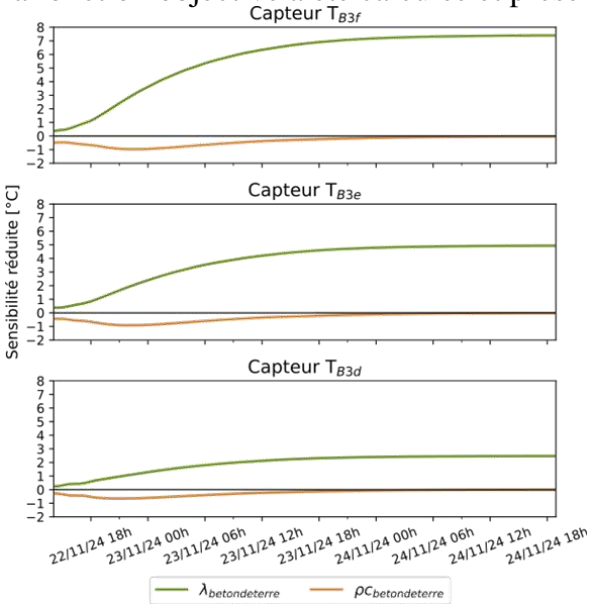


Figure 6 : Sensibilité réduite des paramètres à estimer tout au long de l'essai

Le coefficient de corrélation entre les paramètres $\lambda_{\text{béton de terre}}$ et $\rho c_{\text{béton de terre}}$ est de 0,4. Selon la Figure 6, les paramètres ont une sensibilité réduite supérieure à l'incertitude de mesure et le coefficient de corrélation est très largement inférieur à 1. Ces deux paramètres sont estimables. Les paramètres sont estimés à : $\lambda_{\text{béton de terre}} = 1{,}04 \pm 0{,}01$ W/(m.K) et $\rho c_{\text{béton de terre}} = 1805 \pm 118$ kJ/(m^3.K). A partir de ces estimations, la diffusivité thermique du

béton de terre est estimée à $a_{\text{béton de terre}}$ = 5,8 10^{-7} ± 0,4 m²/s. Les températures mesurées et simulées par le modèle décrit dans la Partie 3.4.2 avec ces paramètres estimés et les résidus sont présentés sur la Figure 7. Les résidus sont inférieurs à l'incertitude de mesure.

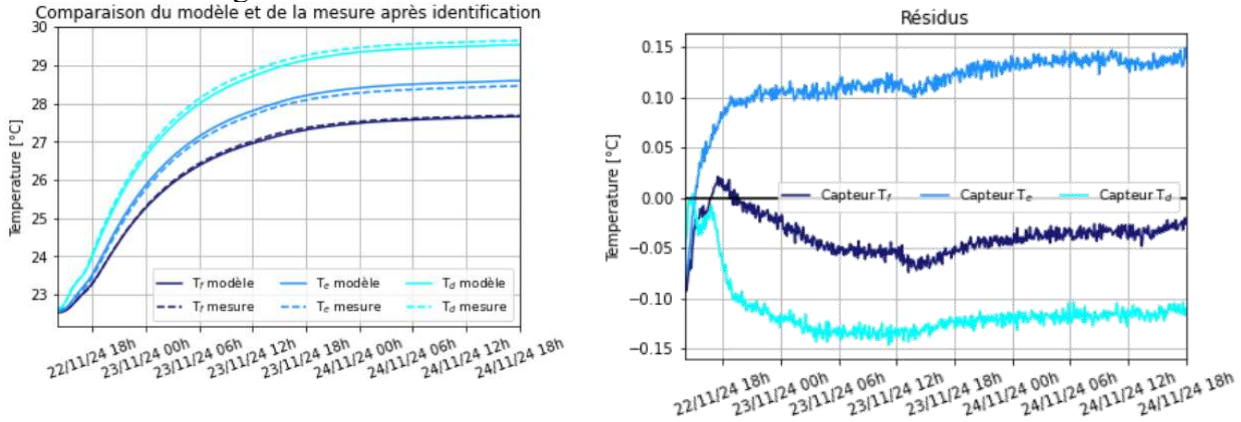


Figure 7 : Températures mesurées et simulées dans le béton de terre (gauche) et résidus (droite)

Synthèse

Le Tableau 1 synthétique les résultats mesurés à l'échelle matériau et à l'échelle paroi.

		1	2	3	4
Grandeur physique	Echelle Condition-nement Méthode	Matériau Etuve à 45°C Mesure à 25°C λ-mètre Calorimètre Calvet	Matériau Enceinte à 23°C et 50% Disque chaud	Paroi Enceinte à 23°C et 50% Essai 23°C – 40°C Méthode directe	Méthode inverse
Conductivité thermique [W/m/K]		**0,34 ± 0,02**	**0,70 ± 0,01**	**1,06 ± 0,2** **1,06 ± 0,14**	**1,04 ± 0,01**
Capacité thermique volumique [kJ/m³/K]		1272	1417		**1805 ± 118**
Masse volumique apparente [kg/m³]		**1566 ± 13**	1677	**1890 ± 80**	
Capacité thermique massique [J/kg/K]		**812**	845		960 ± 70
Diffusivité thermique [10^{-6} m²/s]		0,266	**0,497 ± 0,02**		0,58 ± 0,04

Tableau 1 : Synthèse des résultats mesurés et calculés (les mesures en gras)

A partir de ces données mesurées par un laboratoire sur matériau sec (colonne 1), la résistance thermique de l'éprouvette est estimée à 0,65 m².K/W (selon la norme NF EN ISO 6946 [6], en tenant compte d'une conductivité thermique du bois et des panneaux d'OSB à 0,13 W/m/K [7]). Les résultats de la colonne 2 proviennent de mesures réalisées avec un disque chaud . Les résultats de la colonne 3 sont obtenus après avoir utilisé l'équation (2) pour calculer la conductivité thermique du béton de terre lors de deux essais distincts en régime stationnaire 23/40°C (données de la Figure 5) et 15/40°C. La masse volumique des colonnes 3 et 4 est estimée à partir des mesures de masse (753 ± 6 kg) après le conditionnement à 23°C et 50%HR et de volume du béton de terre (0,398 ± 0,015 m³). La masse volumique estimée est cohérente avec celle mesurée sur une éprouvette béton réalisée le même jour que l'éprouvette pour la BCG (1910 kg.m^{-3}). Les essais en BCG ont permis de mesurer la résistance thermique de l'éprouvette à deux reprises : R = 0,48 ± 0,04 m².K.W^{-1} (régime 23/40°C) et 0,51 ± 0,07 m².K.W^{-1} (régime 15/40°C), soit -24% de la valeur théorique calculée à partir des mesures de la colonne 1. Enfin, les résultats de la dernière colonne sont les résultats détaillés dans la partie **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**.

Les résultats du Tableau 1 permettent de montrer les différences d'estimation entre les méthodes de mesure. Une des explications est la différence de conditionnement des éprouvettes et l'échelle des éprouvettes. Néanmoins, malgré le fait que les mesures de conductivité et de résistance thermique en BCG soient cohérentes par méthodes directe et inverse, les mesures par méthode directe présentent une incertitude plus grande que celles par méthode inverse. Aussi, ces résultats montrent que le matériau semble avoir conservé une forte teneur en eau malgré le conditionnement de deux mois.

5. Conclusions

Cet article propose une nouvelle méthodologie pour mesurer les propriétés thermiques d'un matériau sur des bancs d'essais de grande taille et en conditions d'essais proches de conditions *in situ*. Ces premiers résultats montrent une différence significative entre la mesure de la résistance thermique de la paroi et son calcul à partir des propriétés thermiques mesurées sur matériau sec (-24%). Il est donc essentiel d'être capable de disposer de protocoles de mesure fiable pour estimer les propriétés thermiques de matériaux sur des bancs d'essais à échelle réelle et en climat réel et ainsi, fiabiliser les données utilisées dans les modèles. De plus, les estimations par méthodes directe et inverse de la conductivité sont égales : la méthode inverse ayant l'avantage de présenter une incertitude 10 fois plus faible. Enfin, cette méthode permet l'estimation de la capacité thermique du matériau, sur un volume important (15 x 15 cm).

Des mesures de teneur en eau vont être réalisées sur l'éprouvette pour expliquer la forte conductivité thermique, capacité thermique et masse volumique du matériau. Aussi, des mesures en plaque chaude gardée sur un matériau conditionné à 23°C et 50%HR permettront de critiquer les valeurs mesurées au disque chaud.

Références

[1] M. Sutkowska, A. Stefańska, M. D. Vaverkova, S. Dixit, et A. Thakur, « Recent advances in prefabrication techniques for biobased materials towards a low-carbon future: From modules to sustainability », *J. Build. Eng.*, vol. 91, p. 109558, août 2024, doi: 10.1016/j.jobe.2024.109558.

[2] T. Colinart, T. Vinceslas, H. Lenormand, A. H. D. Menibus, E. Hamard, et T. Lecompte, « Hygrothermal properties of light-earth building materials », *J. Build. Eng.*, vol. 29, p. 101134, mai 2020, doi: 10.1016/j.jobe.2019.101134.

[3] A. Azil *et al.*, « Earth construction: Field variabilities and laboratory reproducibility », *Constr. Build. Mater.*, vol. 314, p. 125591, janv. 2022, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2021.125591.

[4] S. Idrissi Kaitouni *et al.*, « Energy and hygrothermal performance investigation and enhancement of rammed earth buildings in hot climates: From material to field measurements », *Energy Build.*, vol. 315, p. 114325, juill. 2024, doi: 10.1016/j.enbuild.2024.114325.

[5] AFNOR, « NF EN ISO 8990 Isolation thermique - Détermination des propriétés de transmission thermique en régime stationnaire - Méthode à la boîte chaude gardée et calibrée ».

[6] CSTB, « Règles Th-bat - Fascicule matériaux », déc. 2017.

[7] AFNOR, *NF EN ISO 6946 Building components and building elements - Thermal resistance and thermal transmittance - Calculation methods*. 2017.

Remerciements

Les auteurs expriment leur gratitude à David Gaillard et Anaëlle Daurat de la Plateforme Tipee, Laurent Servant de La Rochelle Université, Clément Gaonac'h et Donatien Robert, stagiaires du CESI, Francis Allard, professeur émérite de La Rochelle Université.

Valorisation des déchets d'éléments d'ameublement (DEA) dans l'isolation thermique des bâtiments : Caractérisation thermo-physique et analyse de cycle de vie

Laurice EL KHOURY[1*], Ons HAMDAOUI[1], Hamza ALLAM[2], Marie-Lise PANNIER[3], Thibault PERIN[4], Laurent IBOS[1]

[1]Univ Paris Est Créteil, CERTES – F-77567 Lieusaint, France
[2]Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295 – F-33400 Talence, France
[3]Univ Angers, LARIS, SFR MATHSTIC – F-49000 Angers, France
[4]Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-94010 Creteil, France
[*](auteur correspondant : laurice.el-khoury@u-pec.fr)

Résumé - Dans le cadre de la transition vers la neutralité carbone d'ici 2050 et en application de la loi AGEC (loi anti-gaspillage pour une économie circulaire), cette étude explore l'intégration des combustibles solides de récupération (CSR), issus des déchets d'éléments d'ameublement (DEA), dans des matériaux d'isolation pour le bâtiment. La gestion des CSR, composés de matériaux hétérogènes, nécessite un quartage pour garantir des échantillons représentatifs. L'analyse granulaire a été réalisée, et les propriétés thermiques ont été mesurées pour différentes masses volumiques (de 89 à 266 kg/m^3). Les résultats montrent une conductivité thermique qui varie entre 0,065 et 0,086 W/(m.K). En parallèle, une analyse de cycle de vie (ACV) de la production des CSR a été accomplie et sera traitée dans cet article.

1. Introduction

La France s'est fixée un objectif ambitieux : atteindre la neutralité carbone d'ici 2050, comme le prévoient la Loi de Transition Energétique de la Loi Anti-Gaspillage pour une Economie Circulaire (AGEC) [1]. Ces mesures législatives mettent en avant une gestion durable des déchets comme élément essentiel pour réduire les émissions de gaz à effet de serre, conserver les ressources naturelles et promouvoir une économie circulaire. Cette approche globale souligne la nécessité de stratégies innovantes pour transformer les déchets en ressources, réduisant ainsi l'impact environnemental tout en stimulant la résilience économique.

Les Déchets d'Eléments d'Ameublement (DEA) sont des articles de mobilier usagés composés de matériaux hétérogènes tels que le bois, la mousse, les textiles, les plastiques, les élastomères, les métaux et d'autres déchets complexes. Ces déchets sont en augmentation [2]. En France, environ 1,2 million de tonnes de DEA sont produits chaque année [3], ce qui pose des défis significatifs pour les processus de recyclage et conduit à ce que des volumes importants non recyclés. Ces déchets non recyclables et non dangereux sont les Combustibles Solides de Récupération (CSR) [4].

Bien que précieuse, la valorisation énergétique des CSR n'explore pas pleinement leur potentiel dans le cadre plus large des principes de l'économie circulaire [2]. Le secteur de la construction en France est l'un des plus grands consommateurs d'énergie et contributeurs aux émissions de gaz à effet de serre. Il représente une opportunité pour réorienter les CSR en tant que matériaux destinés à des applications dans le bâtiment [5][6]. Cette étude explore l'intégration des CSR dans la production de panneaux d'isolation thermique. Une telle approche permet non

seulement de répondre aux défis de gestion des déchets, mais aussi de réduire l'empreinte carbone du secteur du bâtiment. Pour ce faire, il était important de mieux comprendre cette matière première en étudiant son processus de création et en caractérisant ses propriétés thermo-physiques. De plus, une analyse de cycle de vie (ACV) a été réalisée pour la phase de production des CSR, en se basant sur des informations fournies par échange avec Eco-maison[1] et lors d'une visite effectuée avec eux dans un site de valorisation de déchets de Véolia. La composition des CSR est demeurée globalement stable depuis le début de leur production selon Véolia. Les éventuelles variations observées ont été jugées mineures et négligeables. Cette stabilité est notamment attribuée au fait qu'un changement significatif nécessiterait une transformation en amont dans la fabrication des meubles, laquelle ne pourrait se répercuter qu'à long terme, après que les produits concernés aient été utilisés par les consommateurs et atteignent leur fin de vie.

2. Matériaux et Méthodes

2.1. Préparation des échantillons de CSR

La préparation des échantillons de CSR a présenté des défis en raison de la nature très hétérogène du matériau. Le CSR est un mélange de composants de tailles et formes très différentes qui ont tendance à se ségréger pendant la manipulation et le stockage. Cela peut entrainer des incohérences dans la représentation des échantillons et des tests.

Pour surmonter ce problème, la méthode de **quartage recommandée par le RILEM** (Fig. 1) a été appliquée afin de garantir un échantillonnage représentatif du CSR. La méthode de quartage vise à minimiser la ségrégation des particules en divisant et mélangeant systématiquement le matériau pour obtenir des échantillons représentatifs [7][8].

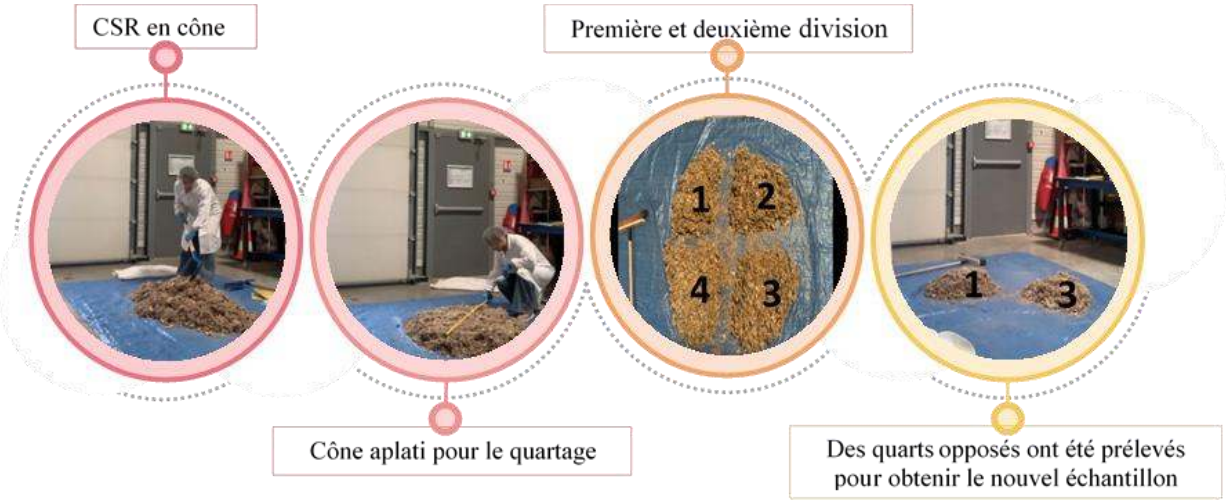


Figure 1 : *Les étapes de quartage en suivant la recommandation de la RILEM*

Les échantillons de CSR quartés ont été séchés dans une étuve ventilée à 60 °C jusqu'à l'obtention d'une masse constante (variation inférieure à 0,1 % entre deux pesées successives espacées de 24 heures). Cette procédure a été réalisée conformément aux recommandations d'Amziane *et al.* (2017), comme une étape préalable aux expériences de caractérisation physique [7][8][9].

2.2. Caractéristiques physiques

Du fait de l'hétérogénéité du CSR, il est essentiel de caractériser sa distribution granulaire. Cette donnée permet d'optimiser l'homogénéité des échantillons au global et la performance des matériaux issus de ce résidu hétérogène.

2.2.1. Analyse granulaire

La distribution granulaire a été déterminée de manière préliminaire par tamisage, avec une adaptation des normes NF EN 933-2 et des recommandations du RILEM. Le tamisage a été réalisé sur des échantillons de 30g à l'aide de 7 tamis de 200 mm de diamètre avec des ouvertures de mailles de 0,315, 1,25, 2,5, 5, 16, et 20 mm ; un tamisage mécanique vertical a été effectué pendant 10 minutes avec une amplitude maximale de vibration de 3 mm/g.

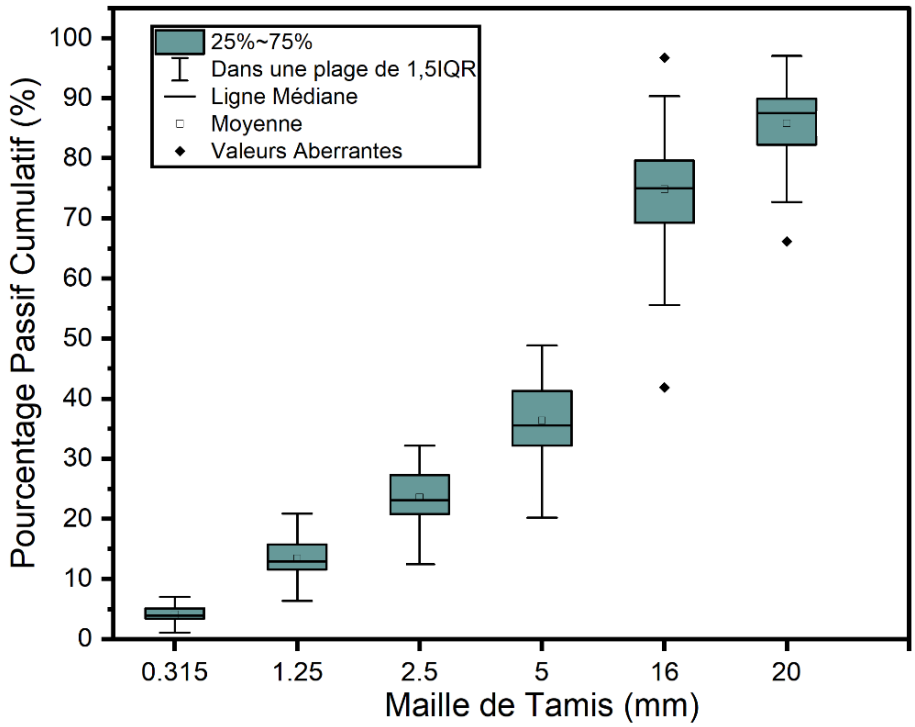


Figure 2 : *Tracé des distributions cumulées à partir des échantillons analysés de 30 g de CSR.*

L'analyse granulaire par tamisage montre (Fig.2) que les particules fines (<0,315 mm), représentent une très faible proportion (4% en masse). Les particules de grande taille, c'est-à-dire celles supérieures à 16 mm (incluant celles de 20mm), représentent environ 25% en masse de l'échantillon total. Par ailleurs, près de 70% de la masse de l'échantillon est constituée de fibres et de particules (réparties entre 0,315 et 16 mm). Ces particules, souvent sous formes variées, sont majoritairement allongées et non circulaires, ce qui limite l'efficacité de cette méthode. En effet, dans cette méthode, les particules passent à travers les ouvertures de mailles par leur direction longitudinale, ce qui biaise l'interprétation de leur distribution réelle. Conformément aux recommandations du RILEM, il est donc nécessaire de combiner cette méthode avec une méthode d'analyse d'image afin d'obtenir une caractérisation granulaire complète et représentative des particules de CSR [9][7]. Cette méthode, actuellement en cours de réalisation, permettra de compléter les données issues du tamisage en analysant des particules (axes majeurs et mineurs, circularités, aires, diamètre équivalent surface (DES), élongation).

2.3. Caractéristiques thermiques

2.3.1. Méthode Hot Disk

Pour évaluer la conductivité thermique des CSR, la méthode du Hot-Disk a été utilisée. Le principe de la méthode est décrit dans la référence [10]. Des mesures ont été réalisées en utilisant une sonde en Kapton modèle 5599 de rayon 29,40 mm. Une puissance de chauffe de 132 mW est appliquée pendant 1280 secondes. Ces tests ont été effectués sur des échantillons

de CSR à différentes densités, afin d'étudier l'effet de la densité sur la conductivité thermique. Quatre prélèvements distincts d'échantillons de CSR ont été testés. Un dispositif a été conçu au laboratoire pour mesurer les propriétés thermiques à différentes masses volumiques (de 89 à 266 kg/m^3) (Fig. 3).

Figure 3 : *Positionnement de la sonde entre les deux couches de CSR*

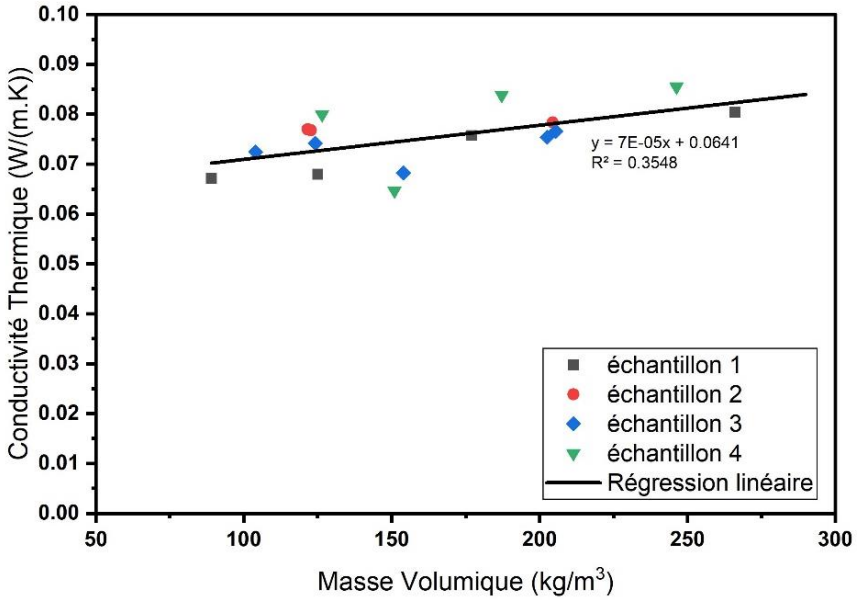


Figure 4 : *Conductivité thermique du CSR en vrac en fonction de la masse volumique*

Les valeurs de conductivité thermique obtenues (Fig. 4) sont inférieures à 0,1 W/(m.K) et se situent toujours entre 0,06 et 0,08 W/(m.K) ce qui positionne le CSR comme un bon isolant thermique, notamment si l'on considère que le matériau caractérisé dans cette étude est la ressource « brute » issue d'un centre de valorisation de déchets. Sa conductivité thermique est comparable à d'autres isolants comme la laine de bois (350-600 kg/m^3) et les fibres de bois (30-270 kg/m^3) (Fig. 5) [11]. Ces déchets pourraient ainsi être utilisés par la suite pour le développement de panneaux d'isolation. Cependant, la régression linéaire montre une dispersion des résultats due à l'hétérogénéité intrinsèque du matériau. Les variations inhérentes aux échantillons prélevés soulignent la nécessité de prendre davantage de mesures pour affiner les résultats. Il serait également pertinent de réaliser des tests à plus grande échelle afin d'améliorer la représentativité des propriétés thermiques du matériau.

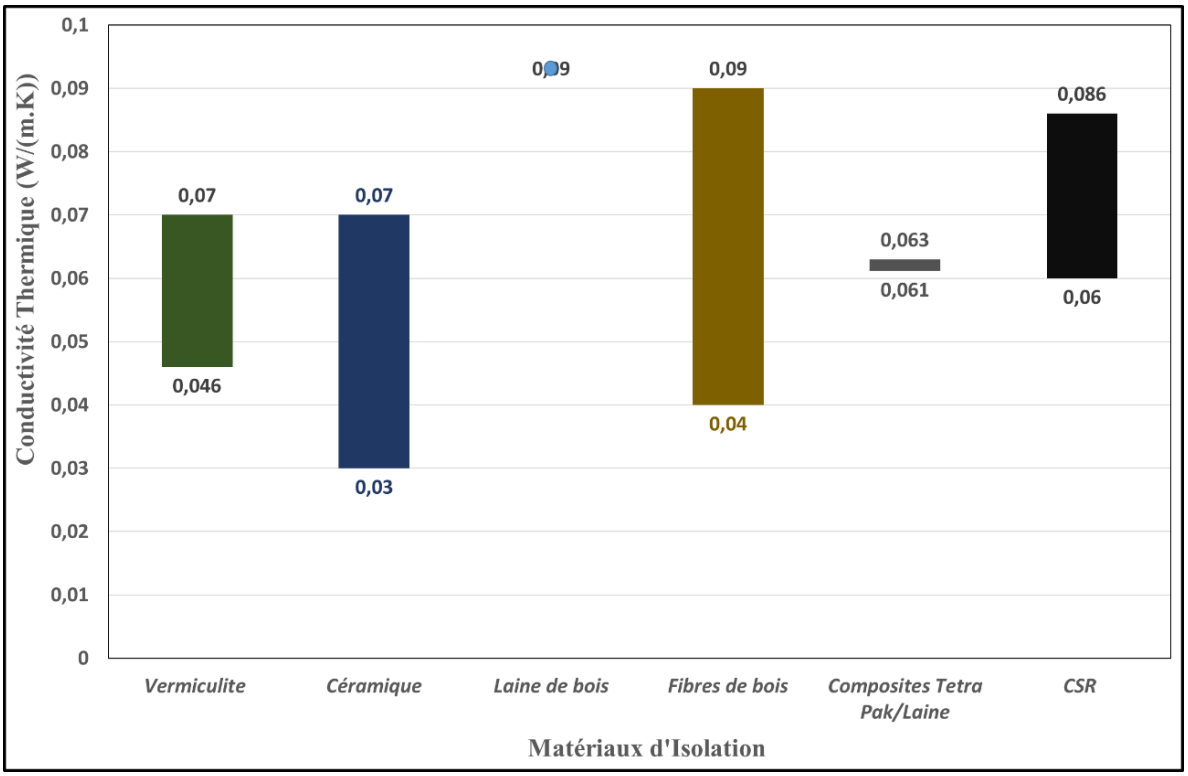


Figure 5 : *Comparaison de la conductivité thermique du CSR avec d'autres matériaux d'isolation*

2.4. Analyse de cycle de vie (ACV)

L'analyse du cycle de vie (ACV) joue un rôle fondamental dans l'évaluation de l'impact environnemental des matériaux, en particulier lorsqu'il s'agit de nouveaux matériaux tels que les isolants à base de CSR. L'ACV permet de quantifier les charges environnementales sur l'ensemble du cycle de vie d'un produit, aidant ainsi à prendre des décisions éclairées. Dans cette étude, la méthode **ACV attributionnelle** a été adoptée, en utilisant la plateforme **BrightwayLCA** [12] et la base de données **ecoinvent 3,4 cut-off**. La norme **EN 15804** [13], dédiée à l'ACV dans le secteur du bâtiment, a été suivie.

2.4.1. Hypothèses formulées :

1. **Définition des limites du système :**

- L'analyse débute au moment où les éléments d'ameublement en fin de vie sont jetés dans les déchetteries, hôpitaux ou hôtels, et inclut leur transport vers les éco-organismes pour tri et valorisation. Ainsi, les étapes en amont (fabrication des meubles) ne sont pas prises en compte.
- L'analyse se termine au moment où les CSR sont mis à disposition pour une nouvelle application. Ainsi, les étapes en aval (production et fin de vie des panneaux isolants à base de CSR) ne sont pas prises en compte dans cette première étude. Lorsqu'une formulation aura été identifiée pour les panneaux isolants à base de CSR, les étapes en aval seront ajoutées à l'ACV.

2. **Utilisation de données spécifiques :**
   L'analyse repose sur des données collectées auprès d'un éco-organisme en France, détaillant les étapes de traitement des DEA ainsi que les distances parcourues par les camions pour le transport de déchets.

2.4.2. Explication du schéma du processus de production de CSR :

Le schéma présenté en figure 6 décrit le processus de transformation des DEA en CSR. Les DEA collectés depuis des déchetteries, hôpitaux et hôtels sont transportés vers un centre de tri où ils subissent un contrôle qualité et une série de traitements mécaniques (broyage, tri et criblage). Les matériaux valorisables comme le bois et les métaux sont séparés, tandis que les résidus restants non dangereux et non recyclables sont transformés en CSR. Ensuite, les CSR sont préparés aux frais de l'éco-organisme pour être expédiés dans d'autres pays où ils sont valorisés énergétiquement, notamment par incinération dans des cimenteries. Ce processus engendre des coûts élevés et s'éloigne des objectifs de l'économie circulaire.

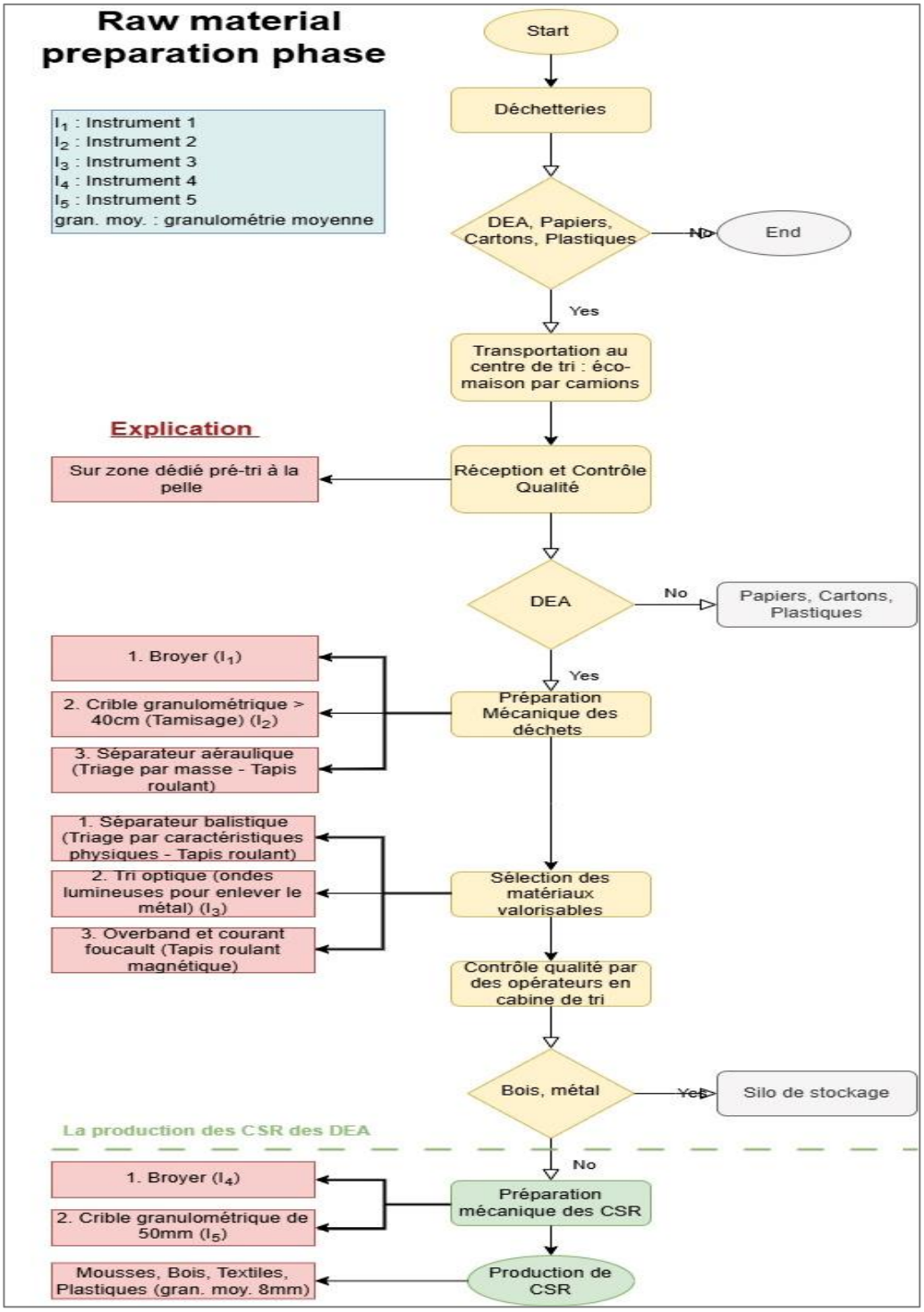


Figure 6 : *Schéma explicatif des étapes de production de CSR*

2.4.3. Interprétation des résultats de l'ACV :

Les résultats de l'ACV mettent en évidence une performance environnementale notable des CSR en comparaison avec les fibres de cellulose (Fig. 7). Cette comparaison repose sur l'hypothèse que les CSR bruts pourraient être utilisés directement comme matériau isolant, tout comme les fibres de cellulose le sont actuellement. Idéalement, une comparaison devrait être réalisée entre deux panneaux d'isolants : l'un à base de CSR et l'autre issu d'un matériau traditionnellement utilisé dans les bâtiments. Les résultats présentés sur la figure 7 concernent le changement climatique. Les résultats sont similaires pour tous les autres indicateurs environnementaux de la norme EN 15 804, qui ont également été calculés, mais n'ont pas été affichés par manque de place Selon les indicateurs, les impacts des CSR sont 15 à 50 fois plus faibles que ceux de la fibre de cellulose.

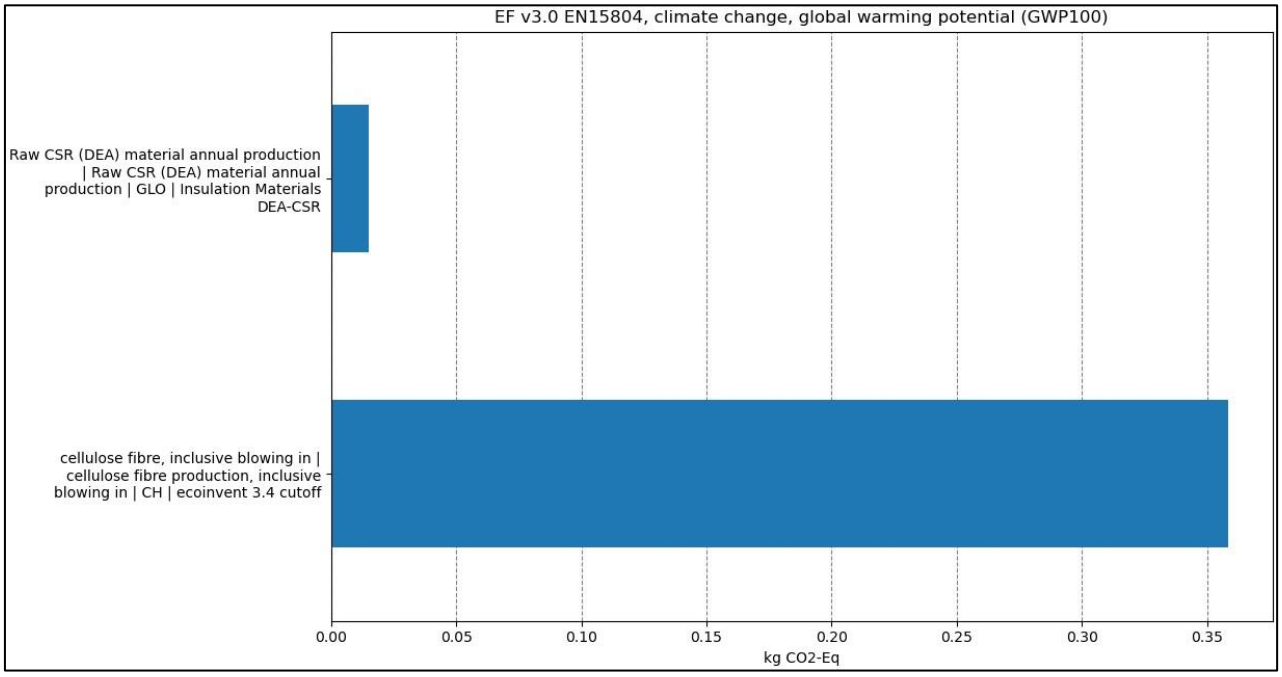


Figure 7 : *L'impact environnemental de la production de CSR pour l'indicateur de Potentiel de réchauffement global (GWP 100) de la norme EN 15 804, en kg CO_2-Eq.*

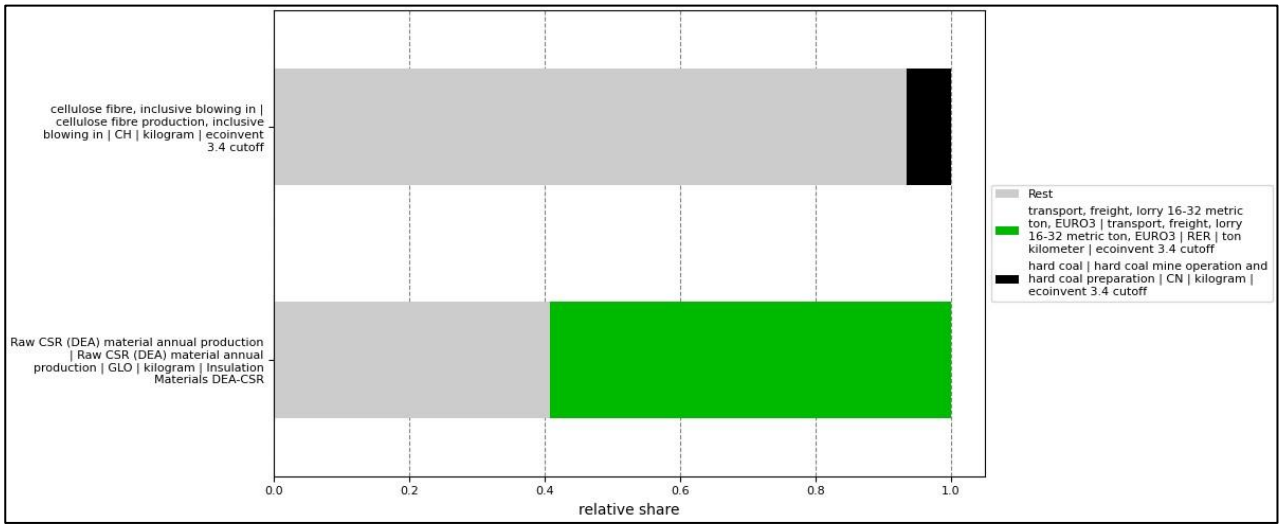


Figure 8 : *L'impact du transport sur l'ACV de la production de CSR*

Dans cette analyse, l'impact du transport des CSR est significatif (Fig.8), principalement en raison de l'hypothèse de véhicules (EURO3) et des distances parcourues par ces véhicules pour transporter les DEA aux éco-organismes. Nous avons pris le scénario le plus défavorable afin d'évaluer un cas extrême. Par ailleurs, il est important de noter que, dans la production des

CSR, l'électricité utilisée provient principalement du nucléaire (mix électrique français), ce qui influence favorablement l'empreinte carbone.

3. Conclusion

Cette étude met en évidence le potentiel d'intégration des Combustibles Solides de Récupération (CSR), issus des déchets d'éléments d'ameublement, dans des matériaux d'isolation thermique pour le bâtiment. Grâce à une caractérisation des propriétés physiques et thermiques, nous avons démontré l'impact de l'hétérogénéité et de la densité des CSR sur leur conductivité thermique. L'analyse de cycle de vie (ACV) a par ailleurs confirmé les avantages environnementaux des CSR, révélant un impact réduit par rapport aux alternatives conventionnelles (comparaison avec le Cellulose en vrac).

Les travaux futurs porteront sur la production reproductible en laboratoire de panneaux d'isolation à base de CSR et leur ACV.

Remerciements

Les auteurs remercient le Campus des Métiers et Qualifications « Transition Numérique et Ecologique dans la Construction » pour le financement de la thèse et l'organisme Eco-Maison pour le soutien apporté à ces travaux.

Références

[1] Ministère de la Transition Écologique, « La loi anti-gaspillage dans le quotidien des Français : Concrètement, ça donne quoi ? », Ministère de la Transition Écologique, Paris, France, sept. 2021. [En ligne]. Disponible sur: https://www.ecologie.gouv.fr/sites/default/files/documents/Document_LoiAntiGaspillage

[2] Eco-maison et Veolia, « Internal Reports on CSR Specifications », Paris, France, 2024.

[3] Au-Dev-ant, M. TravieuX, et C. HOUDUS, « Éléments d'Ameublement : données 2021 - Rapport annuel », ADEME, 18MAR00046, sept. 2022. [En ligne]. Disponible sur: https://librairie.ademe.fr/

[4] Ministère de l'Écologie et de la Cohésion des Territoires, « Loi 2010-788 : Éléments d'ameublement (DEA) - Ministère de l'Écologie et de la Cohésion des Territoires », Ministère de l'Écologie et de la Cohésion des Territoires, Paris, France, nov. 2023.

[5] « Why should we care about a building's energy consumption? », Atmospheric Sciences. Consulté le: 8 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://blogs.egu.eu/divisions/as/2015/09/08/why-should-we-care-about-the-building-energy-consumptions/

[6] « Le contexte français en matière de politique climatique et énergétique », Notre avenir énergétique se décide maintenant. Consulté le: 3 juin 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://concertation-strategie-energie-climat.gouv.fr/le-contexte-francais-en-matiere-de-politique-climatique-et-energetique

[7] S. Amziane, F. Collet, M. Lawrence, C. Magniont, V. Picandet, et M. Sonebi, « Recommendation of the RILEM TC 236-BBM: characterisation testing of hemp shiv to determine the initial water content, water absorption, dry density, particle size distribution and thermal conductivity », in *Materials and Structures*, vol. 50, 2017, p. 167. Consulté le: 25 avril 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://link.springer.com/10.1617/s11527-017-1029-3

[8] S. Amziane et F. Collet, Éd., *Bio-aggregates Based Building Materials: State-of-the-Art Report of the RILEM Technical Committee 236-BBM*, vol. 23. in RILEM State-of-the-Art Reports, vol. 23. Dordrecht: Springer Netherlands, 2017. doi: 10.1007/978-94-024-1031-0.

[9] H. H. Ratsimbazafy, « Évaluation du potentiel de co-produits agricoles locaux valorisables dans le domaine des matériaux de construction (PALOMAC) », Doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier., Toulouse, France., 2022.

[10] O. Hamdaoui, L. Ibos, A. Mazioud, M. Safi, et O. Limam, « Thermophysical characterization of Posidonia Oceanica marine fibers intended to be used as an insulation material in Mediterranean buildings », *Constr. Build. Mater.*, vol. 180, p. 68-76, août 2018, doi: 10.1016/j.conbuildmat.2018.05.195.

[11] L. D. Hung Anh et Z. Pásztory, « An overview of factors influencing thermal conductivity of building insulation materials », *J. Build. Eng.*, vol. 44, p. 102604, déc. 2021, doi: 10.1016/j.jobe.2021.102604.

[12] C. Mutel, « Brightway: An open source framework for Life Cycle Assessment », *J. Open Source Softw.*, vol. 2, nº 12, p. 236, avr. 2017, doi: 10.21105/joss.00236.

[13] European Committee for Standardization (CEN), *EN 15804+A2: Sustainability of construction works - Environmental product declarations - Core rules for the product category of construction products*, EN 15804+A2:2019, Brussels, Belgium., 2019. [En ligne]. Disponible sur: https://standards.cen.eu/

Caractérisation et simulation du comportement thermique d'éco matériau composite à base de terre de barre et fibre de coco.

Ayihaou A. DJOSSOU[1], Koffi J. AGBELELE[2], Crédo A. A. M. GBEGBO[2], Aristide C. HOUNGAN[2]

[1]Laboratoire des Procédés et de l'Innovation Technologique (LaPIT) de l'INSTI-Lokossa. BP 133 - Lokossa (Bénin),
[2]Laboratoire de Recherches Pluridisciplinaires de l'Enseignement Technique (LRPET) de l'ENSET-Lokossa

Résumé- Cette étude explore les performances thermiques et mécaniques d'un éco composite à base de la terre de barre et de fibres de coco en vue d'améliorer le confort thermique des bâtiments tout en limitant les impacts environnementaux. Des essais thermiques et mécaniques ont été faits avec des outils appropriés sur plusieurs mélanges de terre et fibres de coco. Des simulations ont été faites afin d'appréhender la distribution de la température à la surface et à l'intérieur du matériau. Les résultats ont montré que l'ajout de 3% à 4% de fibres améliore significativement la stabilité thermique et la résistance mécanique du composite.

Mots-clés : Composite, simulation, fibre de coco, caractéristiques thermiques, éco matériau.

Nomenclature

a	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	S	Surface, m^2
E	Effusivité thermique, $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$	T	Température, K
L	Longueur, m	t	Temps, s
m	Masse, kg	**Lettres grecques :**	
R_C	Résistance thermique de contact, $K.W^{-1}$	λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
		φ	Flux de chaleur, W

1. Introduction

Le secteur de la construction est confronté à des défis croissants liés au changement climatique, à l'épuisement des ressources naturelles et à la nécessité d'améliorer le confort thermique des bâtiments tout en réduisant leur empreinte environnementale. Parmi les solutions envisagées, les matériaux composites à base de terre et de fibres végétales, comme les fibres de coco, suscitent un intérêt croissant. Ces matériaux naturels, en plus d'être renouvelables, présentent des propriétés mécaniques et thermiques adaptées aux exigences des constructions durables [1].

La terre de barre, un matériau argilo-sableux abondamment utilisé dans le sud du Bénin, est reconnue pour sa faible conductivité thermique et son inertie thermique élevée, qui favorisent la stabilité des températures intérieures [2]. Cependant, sa faible résistance mécanique et sa sensibilité à l'humidité limitent son utilisation à grande échelle. Pour surmonter ces limitations, l'ajout de fibres naturelles, telles que les fibres de coco, apparaît comme une solution innovante [3]. Les fibres de coco, issues de sous-produits agricoles, présentent des propriétés mécaniques remarquables et contribuent à améliorer la durabilité et les performances thermiques des matériaux composites [4].

Cette étude se concentre sur l'analyse des performances thermiques et mécaniques d'un composite à base de terre de barre et de fibres de coco, en vue de son utilisation dans la construction. À travers des essais expérimentaux et des simulations thermiques, nous visons à

déterminer les proportions optimales de fibres de coco pour renforcer le matériau tout en maintenant son confort thermique. Les résultats obtenus contribueront à promouvoir des pratiques de construction écologiques et économiquement viables, en adéquation avec les défis actuels de durabilité [5].

2. Matériaux étudiés

Pour mener à bien cette étude sur les composites terre de barre renforcés avec des fibres de coco, différents matériaux et équipements ont été mobilisés.

2.1. Terre de barre

La terre de barre (figure 1), matériau argilo-sableux, a été collectée dans des zones spécifiques du sud du Bénin (dans le département de l'Atlantique, commune de Tori-Bossito), principalement caractérisées par une texture homogène et une faible teneur en matière organique. Les propriétés essentielles de la terre de barre, telles que sa granulométrie, sa masse volumique et ses limites d'Atterberg, ont été déterminées conformément aux normes NF P94-051 (1993).

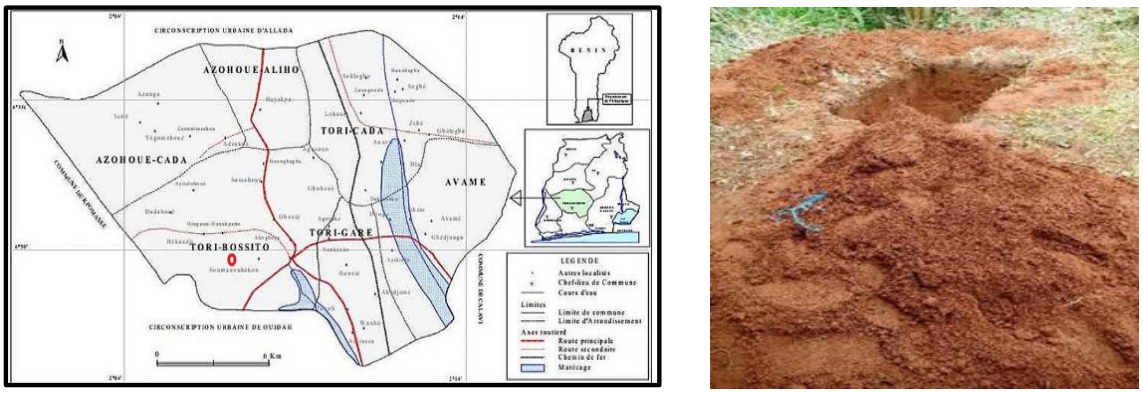


Figure 1 : *Prélèvement de terre de barre*

2.2. Fibre de coco

Les fibres de coco utilisées proviennent du mésocarpe de noix de coco, un sous-produit agricole abondant dans la région (figure 2). Elles ont été séchées et découpées en longueurs standardisées (de 2 à 5 cm). Elles présentent une densité variant de 1,15 à 1,45 g/cm³, une résistance à la traction compris entre 108 et 250 MPa et une forte capacité d'absorption d'eau (85–135 %) [3]. Ces dernières proviennent de Togbin-Daho, une localité du Bénin, située dans la commune d'Abomey-Calavi.

Figure 2 : *Fibres de coco*

2.3. Formulation des échantillons

Les échantillons ont été fabriqués sous forme de briquettes de dimensions (4 x 4 x 6) cm³, avec des proportions de fibres de coco de 1 %, 2 %, 3 % et 4 % en masse, mélangées à la terre de barre (figure 3). Après préparation, les briquettes ont été séchées à température ambiante avant d'être soumises à des essais de caractérisation mécaniques et thermiques. Les données collectées à partir de la caractérisation mécanique et thermique seront analysées afin de comprendre l'impact des proportions de fibres de coco sur les propriétés du composite. Les résultats de cette analyse permettront de proposer des recommandations sur les proportions optimales de fibres de coco à intégrer dans le composite pour atteindre un équilibre entre résistance et confort thermique.

Figure 3 : *Echantillons de terre de barre améliorée aux fibres de coco*

3. Caractérisation thermique des échantillons

Les propriétés thermophysiques des échantillons sont déterminées avec la méthode du ruban chaud.

3.1. Principe de la méthode du ruban chaud

La méthode du ruban chaud est constituiée d'une simple résistance électrique plate et rectangulaire de longueur au moins égale 3 fois la largeur, et sur laquelle est posé un thermocouple en fils de faible diamètre. La mesure de la température est effectuée au centre de l'élément chauffant, ce qui évite d'avoir à prendre en compte les déperditions thermiques par les fils électriques à une extrémité de l'élément chauffant [6, 7]. L'élément chauffant est inséré entre deux échantillons identiques du matériau, de surfaces planes. Les dimensions des échantillons sont telle que la perturbation provoquée par l'échelon de flux ($\varphi = 0$ si $t < t_0$ et $\varphi = \varphi_0$ si $t > t_0$) imposé à la sonde n'atteigne aucune de leurs faces externes pendant la durée de la mesure (hypothèse du milieu semi infini). Le rapport longueur/largeur de la résistance est choisi de manière à ce que le transfert de chaleur au centre de la résistance puisse être considéré bidimensionnel pendant un temps inférieur à 180 s [6, 7]. La plus petite dimension des échantillons doit être supérieure à 1,5 fois la largeur totale du ruban. Le thermogramme correspondant au début (0 et 50 s) du chauffage (temps pendant lequel le transfert de chaleur au centre de la sonde reste unidirectionnel) est utlisé pour estimer l'effusivité thermique par la méthode du type plan chaud. une modélisation complète des transferts bidirectionnels dans les échantillons associée à une méthode d'estimation des parmètres permet d'utiliser le thermogramme entre 0 s et 180 s pour estimer la conductivité thermique. La figure 4 présente le dispositif expérimental du ruban chaud utilisé : 1-Alimentation stabilisée ; 2-Centrale d'acquisition ; 3-Résistance insérée entre 2 échantillons du matériau.

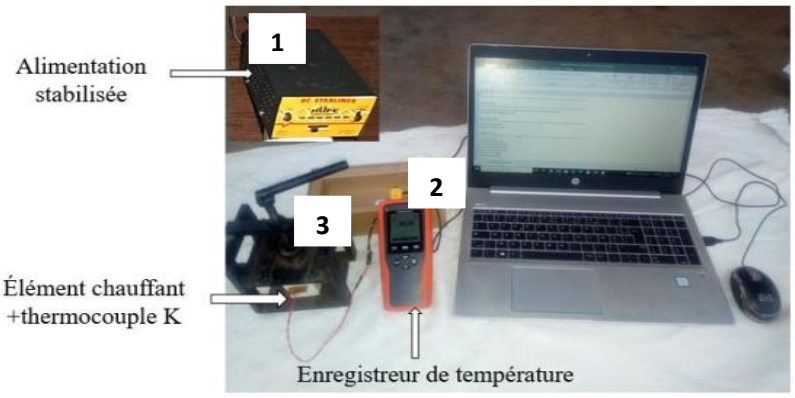


Figure 4 : *Dispositif expérimental du ruban chaud*

3.2. Estimation des paramètres

L'estimation de l'effusivité thermique se fait aux temps courts par régression linéaire du thermogramme $T_s(0,t) - T_s(0,0)$ en fonction de $\sqrt{t}$ entre 0 et 50 s (équation 1). Le coefficient directeur α de la droite permet d'obtenir l'effusivité par la relation 2.

$$T_s(0,t) - T_s(0,0) = \frac{2\varphi_0}{ES\sqrt{\pi}}\sqrt{t} + \varphi_0\left[R_c - \frac{(mc)_s}{(ES)^2}\right] \quad (1)$$

$$E = \frac{2\varphi_0}{\alpha S\sqrt{\pi}} \quad (2)$$

L'estimation de la conductivité thermique se fait aux temps longs par régression linéaire du thermogramme $T_s(0,t) - T_s(0,0)$ en fonction de $\ln(t)$ entre 100 s et 180 s (équation 3). Le coefficient directeur β de la droite permet d'obtenir la conductivité par la relation 4.

$$T_s(0,t) - T_s(0,0) = \frac{\varphi_0}{4\pi\lambda L} ln(t) + \varphi_0\left[R_c - \frac{ln\left(\frac{r_0}{\sqrt{a}}\right)}{2\pi\lambda L} + \frac{\gamma}{4\pi\lambda L}\right] \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{\varphi_0}{\beta 4\pi L} \quad (4)$$

La diffusivité thermique est obtenue par :

$$a = \left(\frac{\lambda}{E}\right)^2 \quad (5)$$

4. Caractérisation mécanique

La caractérisation mécanique a été réalisée en premier pour évaluer le comportement mécanique du composite (figure 5). Les tests de compression ont permis de mesurer la capacité des briquettes à supporter des forces compressives, en utilisant une presse hydraulique pour appliquer la charge. De plus, des essais de flexion à trois points ont été effectués afin de déterminer la résistance à la rupture des échantillons lorsqu'une force est appliquée perpendiculairement à leur surface. Ces essais sont essentiels pour déterminer si le composite peut être utilisé dans des applications de construction, où la résistance mécanique est un critère primordial.

Compression Flexion à trois points

Figure 5 : *Essais mécaniques sur terre de barre améliorée aux fibres de coco*

5. Résultats et discussions

5.1. Terre de barre

Les essais de granulométrie ont montré que la terre de barre est constituée principalement de sable (77,3 %), avec une proportion modérée de limon (5,4 %) et d'argile (15,3 %) (figure 6). Cette composition suggère que la terre de barre est un matériau relativement meuble et perméable, adapté à des applications où l'inertie thermique est cruciale, mais avec des limitations en termes de résistance mécanique sans renfort.

Les limites d'Atterberg de la terre de barre ont indiqué qu'elle est classée comme un matériau argileux à faible plasticité, ce qui signifie qu'elle présente une certaine stabilité sous des conditions normales, mais pourrait être sujette à des déformations en présence d'humidité excessive.

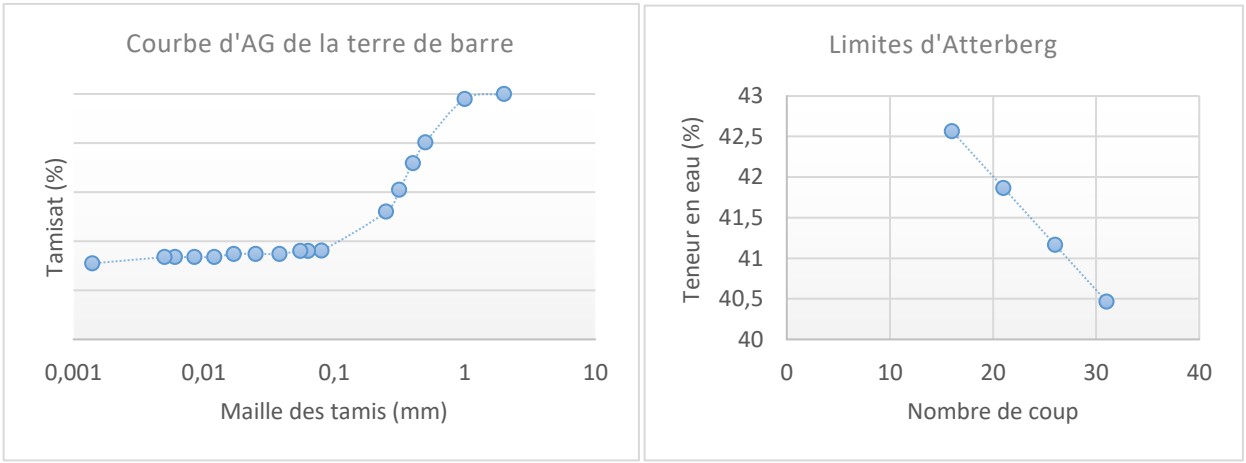


Figure 6 : *Essais granulométriques*

5.2. Fibre de coco

Selon une fiche technique de Interreg Sudoe de European Regional Development Fund (European Union)/ENERPAT, les fibres de coco présentent une faible conductivité de 0,037 à 0,045 $W.m^{-1}.K^{-1}$, une densité de 20 à 60 $kg.m^{-3}$, une chaleur spécifique de 1500 à 1800 $J.kg^{-1}.K^{-1}$, un coefficient de diffusion à la vapeur d'eau de 1 à 2 et un bilan CO_2 de 181 à 270 kg équivalent $CO_2.m^{-3}$; ce qui les rend utiles pour améliorer les performances thermiques du

composite [W1]. Leur capacité à réduire les transferts thermiques est un atout pour la régulation de la température dans les bâtiments.

5.3. Caractérisation mécanique de terre de barre améliorée aux fibres de coco

Les pourcentages de fibres de coco utilisés dans les mélanges étaient de 1 %, 2 %, 3 % et 4 % en poids, afin de déterminer l'impact de chaque proportion sur les performances mécaniques et thermiques du composite.

Les essais Proctor ont révélé que l'ajout de fibres de coco réduit la densité sèche maximale tout en augmentant la teneur en eau optimale. Cela est attribué à la faible densité des fibres et à leur capacité à retenir l'eau, en accord avec les observations de Kamgang et al. (2020), qui ont constaté des tendances similaires avec des composites renforcés de fibres naturelles [8]. Ces conditions ont permis un compactage optimal pour la préparation des échantillons.

Les essais de compression montrent une nette amélioration de la résistance avec l'ajout de fibres. Les briquettes sans fibres présentent une faible résistance (~1 kN), tandis que celles contenant 3 % et 4 % de fibres atteignent respectivement 3,5 kN et 4 kN. Ces résultats concordent avec ceux de Ghavami (2005), qui a démontré que les fibres naturelles renforcent la cohésion et limitent la propagation des fissures sous charge compressive [5]. Cependant, au-delà de 3 % de fibres, l'effet stabilisant commence à saturer, ce qui indique une limite à l'ajout de fibres.

En ce qui concerne la résistance à la flexion, les échantillons avec 3 % de fibres affichent les meilleures performances, combinant robustesse et flexibilité, un aspect également mis en avant par Kamgang et al. (2020) [8]. À 4 %, bien que la résistance reste élevée, la flexibilité diminue légèrement, probablement en raison de la formation d'un réseau de fibres trop rigide, comme observé par Upadhyay et al. (2015) [3].

5.4. Caractérisation thermique de terre de barre améliorée aux fibres de coco

Les tests thermiques ont permis d'évaluer la conductivité thermique, la diffusivité thermique et la capacité thermique volumique du composite (figure 7).

Les résultats de conductivité thermique montrent une réduction progressive de la conductivité thermique avec l'augmentation de la proportion de fibres de coco jusqu'à 3 %, où elle atteint son minimum. Les échantillons avec 0 % de fibres présentent une conductivité thermique relativement élevée, indiquant une moindre isolation thermique, tandis que ceux avec 2 % et 3 % de fibres offrent de meilleures performances. Ces observations corroborent les travaux de Khedari et al. (2001), qui ont constaté que l'ajout de fibres naturelles dans des composites réduisait leur conductivité thermique jusqu'à une certaine concentration, optimisant ainsi leur isolation thermique [1].

Par rapport à l'effusivité thermique, les échantillons à 3 % de fibres montrent également une effusivité thermique optimale, reflétant un équilibre entre la capacité du composite à absorber et à restituer la chaleur. Ces résultats sont conformes aux conclusions d'Osseni et al. (2016), qui ont rapporté une amélioration de l'effusivité thermique dans des composites à base de fibres naturelles [9].

En ce qui concerne la diffusivité thermique, indicatrice de la réactivité du matériau aux variations de température, elle diminue également avec l'ajout de fibres, atteignant des valeurs optimales à 3 % de fibres. Cela signifie que le composite peut absorber et dissiper la chaleur plus efficacement, une observation également rapportée par Sharma et al. (2015) pour des composites renforcés de fibres naturelles [10]. À 4 %, une légère augmentation de la diffusivité est observée, suggérant une saturation des effets des fibres.

Enfin, la capacité thermique volumique qui mesure la quantité de chaleur stockable par le matériau, diminue avec l'ajout de fibres de 0 % jusqu'à 3 % de fibres et augmente légèrement à 4 % de fibres. Cela permet au composite de stocker moins de chaleur et de mieux isoler le bâtiment. Ces résultats confirment les observations de Prabakar et Ramachandran (2002) sur l'amélioration de la régulation thermique des matériaux renforcés [11].

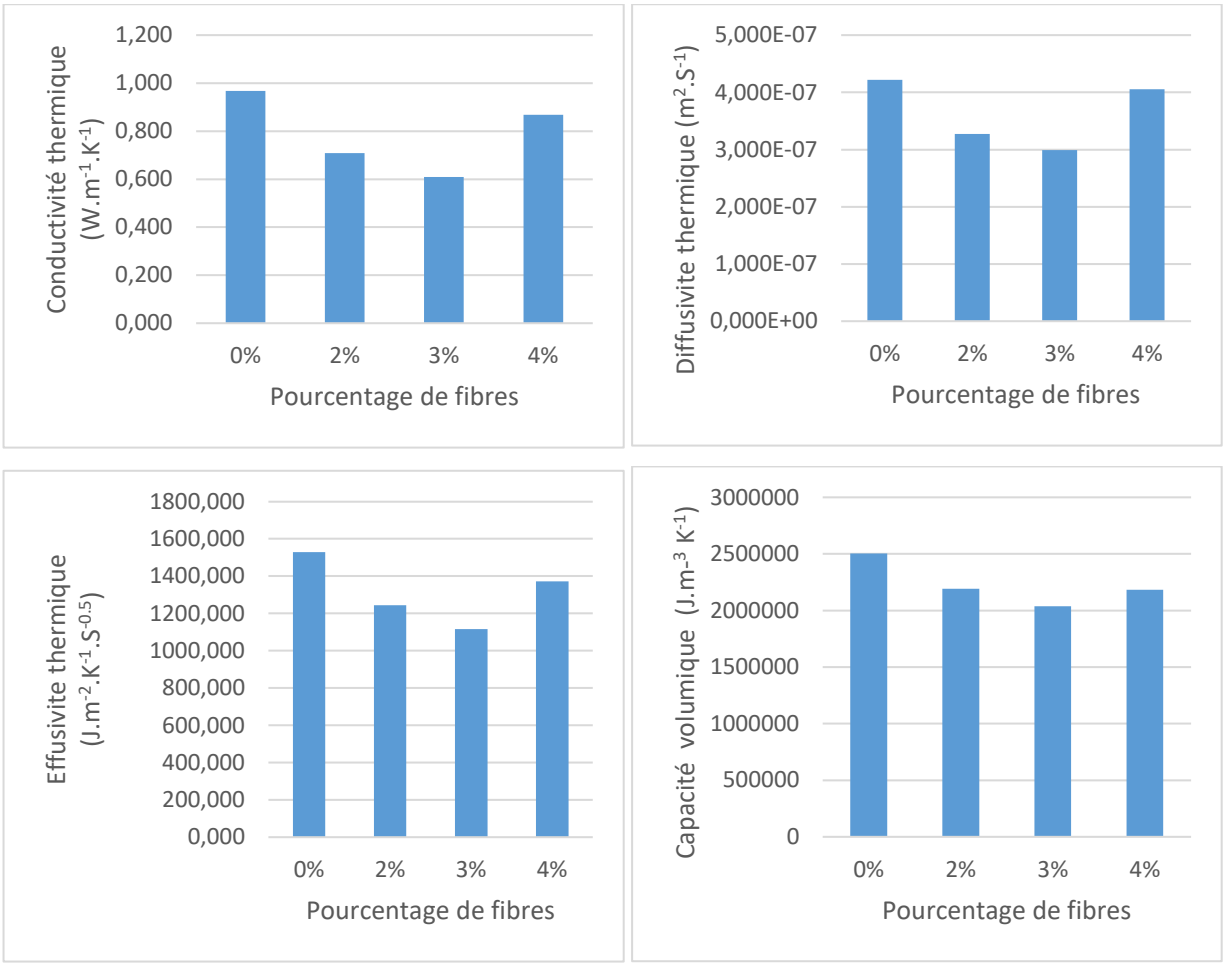


Figure 7 : *Propriétés thermophysiques de terre de barre améliorée aux fibres de coco*

L'ajout de fibres de coco dans le composite terre de barre améliore à la fois ses propriétés mécaniques et thermiques, avec des performances optimales pour une proportion de 3 % de fibres. Cette concentration permet d'obtenir un matériau à la fois robuste, flexible et thermiquement performant, adapté aux besoins de la construction durable. Ces résultats renforcent l'idée que les fibres naturelles, en particulier les fibres de coco, sont des éléments clés pour développer des matériaux de construction innovants, respectueux de l'environnement et efficaces dans des climats tropicaux.

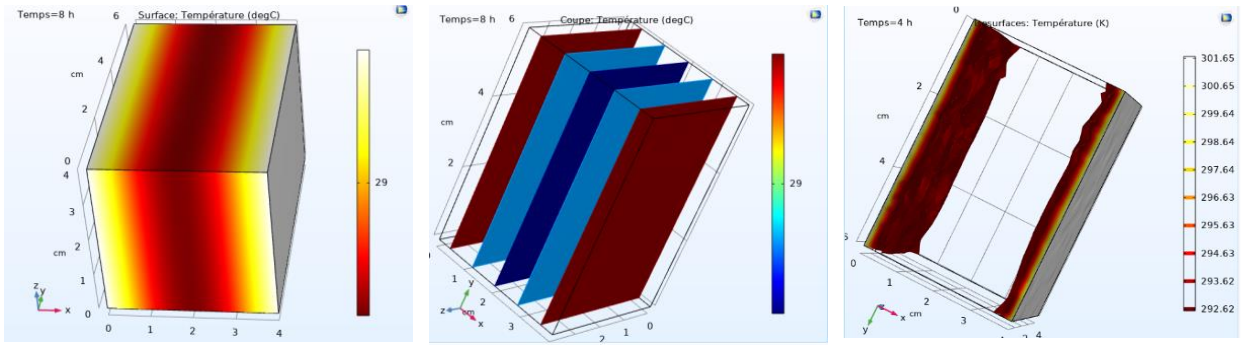
Le tableau 1 présente la synthèse des résultats thrmiques avec les écarts types sur les moyennes.

Pourcentage de fibres	Effusivité ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Ecart type ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Conductivité ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Ecart type ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Diffusivité (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)	Ecart type (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)
0%	1528,708	28,351	0,967	0,093	4,219	1,012
2%	1244,720	30,318	0,709	0,007	3,271	0,214
3%	1114,931	10,959	0,610	0,009	2,993	0,006
4%	1372,715	44,926	0,868	0,013	4,055	0,345

Tableau 1 : *Synthèse des Propriétés thermophysiques de terre de barre améliorée aux fibres de coco*

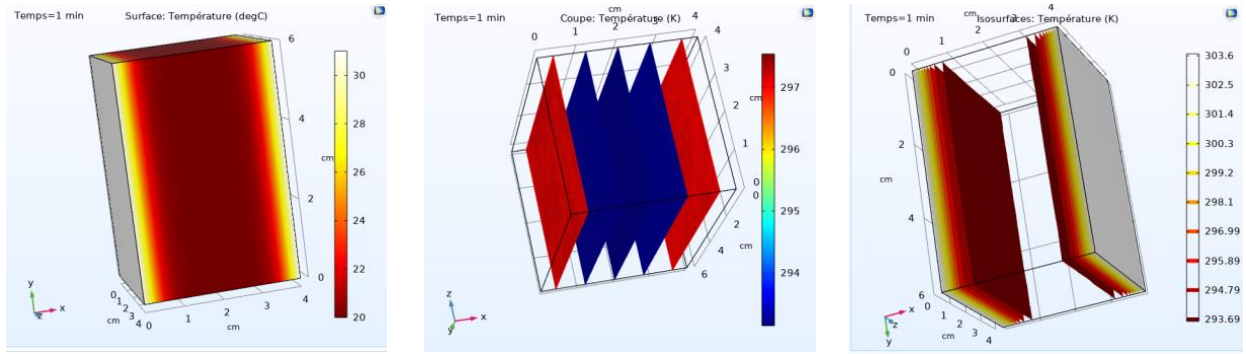
5.5 Simulation via COMSOL Physics 3D

Les résultats issus de la simulation 3D sur un modèle de matériau composite sous forme de bloc 3D (4×4×6) cm^3 montrent une réduction de 20 % des variations de température intérieure pour le composite contenant 3 % de fibres de coco, par rapport aux autres proportions et à la terre de barre seule (figures 8 et 9). Cette amélioration de l'amortissement thermique est attribuée à la capacité accrue du composite à résister à la transmission de l'onde thermique de manière plus stable. Ces résultats sont en ligne avec les conclusions de Sharma et al. (2015), qui ont observé des performances thermiques similaires dans des composites renforcés de fibres naturelles [10]. De plus, les simulations 3D de notre étude confirment l'impact positif de l'ajout de fibres de coco sur la stabilité thermique, comparé aux études d'Osseni et al. (2016), où des matériaux similaires ont montré une meilleure gestion thermique grâce aux fibres végétales [9].



a- Surface b- Coupe c- Isosurface

Figure 8 : *Distribution de la température dans la terre de barre améliorée aux fibres de coco à 29 °C*



a- Surface b- Coupe des parois c- Isosurface

Figure 9 : *Distribution de la température dans la terre de barre améliorée aux fibres de coco à 31 °C*

6. Conclusion

Cette étude a mis en évidence les performances mécaniques et thermiques du composite terre de barre renforcé avec des fibres de coco. Les résultats montrent que l'ajout de fibres améliore significativement les propriétés du matériau, en particulier pour une proportion optimale de 3 % de fibres de coco. À cette concentration, le composite présente une résistance mécanique accrue et une meilleure isolation thermique. En perspective, une extension du pourcentage en fibres au-delà de 4 % permettrait de mieux apprécier le comportement thermique et mécanique du composite. Les écarts types relativement faibles obtenus sur les moyennes justifient la fiabilité des essais thermiques. Les simulations renforcent l'idée que 3 % de fibres de coco optimisent la performance thermique des composites, en réduisant les fluctuations de température intérieure tout en maintenant un bon confort thermique.

Références bibliographiques

Optimisation du dimensionnement d'un condenseur à ailettes creuses interconnectées en polymère

Optimizing the design of a polymer interconnected hollow fin condenser

Yoann SEYVE[1], Frédéric LEFEVRE[1], Serge CIOULACHTJIAN[1], Valérie SARTRE[1]

[1] INSA Lyon, CETHIL, UMR 5008, Villeurbanne, France

Résumé – Des chambres de vapeur comprenant un condenseur en polymère constitué de tubes interconnectés ont été étudiés pour répondre à des problèmes de dissipation de fortes densités de flux. L'objectif de la présente étude est de proposer une géométrie optimale pour ces condenseurs ailetés, prenant en compte les différentes résistances thermiques du système ainsi que les pertes de charge associées. Ces calculs sont réalisés à partir d'un modèle simple basé sur des corrélations de la littérature. Les résultats montre qu'un grand nombre de petit tube resserré maximise le flux de chaleur mais génère énormément de pertes de charge contrairement à de gros tubes espacés.

Abstract – Steam chambers comprising a polymer condenser made up of interconnected tubes have been studied to solve the problem of dissipating high flow densities. The aim of this study is to propose an optimum geometry for these finned condensers, taking into account the different thermal resistances of the system and the associated pressure drops. These calculations are carried out using a simple model based on correlations from the literature. The results show that a large number of small, tightly-spaced tubes maximise the heat flow but generates enormous pressure drops, unlike large, widely-spaced tubes.

Nomenclature

A	Section de passage, m^2
C_p	Capacité thermique massique de l'air, J.kg^{-1}.K^{-1}
d	Pas, m
D	Diamètre des tubes, m
DP	Chute de pression, Pa
$DTLM$	Différence de température logarithmique moyenne
e	Épaisseur de paroi des tubes, m
Eu	Nombre d'Euler
G	débit massique dans la section minimale, kg.s^{-1}
h	Coefficient d'échange, W.m^{-2}.K^{-1}
$\dot{m}$	Débit massique de l'air, kg.s^{-1}
N	Nombre de tubes
$\overline{Nu}$	Nombre de Nüsselt moyen
Pr	Nombre de Prandtl
q_H	Flux thermique linéique, W.m^{-1}
R	Rayon de la chambre de vapeur, m
R_{th}	Résistance thermique, K.W^{-1}
Re	Nombre de Reynolds
s	Pas adimensionnel
S	Surface d'un tube, m^2
T	Température, K
V	Vitesse d'air, m.s^{-1}
z	Numéro de rangée

Symboles grecs

λ	Conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
ρ	Masse volumique de l'air, kg.m^{-3}
ν	Viscosité cinématique de l'air, m^2.s^{-1}

Indices et exposants

a	Air
$conv$	Convection
C	Condensation
D	Diagonal
ext	Extérieur
in	Entrée
int	Intérieur
l	Ligne
L	Longitudinal
max	Maximum
min	Minimum
out	Sortie
p	Paroi
r	Rangée
sat	Saturation
t	Tube
T	Transversal

1. Introduction

Avec la miniaturisation des dispositifs électroniques, les densités de flux augmentent fortement. Les systèmes diphasiques sont très performants pour l'évacuation de telles densités de flux. Le but de cette évacuation de chaleur est de maintenir la température de la jonction inférieure à la limite admissible, afin d'assurer le bon fonctionnement des composants électroniques. Les systèmes diphasiques sont réalisés en métal, ce qui peut constituer une contrainte de poids pour certaines applications très critiques. Dans un objectif d'allégement, E. Bérut [1] a testé des chambres de vapeur munies de condenseurs à ailettes creuses en polymère, aussi efficaces que ceux ayant des ailettes pleines en aluminium. Elles présentent une faible résistance thermique, pouvant atteindre une valeur minimale de l'ordre de 0,3 K/W.

Cependant, des problèmes liés à la formation de bouchons de liquides stables ont été observés, diminuant l'efficacité du condenseur au cours du temps. Ces bouchons sont dus à l'éjection de liquide provoqué par l'effet geyser, qui apparaît lorsque l'ébullition du fluide est confinée par la faible hauteur de l'évaporateur. Ils peuvent aussi se former par coalescence de gouttelettes qui se condensent au sein d'un tube de faible diamètre. De plus, ces bouchons de liquide s'accumulent en haut du tube, bloquant progressivement la surface des tubes, disponible pour la condensation. Les essais avec le n-pentane et le HFE-7100 n'ont pas induit de bouchons stables dans les tubes. Pour l'eau, les bouchons apparaissent dès que le diamètre interne atteint 10,7 mm, mais ne bloquent pas les ailettes. À partir de 7,6 mm, les bouchons deviennent plus longs et plus stables et un régime oscillant apparaît. En-deçà de ce diamètre, les ailettes se bouchent complétement (figure 1). Dans ce cas, le changement de phase au sein de l'ailette creuse n'est plus possible, le transfert thermique se faisant alors par conduction le long de la paroi, ce qui réduit fortement la densité de flux évacuée.

Pour parer à cela, E. Bérut [1] a eu l'idée d'interconnecter les ailettes afin de déstabiliser les bouchons dans les tubes de petit diamètre. L'objectif de notre étude est de poursuivre ce travail en proposant une géométrie optimale pour le condenseur aileté (diamètres interne et externe des tubes, hauteur, disposition, nombre de tubes, etc.), permettant de minimiser à la fois sa résistance thermique et les pertes de pression engendrées par un écoulement d'air à travers les tubes. En effet, la réduction du diamètre des ailettes influence la géométrie du condenseur.

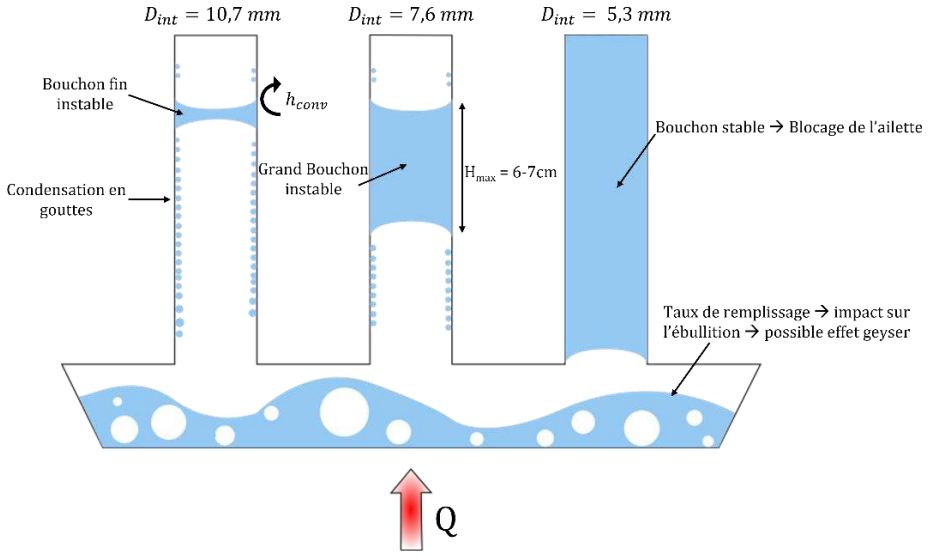


Figure 1 : Schéma de la formation des bouchons de liquide dans les tubes creux [1]

2. Modélisation du condenseur

La modélisation du condenseur à ailettes cylindriques creuses, traversé par une circulation forcée d'air transversale aux ailettes, est réalisée suivant trois étapes : détermination des paramètres géométriques, détermination du coefficient d'échange thermique convectif externe, puis détermination des pertes de pression. Les paramètres d'entrée du modèle sont la puissance thermique à dissiper, la température de saturation de la vapeur au sein de la chambre de vapeur, la vitesse frontale de l'air et sa température avant son passage dans les ailettes.

2.1. Détermination des paramètres géométriques

L'évaporateur de la chambre de vapeur étant de forme circulaire plane, un programme de calcul a été développé pour calculer le nombre maximal de tubes qui peuvent être positionnés sur un disque. Deux dispositions sont considérées : l'une où les ailettes sont arrangées selon un pas carré, l'autre où elles sont arrangées en quinconce (figure 2). Les données d'entrée sont les pas transversal et longitudinal d_L et d_T, les diamètres interne et externe des tubes D_{int} et D_{ext}, ainsi que le rayon R de la chambre de vapeur, desquels sont déduits le pas diagonal d_D et les pas adimensionnels $s_T = \frac{d_T}{D_{ext}}$ et $s_L = \frac{d_L}{D_{ext}}$. La hauteur H des tubes est un paramètre de sortie du modèle thermique, qui sera déterminé dans le § 2.2 de sorte que le flux thermique imposé puisse être dissipé. Deux exemples de résultats issus du code de calcul sont présentés par la figure 2.

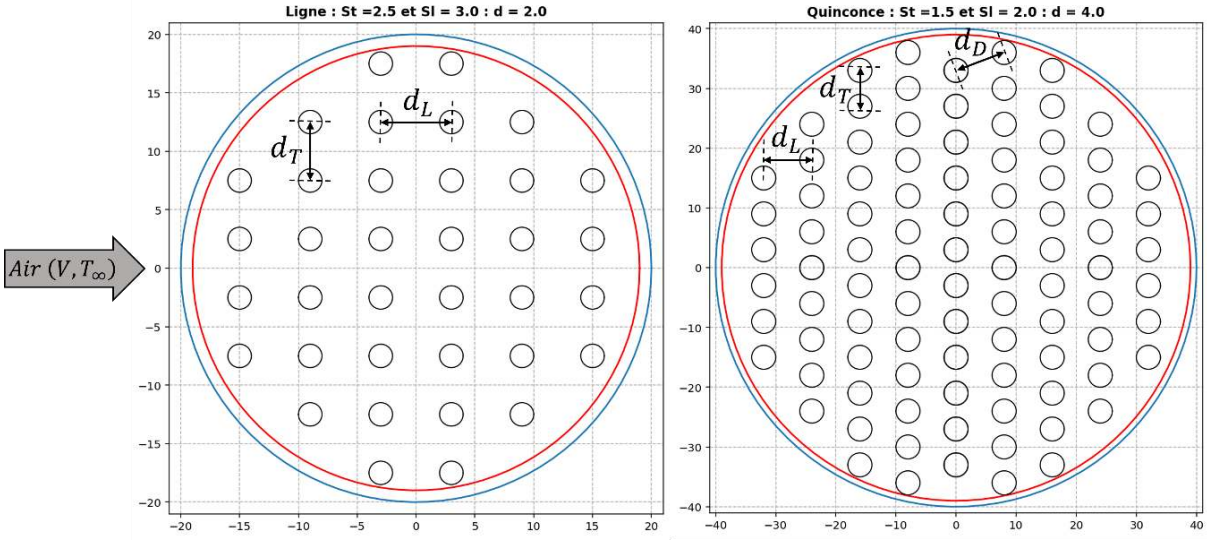


Figure 2 : Schéma des différentes dispositions de tubes

2.2. Détermination du coefficient d'échange convectif externe et de la hauteur des tubes

Plusieurs corrélations existent pour déterminer le coefficient d'échange convectif moyen à l'extérieur d'un faisceau de tubes, avec des plages de validité différentes, selon les valeurs des nombres de Reynolds et de Prandtl. La corrélation de Zukauskas [2] est choisie car elle est valable sur une large plage de nombres de Reynolds ($40 \rightarrow 2 \times 10^5$) :

$$\overline{Nu} = C_1 C_2 Re_{max}^{m} \; Pr^{0,36} \left(\frac{Pr}{Pr_t}\right)^{0,25} \qquad (1)$$

Où C_2 est égal à 1 si $N_r > 20$; sinon il peut être déterminé à partir du nombre de rangée N_r :

$$\begin{cases} Ligne : \begin{cases} C_2 = 1, & si\ 10^2 < Re_{max} < 10^3 \\ C_2 = 1{,}048\ exp\left(-0{,}426\ {N_r}^{-0{,}735}\right), & si\ Re_{max} > 10^3 \end{cases} \\ Quinconce : \begin{cases} C_2 = 0{,}221 \exp(-0{,}319 N_r) + 0{,}994, & si\ 10^2 < Re_{max} < 10^3 \\ C_2 = 1{,}037 \exp\left(-0{,}542\ {N_r}^{-0{,}9}\right), & si\ Re_{max} > 10^3 \end{cases} \end{cases} \quad (2)$$

Le nombre de Reynolds étant variable au sein du condenseur à ailettes, la corrélation se base sur la vitesse maximale au niveau de la section de passage de l'air la plus petite. Elle se détermine à partir de l'équation de conservation du débit pour un fluide incompressible, entre deux tubes :

$$V_{in} A_{in} = V_{in}(d_T - D_{ext}) H = V_{max} A_{min} \quad (3)$$

Cette hypothèse d'incompressibilité de l'air est utilisé car les vitesses d'air sont relativement faibles par rapport à la vitesse du son. On considère l'air comme incompressible car sa vitesse reste très faible. Il faut donc déterminer la section de passage minimale de l'air pour les deux dispositions. Pour des tubes en ligne, la section de passage reste constante tout le long de l'écoulement. Pour la disposition en quinconce, la section n'est pas constante : le flux d'air traversant une rangée de tubes se divise pour contourner l'obstacle. Il est nécessaire de comparer la section de passage selon les deux diagonales et la section transversale :

$$\begin{cases} Ligne : A_{min} = (d_T - D_{ext})\, H \\ Quinconce : \begin{cases} A_{min} = (d_T - D_{ext})\, H\ si\ A_T < 2A_D \\ A_{min} = 2(d_D - D_{ext})\, H\ si\ 2A_D < A_T \end{cases} \end{cases} \quad (4)$$

En combinant les équations (3) et (4), on obtient :

$$\begin{cases} Ligne : V_{max} = \dfrac{d_T}{d_T - D_{ext}} V_{in} \\ Quinconce : \begin{cases} V_{max} = \dfrac{d_T}{d_T - D_{ext}} V_{in}\ si\ A_T < 2A_D \\ V_{max} = \dfrac{d_T}{2(d_D - D_{ext})} V_{in}\ si\ 2A_D < A_T \end{cases} \end{cases} \quad (5)$$

On peut alors calculer le nombre de Reynolds maximal :

$$Re_{max} = \frac{V_{max} D_{ext}}{\nu} \quad (6)$$

Les propriétés thermiques de l'air sont déterminées à la température moyenne de l'air :

$$\bar{T}_a = \frac{T_{a,in} + T_{a,out}}{2} \quad (7)$$

$\bar{T}_a$ est la température moyenne de l'air entre l'entrée et la sortie de l'échangeur. La valeur de $T_{a,out}$ n'étant pas connue, elle est initialisée à la température T_{sat}. Contrairement au cas d'un échangeur thermique classique de type tubes et calandre, la température des tubes est ici

considérée homogène. En effet, les ailettes étant creuses, la vapeur et le liquide sont à température de saturation et occupent tout le volume des tubes. Au début du calcul itératif, la température de paroi extérieure des tubes $T_{p,ext}$ est prise égale à la température de saturation. C_1 et m sont des coefficients dont les valeurs dépendent du nombre de Reynolds maximal [2].

D'après Zukauskas [2], le coefficient d'échange convectif dépend de la position de la rangée de tubes. L'échange thermique est moins bon au niveau des premières rangées que celui au sein du faisceau de tube. Pour prendre en compte cet effet, il introduit un coefficient $C_2(z)$, qui dépend de la position z de la rangée, et qui est valable pour un nombre de rangées inférieur à 20 :

$$\begin{cases} Ligne : \begin{cases} C_2(z) = 1 \; si \; Re_{max} < 10^3 \\ C_2(z) = 1{,}048exp(-0{,}426z^{-0{,}735}) \; si \; Re_{max} > 10^3 \end{cases} \\ Quinconce : \begin{cases} C_2(z) = -0{,}221exp(-0{,}319z) + 0{,}994 \; si \; Re_{max} < 10^3 \\ C_2(z) = 1{,}037exp(-0{,}542z^{-0{,}9}) \; si \; Re_{max} > 10^3 \end{cases} \end{cases} \quad (8)$$

Le coefficient d'échange convectif moyen du faisceau de tube est déterminé par la relation :

$$\bar{h}_{conv} = \frac{\overline{Nu}\,\lambda_a}{D} \quad (9)$$

Une fois calculé, il est possible de déterminer toutes les résistances thermiques linéiques (par unité de hauteur des tubes) de condensation, de conduction radiale et de convection :

$$R_{th,C} = \frac{1}{h_C N\pi D_{int}} \; ; R_{th,paroi} = \frac{ln\left(\frac{D_{ext}}{D_{int}}\right)}{2N\pi\lambda_{paroi}} \; ; R_{th,conv} = \frac{1}{h_{conv} N\pi D_{ext}} \quad (10)$$

Avec h_{cond} supposé égal à 2000 $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$. La résistance thermique totale du système est la somme de ces trois résistances. Toutes les variables calculées par la suite sont des variables linéiques qui dépendent donc de la hauteur des tubes. Une fois les résistances thermiques déterminées, il faut calculer la température de l'air en sortie du condenseur pour ensuite calculer le flux grâce au système suivant :

$$\begin{cases} \dot{q} = KS\Delta T_{LM} \\ \dot{q} = \dot{m}C_p\left(T_{a,in} - T_{a,out}\right) \end{cases} \quad (11)$$

Où :

$$\Delta T_{LM} = \frac{\left(T_{sat} - T_{a,in}\right) - \left(T_{sat} - T_{a,out}\right)}{ln\left(\frac{T_{sat} - T_{a,in}}{T_{sat} - T_{a,out}}\right)} \; ; \; KS = \frac{1}{R_{th,C} + R_{th,paroi} + R_{th,conv}} \quad (12)$$

Le système d'équation (11) permet de déterminer la température de sortie de l'air,$T_{a,out}$:

$$T_{a,out} = T_{p,ext} - \left(T_{p,ext} - T_{a,in}\right) exp\left(-\frac{\pi D_{ext} N h_{conv}}{\rho V \overline{N_r} d_T C_p}\right) \quad (13)$$

$\overline{N_r}$ est le nombre moyen de tubes transverses à l'écoulement, par rangée. En effet, étant donnée la géométrie circulaire de l'évaporateur, la section du passage de l'air à travers les ailettes n'est pas constante. Une moyenne de cette section de passage est donc calculée à partir des paramètres géométriques. A partir de la valeur de $T_{a,out}$ déterminée avec l'équation (13), ΔT_{LM} est calculé avec l'équation (12), afin d'en déduire la puissance linéique dissipée (par unité de hauteur des tubes) décrite dans le système d'équation (11). La puissance linéique ainsi que les résistances thermiques linéiques connues, il est possible de calculer de nouvelles températures plus précises, comme la température de la paroi extérieure ou la température moyenne de l'air (équation (7)) :

$$T_{p,ext} = T_{sat} - \left(R_{th,C} + R_{th,paroi}\right)\frac{q_H}{N} \tag{14}$$

Les transferts conductifs longitudinaux dans la paroi des ailettes sont ici négligés, ce qui est une hypothèse acceptable si son épaisseur est faible. Une fois ces températures déterminées, il est possible de recalculer les propriétés thermiques de l'air ainsi que les propriétés de la paroi extérieure intervenant dans le Nusselt. Ce bouclage est très rapide. En 4 itérations, la variation des température $T_{p,ext}$ et $T_{a,out}$ est négligeable, de l'ordre de 0,1°C

2.3. Calcul des pertes de pression

Pour une batterie de tubes cylindriques, il existe des abaques mais très peu de corrélations pour calculer les pertes de charge. Pour cela, nous reprenons la définition des pertes de charge à travers une batterie de tube donné par J.P. Holmann [3] :

$$\Delta P = \frac{2\, f\, {G_{max}}^2\, \overline{N_r}}{\rho}\left(\frac{\mu_p}{\mu_a}\right)^{0.14} \tag{15}$$

Avec $G_{max} = \rho V_{max}$ le débit massique dans la section minimale et f le facteur de friction. Ce facteur de friction est déterminé grâce aux corrélations empiriques données par Jakob [4]. Cette méthode de calcul reste à confirmer avec des essais expérimentaux, notamment parce qu'elle a été définie pour des formes de batterie de tubes rectangulaire et non circulaire. Le projet d'une comparaison avec des simulations CFD est également envisagé pour valider les résultats issus de cette méthode.

3. Résultats et analyses

Les valeurs choisies pour cette étude sont présentées dans le tableau 1.

$V_{air}(m.s^{-1})$	$T_{a,in}(°C)$	$T_{sat}(°C)$	$\lambda\ (W.m^{-1}.K^{-1})$	$e\ (m)$
3	20	80	0,2	8×10^{-4}

Tableau 1 : Valeurs des paramètres d'entrée

La figure 3 présente les résultats de tous les tests effectués. Avec ces résultats, on remarque que les dispositions en ligne et en quinconce génèrent des pertes de charge très différentes pour une résistance thermique totale linéique relativement proche en fonction des différentes configurations. Le front de Pareto [5] permet de visualiser les configurations optimales et dominées afin de pouvoir sélectionner la plus performante dans le cas souhaité. La figure 4 (a-d) représente plus clairement l'impact de chaque paramètre sur les résistances thermiques et les

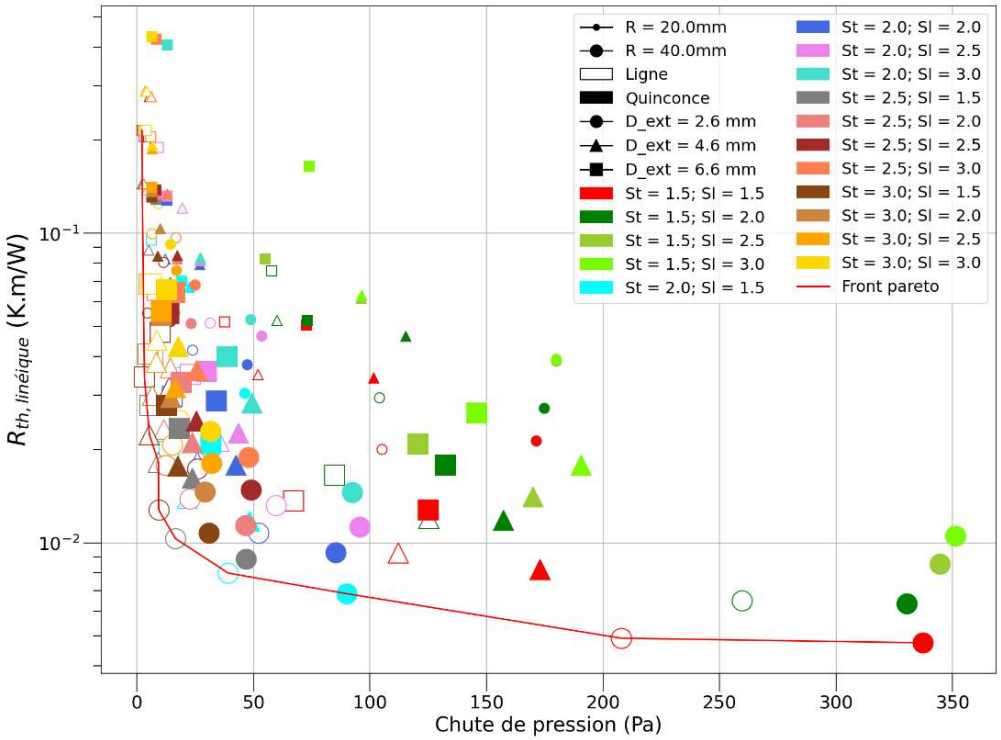


Figure 3 : Résistance thermique linéique totale en fonction des pertes de charge d'un condenseur à tube

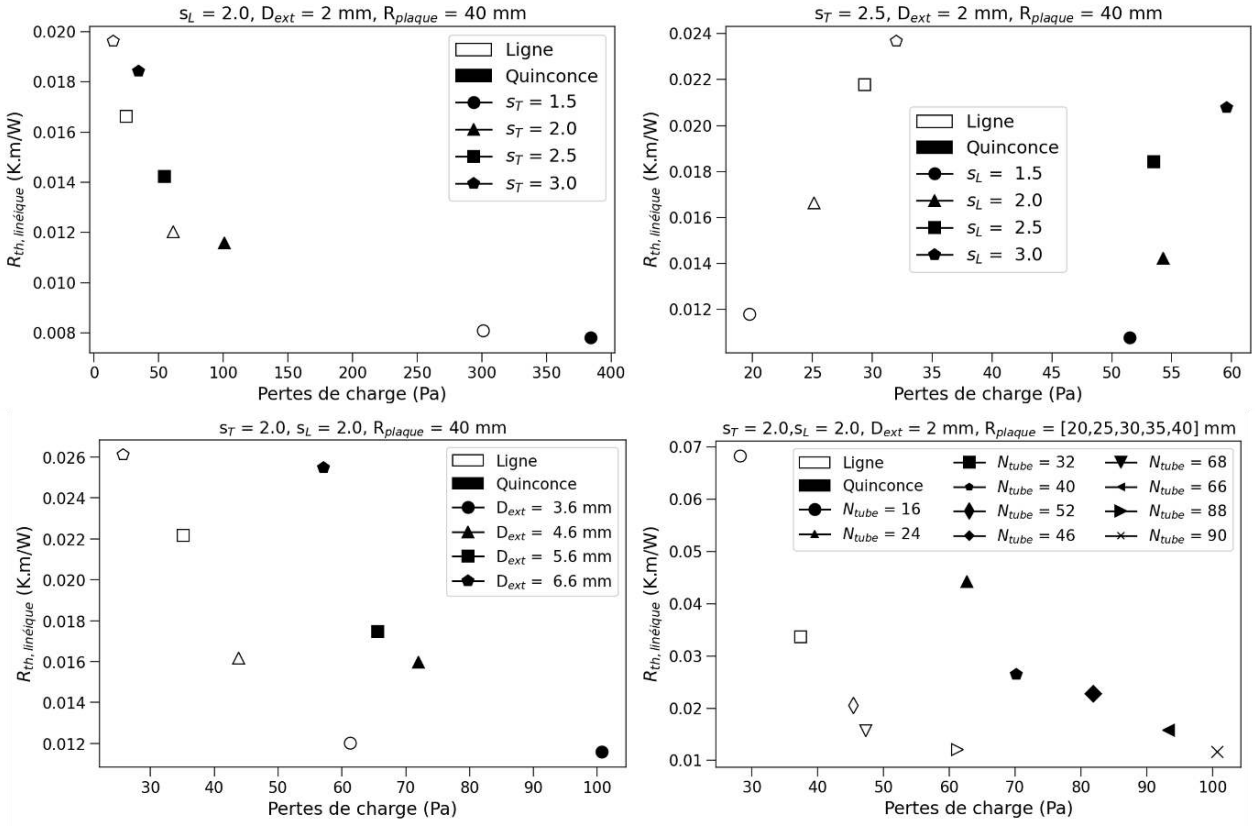


Figure 4 : Étude des variations du pas s_T(a), du pas s_L(b), du diamètre extérieur des tubes (c) et du nombre de tubes (d)

pertes de charge. L'étude du nombre de tubes est réalisée en modifiant la taille de la plaque circulaire sur laquelle sont disposées les tubes. Les paramètres fixés sont indiqués au dessus de chaque figure. La diminution du pas s_T réduit fortement la résistance thermique mais au prix d'une forte augmentation des pertes de charge du système. Le pas s_L a un effet différent sur les performances. Comme pour le pas s_T, il améliore les performances thermique quand il diminue

mais conserve des pertes de charge similaires. C'est donc un levier intéressant pour optimiser le condenseur.

Un autre levier intéressant est le diamètre extérieur qui a un impact similaire à celui du pas s_T. La diminution du diamètre extérieur entraîne une amélioration des performances thermiques avec cependant une augmentation des pertes de charge, mais relativement plus faible que le pas s_T. Pour une surface d'évaporateur identique, le nombre de tubes varie forcément lorsqu'un autre paramètre change. Ce nombre est important car il fait varier la surface d'échange, qui détermine le flux évacué. Il est le paramètre le plus influent sur la résistance thermique, sans être trop pénalisant sur les pertes de charge.

Pour améliorer les performances thermiques du condenseur, le principal paramètre à modifier est le pas s_L qui permet de réduire la résistance thermique du condenseur en limitant l'impact sur les pertes de charges. Sur la figure 3, on observe bien que les solutions qui apportent une faible résistance thermique et des faibles pertes de charge sont les solutions avec un pas s_L petit, un pas s_T intermédiaire, un diamètre des tubes petit et condenseur de grande taille.

4. Conclusions

Un modèle thermo-aéraulique permettant de dimensionner et d'optimiser la géométrie d'un condenseur à ailettes creuses a été développé. De multiples configurations ont été comparées afin de sélectionner celles qui présentent le meilleur compromis performances thermiques / pertes de pression. Des graphiques présentant l'impact de chaque paramètre permettent de déterminer les meilleures solutions de dimensionnement des condenseurs. Si le transfert thermique est privilégié, le condenseur doit comporter de nombreux petits tubes resserrés. Cependant, cela génère de grandes pertes de charge. Au contraire, si les pertes de charge sont un point important, le condenseur doit être constitué de gros tubes espacés et en faible quantité. Dans ce cas, les pertes de charge sont très faibles, mais la résistance thermique est grande et limite donc la densité de flux thermique évacuée.

Une analyse de sensibilité plus précise pourrait être menée pour améliorer les conclusions ainsi qu'un approfondissement du modèle. Les corrélations utilisées ont été déterminées à partir de batteries de tubes de forme rectangulaire et non circulaire, ce qui impacte les résultats précédents. Des essais avec des condenseurs à ailettes creuses sont prévus pour déterminer la validité de ce modèle et le cas échéant, déterminer des nouvelles corrélations pour des batteries de tubes circulaires.

Références

[1] E. Bérut, Contribution à la compréhension des phénomènes de condensation siégeant au sein d'une chambre de vapeur à ailettes creuses intégrées. Thèse de doctorat, 278 pages, Université de Lyon, 2021.

[2] A. Zukauskas, Heat transfer from tubes in crossflow, In Advances in heat Transfer, Vol. 18, pp. 139-148. 1987.

[3] J.P. Holmann, 2010, "Heat Transfer", 10th Edition, McGraw-Hill, pp. 305.

[4] Discussion: "Heat Transfer and Flow Resistance in Cross Flow of Gases Over Tube Banks" (Pierson, O. L., Huge, E. C., and Grimison, E. D., 1937, Trans. ASME, 59, pp. 563–594)

[5] P. Ngatchou, A. Zarei and A. El-Sharkawi, "Pareto Multi Objective Optimization," *Proceedings of the 13th International Conference on, Intelligent Systems Application to Power Systems*, Arlington, VA, USA, 2005, pp. 84-91, doi: 10.1109/ISAP.2005.1599245

Étude expérimentale et numérique de la fusion contrainte d'un matériau à changement de phase (MCP) métallique

Experimental and numerical study of constrained melting of metallic phase change material (PCM)

Judy ROSSO[1,3], Simon LI[2], Remi SANSON[1], Frederic TOPIN[3,4], Grégory LARGILLER[1*]

[1]Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, Thermal Storage Laboratory 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble Cedex 9, France
[2] CEA-Cadarache, 13108 Saint-Paul-lez-Durance 13
[3]Aix Marseille Université, CNRS IUSTI, Marseille, France
[4] LAPLACE, UMR CNRS-INP-UPS 5213, University of Toulouse, France
[*](Corresponding author: gregory.largiller@cea.fr)

Résumé - La prochaine génération de réacteurs nucléaires nécessite le développement de technologies innovantes notamment dans le domaine de la sureté. L'une des technologies proposée serait constituée d'un système passif mettant à profit la chaleur latente d'un matériau à changement de phase (MCP) métallique afin d'évacuer la chaleur du réacteur en cas d'incident. Cette étude vise à identifier et caractériser les mécanismes opérants lors de la fusion de l'alliage Zamak (Zn-Al4%) à l'intérieur d'une boîte en acier inoxydable (SS430) fermée et de les modéliser afin de permettre d'établir des règles de dimensionnement. A travers différentes caractérisations à l'échelle laboratoire, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la couche d'oxyde native sur le mouillage du MCP liquide contre l'acier inoxydable. La suite des travaux portera sur l'étude indirecte des mécanismes identifiés dans une boite en SS430 fermée via l'utilisation de l'imagerie IR.

Abstract – The demands for an improved safety for the next generation of nuclear reactors has brought the development of innovative technologies. One of this innovation is the design of a passive modular storage for the decay heat employing a metallic PCM as a heat sink. This study is focused on the experimental and numerical investigation of the melting of Zamak (Zn-Al4%) alloy inside a stainless steel (SS430) closed box. By different experimental technics, the aim is to identify and characterize the interaction mechanisms between materials to develop a numerical model to propose design rules. From lab scale experiments, we demonstrated the impact of the native oxide layer on the wetting behavior of Zamak on SS430. The next step will consist of an indirect study of the identified mechanisms in a closed SS430 box helped by IR imaging.

1. Introduction

The safety of nuclear reactors has been highlighted as a key factor to consider in the design process of the next generation of reactors [1]. This aspect has driven the research of innovative elements to fulfill the more demanding safety requirements. During the design of the loop-type ATRIUM reactor, a Sodium-cooled Fast Reactor (SFR), some innovative safety features are introduced. In order to maximize the compactness of the system a phase change material (PCM) could be used as a heat sink. The proposed solution is made of a modular heat storage unit, to

obtain a better distribution of the heat and a flexible design (see Figure 1). In this new configuration, multiple steel boxes containing the PCM are stacked one on top of the other and organized in rows around the tubes containing the thermal fluid coming from the primary vessel. In the industrial configuration, each box is quasicubic with a side length of about 60 cm and contains a block of PCM in an inert atmosphere, the heat thermal fluid (NaK) passes through the storage by a rounded shape at the corner of the insulated boxes [2]. The PCM material has to fulfill some specific requirements: high volumetric energy storage density, high thermal conductivity and melting point within the working temperatures; additionally, it must be easy to manage and be readily available. The final choice of PCM was the commercial alloy named Zamak 3 (originally from German *Zink Aluminium Magnesium Kupfer,* as some alloys contain copper), a Zinc-Aluminum alloy (4%wt Al), that presents the thermal properties in good agreement with the requirement for the application. Its compatibility with the steel selected for the unit boxes (SS430) and their interaction during working conditions have to be further analyzed.

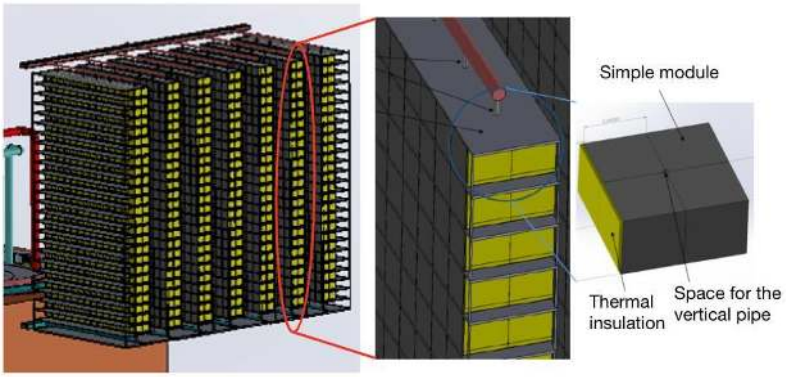


Figure 1 *: Schematic Decay Heat Removal System*

The objective of the study is to obtain a thermal model capable of describing the enclosed system. The investigation is lead at laboratory scale with the characterization of properties of the materials, their physical and chemical interactions to help to develop a thermal model based on STAR CCM+ software. The complexity and size of the industrial elementary unit calls for the simplification and downscaling of the experimental setups developed in this study. Once validated, numerical model could be applied to more complex geometries.

2. Methodology

The mechanical interactions that could occur between the materials are very complex as they should consider linear elasticity, plasticity, then viscoplasticity. For the sake of simplicity, these mechanisms will be not taken into account, thus the distance between the ingot of Zamak and the internal walls of the SS430 takes only into account the thermal expansion of the two materials. The volume between the Zamak and the internal walls of the SS430 box is filled with an inert gas.

While heating, the chemical interaction between Zamak and SS430 could produce oxidation-reduction reaction, corrosion as well as the formation of new interface materials. These reactions may modify the energy of the system (exo and endo mechanisms) as well as the molten PCM shape and its behavior on SS430, thus the thermal model. To investigate these effects, we lead two parallel studies: one dealing with the material science aspect with thermochemistry investigation helped by DSC (differential scanning calorimetry), STA (simultaneous thermal analysis), X-Ray diffraction, SEM (scanning electron microscopy) analyses and wetting characterization.

This information feeds the thermal simulation to model the thermal behavior of the system. The second study is dedicated to the validation of the model with a larger scale experiment with what we called an elementary unit box.

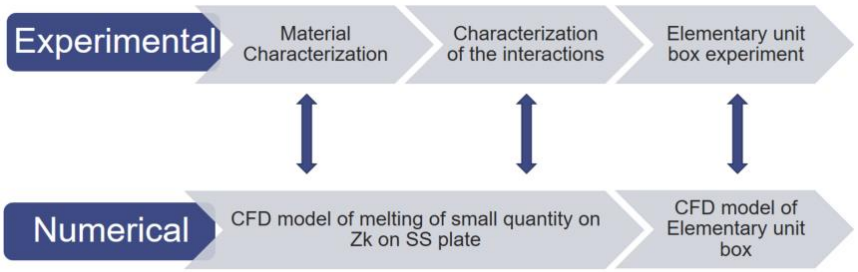


Figure 2: *Flow chart of the different steps conducted in the study*

3. Materials and experiments

3.1. Materials

Zamak (Al-Al4%wt) was provided by *Roger Fonderie-FR* in ingot shape, stainless steel 430 was provided by *Stainless Früchtl Gmbh-DE*. For the experimental parts, materials are tooled and shaped to the desired dimensions. Materials densities are 6600 $kg.m^{-3}$ [3] and 7700 $kg.m^{-3}$ [4] for Zamak and SS430 respectively at 20°C. The thermal conductivity taken for the study were taken to 113 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [3] for Zamak and 25 $W.m^{-1}.K^{-1}$ for SS430 still at 20°C [4].

3.2. Laboratory characterization

Intrinsic properties of the materials are measured with the help of DSC (differential scanning calorimetry-C80 Kep Techologies), STA (449-F3 Jupiter Netzsch- coupled TGA and DSC), TMA (thermomechanical analysis-402 F1 Netzsch).

A laboratory experimental setup was developed to investigate the wetting behavior of Zamak on SS430. The setup consists in a tubular furnace (Nabertherm RS 120/1000/11) inside of which small samples of 10 mm edges cube of Zamak are placed on SS430 plates. The temperature inside the furnace is brought over the melting temperature at 450°C (heating rate of 7°C.min^{-1}, free cooling, under N_2) of the PCM and the spreading behavior is recorded with a camera and appropriate lighting, as shown in Figure 3. For some experiments, Zamak surface was cleaned with 37% HCl to remove its surface oxide. Similar tests on the interaction of a liquid with a solid substrate following a change of phase solid to liquid are presented in literature [5] [6] [7], they show the possibility of using real-time imaging of the melting of the sample to quantify the spreading behavior.

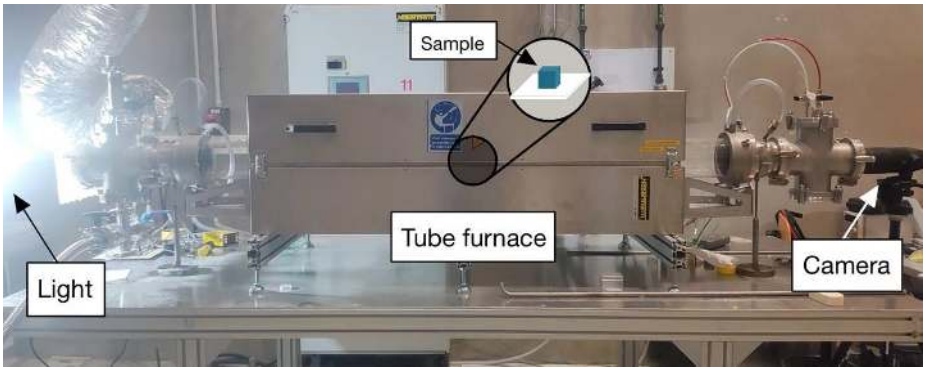


Figure 3: *Experimental setup with tube furnace*

3.3. Numerical models

The melting-solidification modules of the commercial code STAR-CCM+ was utilized for solving the governing flow and heat transfer equations [8]. The Volume Of Fluid (VOF) multiphase method is used to reconstruct the interface between the solid and liquid phase of the PCM adopting an Eulerian fixed grid [9]. The interface is not tracked explicitly by the model, which uses an enthalpy formulation to determine the distribution of the solidified portion of the liquid-solid phase. Each mesh cell is characterized by a value of the solid volume fraction. To prevent all flows in the solid state, the optional melting-solidification flow stop model is activated; this functionality stops the flow when the value of the solid fraction in a cell is 1. This way the momentum equations are solved only in the cells that started undergoing phase change. The software requires specific parameters to define the themophysical properties of the components. The SS430 is modeled as a solid and thus is characterized by the values of density, specific heat and thermal conductivity. The Zamak, that undergoes the solid-liquid phase change, is modeled as a liquid in the multiphase module and it requires additional parameters: the solidus and liquidus temperature, the latent heat of fusion and, once melted, the dynamic viscosity. To complement the Zamak in the multiphase volume and observe an interface with the surrounding atmosphere, an ideal gas is included in the model. A phase interaction is introduced, which calls for the definition of a value for the surface tension at the liquid-gas interface and for the contact angle at the triple line, where both fluids are in contact with the wall. Similarly to what has been done by Pater *et al.* [10], the complexity of the model is added gradually.

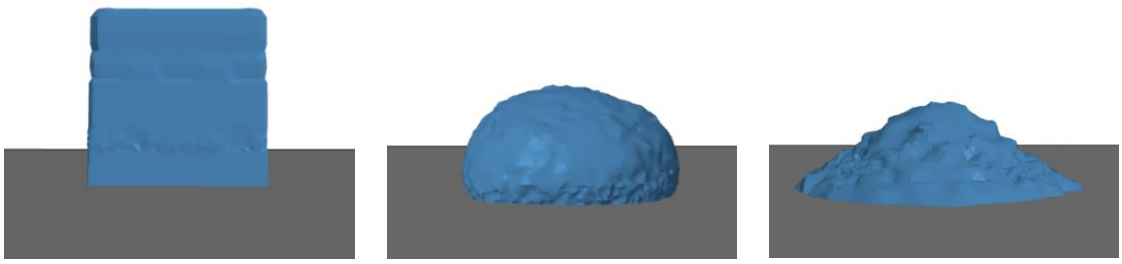
4. Results and discussion

Thermal characterization on the materials as received shows a mean coefficient of linear thermal expansion (CLTE) of 33 10^{-6} K^{-1} and 10.2 10^{-6} K^{-1} for Zamak and SS430 respectively between 20°C and 275°C. The mean measured Cps are of 450 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ for Zamak before melting and 490 $J.kg^{-1}.K^{-1}$ for SS430 respectively. On the TMA and DSC thermograms the solid to solid eutectoïd phase change are recorded as a change of CLTE at 277°C with an enthalpy of transformation of 6.55 $kJ.kg^{-1}$. The latent heat assimilated to the first liquid formation ($\eta+\beta \rightarrow L+\beta$) at 381°C is recorded at -148 $kJ.kg^{-1}$. All those values are in good agreement with literature values [11].

The phase change modelling capabilities of the commercial software STAR-CCM+ are first utilized to develop a model for the melting of a sample of Zamak on a stainless steel plate. To compare with the tubular furnace experiment, a cube of 10 mm edges of Zamak is modeled. An ad hoc heat flux is defined and imposed on the surface of the Zamak phase to represent the radiative heat transfer occurring inside a furnace, the value is to be further tuned to ensure it matches the heat flux that characterize the experiments. As we work using the VOF framework, the Zamak surface is not directly accessible in the software environment and the heat flux ($W.m^{-2}$) is modeled as a heat source Q ($W.m^{-3}$) and imposed in the volume cells containing the interface. The procedure is divided in two steps: a) identification of the cells containing the interface from the volume fraction field and determination of the surface area they contain; b) calculation of the heat flux, here a simple linearization of radiative heat exchange with the oven wall. Note that this method allow the simultaneous conjugate heat transfer between Zamak and inert gas.

As a first approach, the density of the PCM is kept constant and the influence of gravity is discarded. The values of the properties of the Zamak and the SS430 required by the model, as presented in section 3.3 are taken from literature and reported in Table 1. The value for the

contact angle, that describes the spreading behavior of the molten Zamak, is one of the representative parameters of interest for the materials interaction. The effect of the modification of the value of this parameter is shown in Figure 4.



(a) (b) (c)

Figure 4: *STAR-CCM+ simulation of PCM melting with different contact angles: (a) initial state, (b) Contact angle: 120°, (c) contact angle: 40°*

	ρ	c_p	κ	T_s-T_l	H_f	μ*	γ*
	kg.m^{-3}	J.kg^{-1}.K^{-1}	W.m^{-1}.K^{-1}	°C	kJ.kg^{-1}	Pa.s	N.m^{-1}
Zamak	6600	419	113	381-387	110	2.65.10^{-3}	0.758
SS430	7700	460	25	-	-	-	-

Table 1: *Properties of Zamak* [11] *and SS430* [4] *@20°C. *Value taken for Zinc* [12]

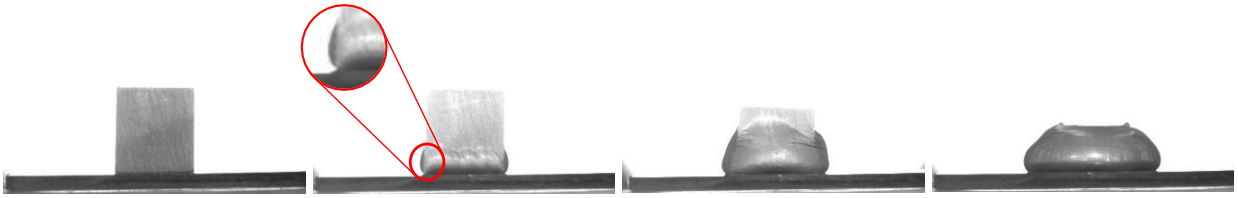
Figure 5 shows the experimental results of the melting, when Zamak is not cleaned with HCl, the molten Zamak, once solidified demonstrates no adhesion on the stainless steel plate and the original shape of the sample is still partially recognizable. This phenomenon is attributed to the native oxide layer that forms on the surface of the Zinc-Aluminum alloy when exposed to oxidative atmospheric conditions [13]. This layer acts as an outer shell during the melting process and later as a diffusion barrier preventing from liquid to solid chemical interactions. When the shell dynamically breaks or is chemically removed (see Figure 5), the evolution of the interaction is vastly different. The molten PCM spreads on the SS430 plate with high chemical adhesion.

(a) (b)

Figure 5: *Experimental results for melting of Zamak on SS plate. (a) Zamak on SS430 before heating, (b) after eat treatment at 450°C, left half without surface HCl cleaning, right half with HCl surface cleaning*

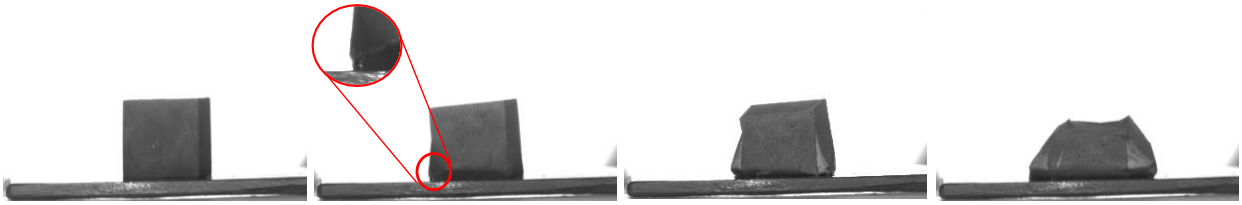
The influence of this surface layer on the dynamics of phase change can be observed in the sequence of images reported in Figure 6 and Figure 7, where the melting process inside the

furnace for, respectively, raw Zamak and Zamak with a chemically-treated surface is recorded. For the former specimen, it is clearly visible the deformation of the outer layer to allow the displacement of the molten alloy inside. As highlighted in image b of both sequences, at the onset of melting, the molten metal on the inside concentrates at the bottom of the samples, creating a visible protrusion. The evolution of the surface behavior then changes for the two cases. When the surface of Zamak is chemically treated to remove the oxide layer (Figure 7), the edges are subjected to opening due to stress concentration (see images c and d). Whereas, for raw Zamak the corner deforms, as emphasized by the presence of creasing, and homogeneous fissuring is observable on the surface. This two experiments show the influence that the characteristics of the surface have on the dynamics of melting.



(a) Room temperature (b) Melting temperature (c) Above melting T (d) At 450°C

Figure 6: *Melting of raw Zamak on SS, front view. Sequence of images*



(a) Room temperature (b) Melting temperature (c) Above melting T (d) At 450°C

Figure 7: *Melting of Zamak cleaned with HCl, angled view. Sequence of images*

Additionally, these experiments highlight both the affinity of the materials and the possible drastic change in behavior with the upscale of the size of Zamak. By upscaling to the size of the Zabox setup, the surface to volume ratio decreases by 94%, the internal pressure of the liquid on the surface oxide layer may lead to its failure and trigger chemical interactions. Therefore, it is foreseeable that the affinity observed in the test where the surface of Zamak is chemically treated is more representative of the interactions that would characterize the tests in the Zabox setup. The oxide crust on the surface of Zamak, with the same thickness and mechanical properties than the one present at the small scale, will have to withstand an increase of the internal pressure due to the increase in size. The break of the crust will result in the direct interaction of the molten bulk with the material of the plate. At the time of writing, a contact angle of 120° seems to be representative of the melting behavior of Zamak even it doesn't consider the adhesive aspect. Indeed, the consequences of this crust breaking on the industrial thermal model are not easy to predict and require more experiment investigations for the model development.

5. Conclusions and Prospective

Laboratory experiments and numerical methodology employed for the study have been presented, as well as the preliminary results obtained.

According to the PCM chemical surface, the interactions and spreading of PCM on the SS430 change. The numerical model will have to consider this aspect to simulate a closed box as the experimental results introduce an expected non-linearity. It seems that the outside PCM layer may acts as a diffusion barrier and influence the thermomechanical as well as the chemical

behavior of the system at larger scale, which would modify the thermal model. Therefore, the tuning of the parameters of the simulation with experimental feedback is necessary to accurately describe the evolution of the thermophysical behavior of an industrial representative closed box.

The problem of constrained melting of a metallic PCM inside an opaque stainless steel box requires the development of an experimental bench described hereafter. It will provide additional information on the behavior of the system at a larger scale and will later allow for the validation of the corresponding model. For better understanding, two possible scenarios of the melting of Zamak in the SS430 closed box are depicted in Figure 8, which underline the importance of an experimental campaign for the model development.

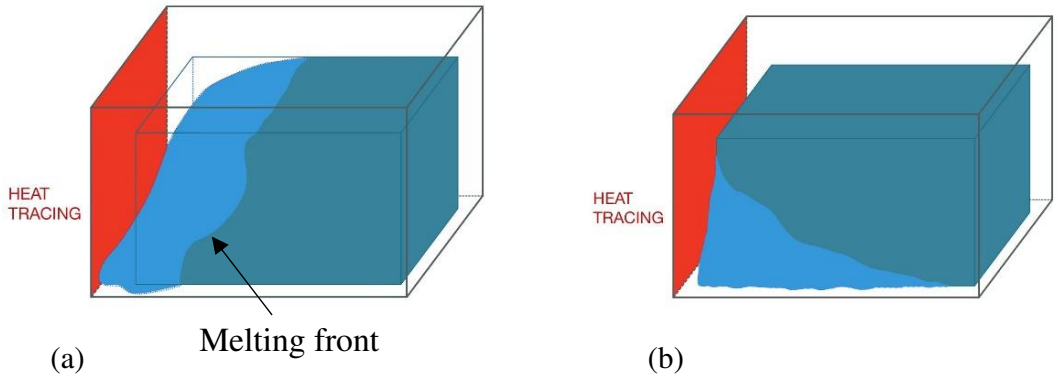


Figure 8: *Schematic of possible melting scenario of the experimental box (a) melting by heating side (b) melting by the bottom*

The experimental setup named “ZABOX” being characterized for operation consists in a simplified geometry of the industrial design (15x15x25 cm). The box is heated on one side with an electrical heater and an air flux is imposed on the outer walls with fans in order to allow the quantification of forced convection. The temperature of the outer surface of the box in mapped using type K thermocouples and infrared imaging (FLIR 655sc 25°) thanks to two aluminum mirrors (see Figure 9). Once the objective of the study of confirming the model’s ability to simulate the proposed closed box is reached, the resulting model could be applied to more complex geometries closer to ones of the industrial design.

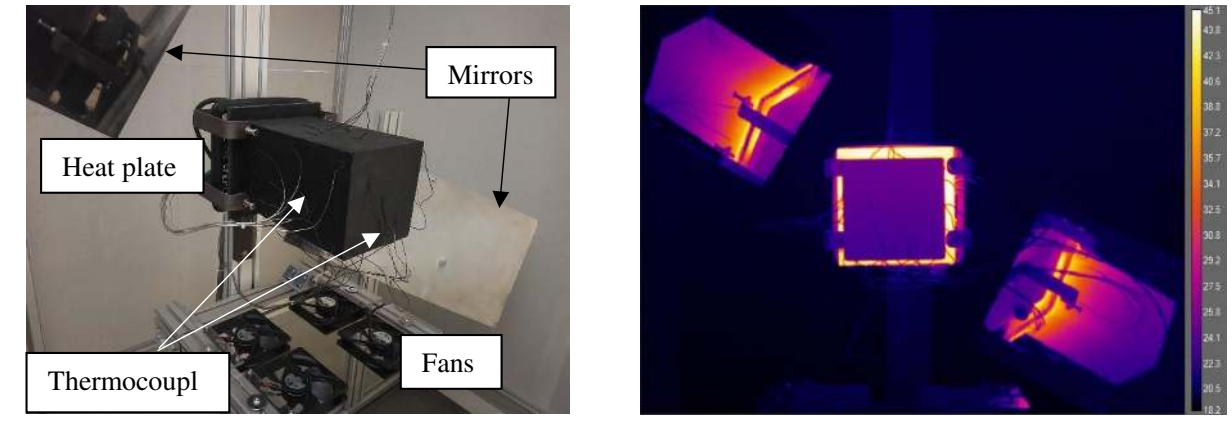


Figure 9: *Experimental box ZABOX setup under characterization (a) picture of the setup up close, (b) IR image of the front side and the IR reflection on the mirror*

References

[1] J. E. Kelly, "Generation IV International Forum: A decade of progress through international cooperation," *Prog. Nucl. Energy*, vol. 77, pp. 240–246, 2014, doi: 10.1016/j.pnucene.2014.02.010.

[2] A. Pantano, L. Brissonneau, and J. Pouvreau, "Liquid Metal Cooled Nuclear Reactor Incorporating a Fully Passive Decay Heat Removal (DHR) System with a Modular Cold Source," Pub. No.:US 2023/0106712 Al, 2023

[3] Xometry, "Zamak 3- Data sheet." p. 71098. [Online]. Available: https://xometry.pro/wp-content/uploads/2023/09/Zamak-3.pdf

[4] thyssenkrupp Material Services, "Material Data Sheet- Ferritic corrosion resisting steel." pp. 1–4.[Online].Available:https://d2zo35mdb530wx.cloudfront.net/_legacy/UCPthyssenkruppBAMXUK/assets.files/material-data-sheets/stainless-steel/stainless-steel-1.4016-430.pdf

[5] D. Dzivy and A. Pietrikova, "Real-time contact angle's measurement of molten solder balls in laboratory conditions," *Microelectron. Int.*, vol. 39, no. 3, pp. 132–138, 2022, doi: 10.1108/MI-12-2021-0122.

[6] G. Liu, Y. Li, W. Long, X. Hu, J. Cao, and M. Yan, "Wetting kinetics and spreading phenomena of the precursor film and bulk liquid in the AgCuTi/TC4 system," *J. Alloys Compd.*, vol. 802, pp. 345–354, 2019, doi: 10.1016/j.jallcom.2019.06.168.

[7] C. Gonçalves *et al.*, "Wetting behaviour of SAC305 solder on different substrates in high vacuum and inert atmosphere," *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 26, no. 7, pp. 5106–5112, 2015, doi: 10.1007/s10854-015-3037-9.

[8] Siemens, "Simcenter STAR-CCM+ User Guide." [Online]. Available: file:///C:/Program Files/Siemens/18.06.006/STAR-CCM+18.06.006/doc/en/online/STARCCMP/index.html

[9] C. W. Hirt and B. D. Nichols, "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *J. Comput. Phys.*, vol. 39, no. 1, pp. 201–225, 1981, doi: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.

[10] M. Pater, B. Kaaks, B. Lauritzen, and D. Lathouwers, "A numerical benchmark for modelling phase change in molten salt reactors," *Ann. Nucl. Energy*, vol. 194, no. August, 2023, doi: 10.1016/j.anucene.2023.110093.

[11] The materials Information Company, *ASM Handbook Vol. 2 Properties and Selection: Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials*.

[12] J. Qiao, L. Zhang, X. Hui, and J. Lin, "Kinetic and thermodynamic properties of liquid zinc: An ab initio molecular dynamics study," *Comput. Mater. Sci.*, vol. 141, pp. 180–184, 2018, doi: 10.1016/j.commatsci.2017.09.034.

[13] Y. Chen, P. Schneider, and A. Erbe, "Investigation of native oxide growth on zinc in different atmospheres by spectroscopic ellipsometry," *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 209, no. 5, pp. 846–853, 2012, doi: 10.1002/pssa.201100542.

Contrôle des conditions de mise en forme d'une pièce composite à matrice thermodurcissable de très forte épaisseur

Rita MOUSSALLEM[1*], **Jean-Luc BAILLEUL**[1], **Vincent SOBOTKA**[1]

[1]Nantes Université - UMR CNRS 6607 - Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes - Rue Christian Pauc - 44300 Nantes Cedex 3

Résumé - L'objectif visé par ce travail est de contrôler les conditions de mise en forme d'un matériau composite à matrice thermodurcissable de forte épaisseur, au delà de 100 mm, afin d'assurer une qualité maximale à la pièce réalisée. Un modèle numérique capable de simuler la réponse thermique d'un polymère thermodurcissable durant sa réticulation est alors établie. Un algorithme déterministe est adopté afin d'estimer l'évolution des conditions aux limites permettant de maîtriser l'avancement de la réaction durant le cycle de cuisson.

Nomenclature

T	Température, K	CTE	Coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
U	Consigne de température, K	CCS	Coefficient de retrait chimique
$\overline{U}$	Valeur moyenne de la consigne de température, K	*Symboles grecs*	
e	Épaisseur de la pièce composite, m	α	Degré d'avancement
c_p	Chaleur spécifique, $\mathrm{J/(kg.K)}$	α_d	Degré d'avancement cible
ΔH	Enthalpie de réticulation, $\mathrm{J/kg}$	λ	Conductivité thermique, $\mathrm{W/(m.K)}$
V	Volume, m^3	*Indices et exposants*	
		V	Volumique

1. Introduction

Les matériaux composites ne cessent de prendre une place croissante au sein des pièces structurelles en raison de leur légèreté et de leurs hautes propriétés mécaniques spécifiques. La nécessité de développer des pièces de très fortes épaisseurs se fait ressentir dans de nombreux domaines, tels que les secteurs militaire, maritime et des structures civiles. L'utilisation de matériaux composites de grandes épaisseurs dépend principalement de leur mise en œuvre réussie pour obtenir des pièces de bonne qualité et à coût maîtrisé. Néanmoins, les procédés de mise en forme des matériaux composites de forte épaisseur ne sont pas encore bien maîtrisés. En effet, durant la réticulation d'une résine thermodurcissable, la thermique et la chimie sont fortement couplées par la thermodépendance de la réaction chimique et sa forte exothermie. Une contrainte est donc liée au contrôle et à l'évacuation de la chaleur dans un matériau thermiquement isolant.

Des études précédentes ont porté sur l'optimisation des cycles de cuisson des composites à matrice thermodurcissable de différentes épaisseurs. Bailleul [1] a développé une méthode d'optimisation des cycles de cuisson visant à atteindre un degré d'avancement de la réticulation prédéfini et homogène sur toute l'épaisseur d'une pièce composite. Les épaisseurs des pièces qu'il avait considérées étaient comprises entre 5 mm et 20 mm. Cette méthode a été par la suite validée expérimentalement à l'aide d'un banc d'essai permettant de programmer les cycles de chauffage et de refroidissement. Oh $et\ al.$ [2] ont étudié la cuisson d'un composite à base de

résine époxy et de fibres de verre, d'une épaisseur de 20 mm, en utilisant un modèle tridimensionnel en éléments finis. Le cycle de cuisson ainsi optimisé comprend des phases alternées de refroidissement et de chauffage afin d'éviter de dépasser un seuil de température. D'autre part, de nombreuses études ont visé à développer des modèles numériques permettant de simuler l'évolution de la température et du degré d'avancement de la réaction de réticulation de pièces composites de fortes épaisseurs [3] [4] [5]. Guo $et\ al.$ [6] ont modélisé numériquement la cuisson d'un composite de 20 mm d'épaisseur en autoclave sous vide et ont comparé les résultats obtenus à des mesures expérimentales.

La problématique de cette étude réside dans la maîtrise de la cinétique de dégagement de chaleur lors de l'élaboration de pièces épaisses. Le risque de formation de points chauds importants à l'intérieur du matériau est lié aux fortes exothermicités générées par la réaction de réticulation de la résine. Dans le cas où l'épaisseur des pièces est de quelques centimètres, l'exothermicité est plus élevée, entraînant un champ de température non homogène dans le matériau. Dans ce contexte, le but de cette étude est de définir des conditions aux limites permettant d'atteindre un degré d'avancement prédéterminé de la réaction de réticulation et aussi uniforme que possible dans l'épaisseur du composite. Un modèle numérique basé sur la méthode des différences finies est développé pour simuler la réponse thermique d'un composite à matrice thermodurcissable durant le cycle de cuisson. Une étude de sensibilité est également menée afin d'évaluer l'impact des conditions aux limites sur l'avancement de la réaction de réticulation. Un algorithme d'optimisation déterministe est adopté afin d'identifier les cycles de cuisson qui évitent la détérioration des pièces épaisses durant leur mise en forme. Une première application de la méthode numérique est réalisée sur une pièce composite d'une épaisseur de 10 mm.

2. Modèle numérique

Un modèle numérique en différences finies apte à simuler la réponse thermique d'un composite à matrice thermodurcissable est développé. L'équation de chaleur est couplée au flux de chaleur exothermique dégagé durant la réaction de réticulation. Le problème de conduction unidirectionnel est discrétisé à partir d'un schéma de Crank-Nicholson qui est semi-implicite dans le temps et numériquement stable. Les deux équations modélisant le problème thermique sont les suivantes :

$$\rho(\alpha,T)C_p(\alpha,T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\left(\alpha,t\right)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \rho(\alpha,T)\Delta H\frac{\partial \alpha}{\partial t} \quad \forall x \in]0;e[\ \ \forall t>0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = K(T)\times G(\alpha) \quad \forall x \in [0;e]\ \ \forall t>0 \tag{2}$$

avec ΔH l'enthalpie de réaction [J/kg], $K(T)\ [s^{-1}]$ une fonction qui suit une loi de type Arrhénius de la forme : $K(T) = k_{réf}\times e^{[-A.(\frac{T_{réf}}{T}-1)]}$ et $G(\alpha)$ un polynôme de degré sept : $G(\alpha) = \sum_{i=0}^{7} a_i.\alpha^i$. La cinétique de réticulation de la résine époxy a été précédemment caractérisée dans les travaux de Bailleul [1] et est implémentée dans le modèle numérique afin de modéliser l'avancement de la transformation de la matière. Un temps d'inhibition de la réaction chimique, qui dépend de l'histoire thermique de la pièce, est également pris en compte.

Les conditions aux limites de type Dirichlet considérant les évolutions de température imposées sur les deux surfaces inférieure et supérieure de l'échantillon sont écrites sous la forme suivante :

$$T(x=0,t) = T_1(t)\ \ \forall t>0 \tag{3}$$

$$T(x=e,t) = T_2(t)\ \ \forall t>0 \tag{4}$$

Les conditions initiales du problème thermique sont les suivantes :

$$T(x, t = 0) = T_{Initiale} \quad \forall x \in [0; e] \tag{5}$$

$$\alpha(x, t = 0) = 0 \quad \forall x \in [0; e] \tag{6}$$

Il est noté que la variation volumétrique de la résine due aux effets thermiques et aux retraits chimiques est décrite par la formule suivante :

$$\frac{\Delta V}{V_0} = CTE_V \times \Delta T + CCS_V \times \Delta\alpha \tag{7}$$

Où $\frac{\Delta V}{V_0}$ représente la déformation volumique de la résine, CTE_V est le coefficient d'expansion thermique de la résine époxy $[K^{-1}]$ et CCS_V son coefficient volumétrique correspondant au retrait chimique lors de la réaction [7]. Les évolutions de la température et du degré d'avancement de la réaction sont alors obtenues à différentes positions dans l'épaisseur.

Les Figures 1 et 2 représentent un exemple des évolutions de température et du degré d'avancement de la réaction de réticulation dans le cas où le matériau composite est chauffé sous une vitesse de 10 $°C/min$ jusqu'à une température de 140 °C et maintenu à cette température jusqu'à la fin de la réaction. Les nœuds représentent les points de calcul uniformément distribués dans l'épaisseur de la matière.

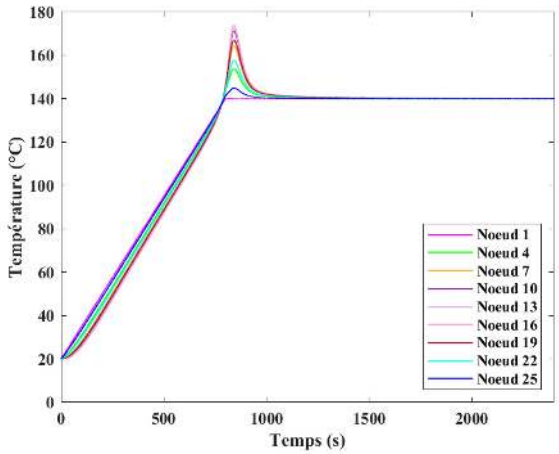


Figure 1 : *Évolution de la température à différentes positions dans l'épaisseur*

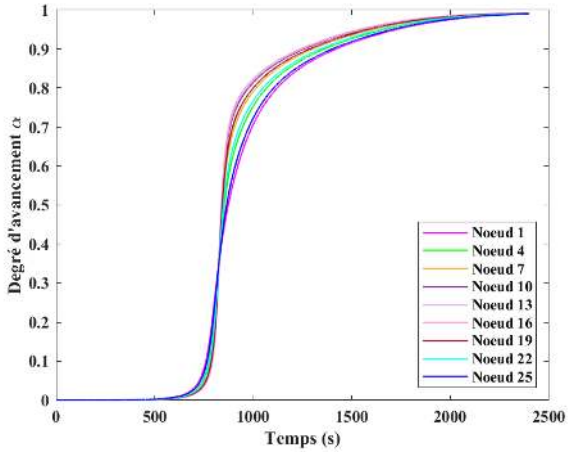


Figure 2 : *Évolution du degré d'avancement de la réticulation à différentes positions dans l'épaisseur*

3. Sensibilité de la réaction de réticulation aux conditions aux limites imposées

La réticulation des polymères thermodurcissables, définie par la formation d'un réseau tridimensionnel, est réalisée sous l'action de la chaleur selon un cycle thermique défini. Les conditions aux limites imposées ont alors un impact primordial sur l'avancement de la réaction de réticulation ainsi que sur le dégagement de la source thermique libérée. Il est ici envisagé d'observer la sensibilité de l'avancement de la réaction aux conditions aux limites pour différentes épaisseurs de la pièce de composite. Dans ce contexte, le cycle de cuisson consiste à chauffer la matière depuis la température ambiante jusqu'à une température prédéfinie, sous une vitesse

de chauffe constante. L'échantillon est ensuite maintenu à cette température pendant une durée déterminée afin que la réticulation soit complète. La sensibilité réduite de la réaction au cœur du matériau composite, aux conditions limites, est alors calculée par rapport à la vitesse de chauffe en faisant varier la température du plateau ainsi que l'épaisseur de l'échantillon. La sensibilité réduite consiste à examiner l'effet d'une faible variation des vitesses de chauffe ∂V sur l'évolution du degré d'avancement de la réaction $\partial\alpha$, alors que les autres paramètres ont des valeurs constantes. Cette sensibilité est alors calculée à partir de la formule suivante :

$$S^*(V,t) = \frac{\partial \alpha}{\partial V} \times V \tag{8}$$

On représente sur la Figure 3 les sensibilités réduites calculées pour des niveaux de température de 100 °C et 140 °C, des épaisseurs comprises entre 10 mm et 100 mm ainsi que des vitesses de chauffe allant de 2 $°C/min$ à 10 $°C/min$.

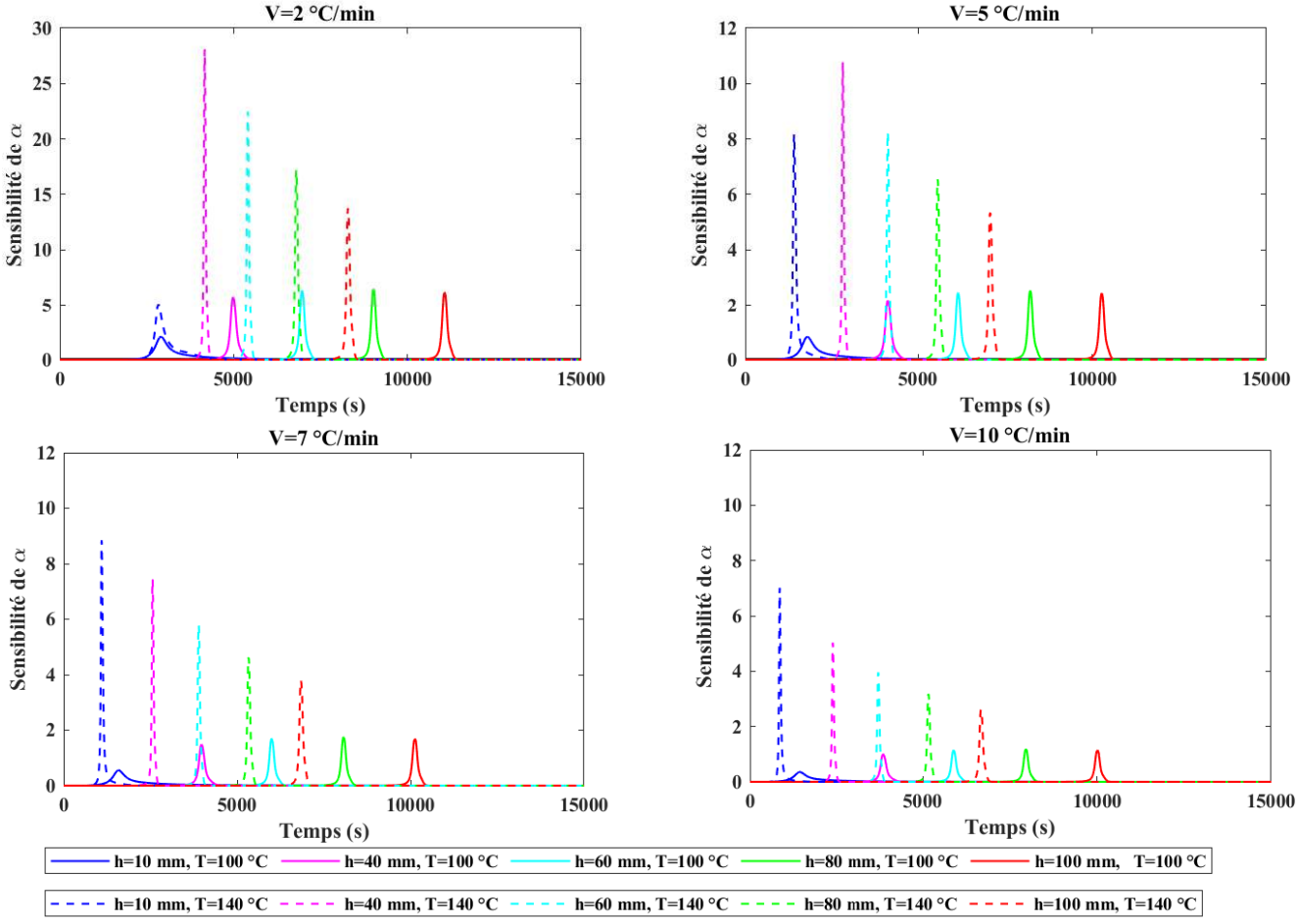


Figure 3 : *Sensibilité réduite de l'avancement de la réaction de réticulation à cœur de l'échantillon par rapport à la vitesse de chauffe pour différentes épaisseurs*

Il est observé que pour un niveau de température de 100 °C, la sensibilité de la réaction de réticulation à la vitesse de chauffe est peu dépendante de l'épaisseur de la matière. D'un autre coté, pour une température de 140 °C, la sensibilité de α à la vitesse de chauffe diminue avec l'augmentation de l'épaisseur, particulièrement pour des épaisseurs supérieures à 40 mm

quelle que soit la vitesse de chauffe. De plus, cette sensibilité diminue avec l'augmentation de la vitesse de chauffe. Cette constatation souligne le fait que de faibles vitesses de chauffe devront être adoptées pour contrôler efficacement la cuisson des pièces composites épaisses. Il est également noté que la sensibilité calculée pour un niveau de température de 140 °C est supérieure à celle obtenue à 100 °C.

Pour plus de clarté, les valeurs maximales de la sensibilité réduite, aux conditions limites, sont représentées sur la Figure 4 pour les différentes épaisseurs. On constate que ces points désignant la sensibilité maximale de la réaction à coeur de la pièce n'évoluent pas similairement en fonction de l'épaisseur pour les deux paliers de température. En effet, le pic de la sensibilité est significativement réduit pour des épaisseurs au delà de 40 mm pour une température de 140 °C alors qu'une légère augmentation est remarquée pour une température de 100 °C. Ces évolutions sont similaires pour les deux vitesses de chauffe imposées. Cette observation met en évidence l'impact des cycles de température appliqués sur l'aptitude à maîtriser l'avancement de la réticulation au cœur de la matière dépendamment de la sensibilité de cette dernière.

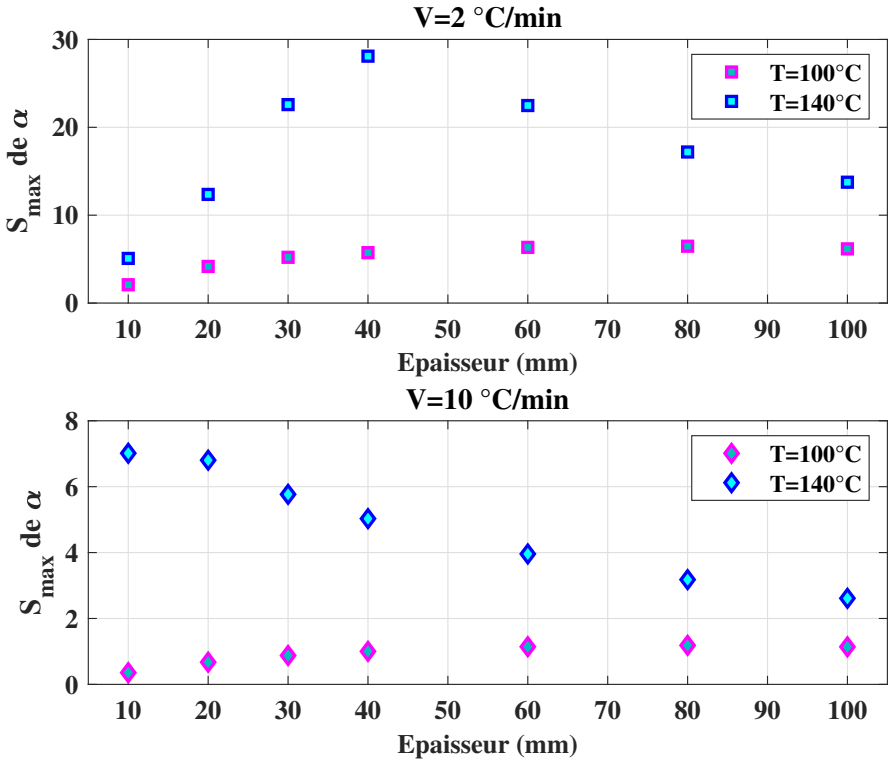


Figure 4 : *Evolution des sensibilités réduites maximales de l'avancement de la réaction de réticulation, à cœur de l'échantillon, à la vitesse de chauffe en fonction de l'épaisseur de la pièce composite*

4. Contrôle des conditions de mise en forme

Cette section est dédiée à la mise en place de la méthode de calcul destinée au contrôle de la réaction de réticulation des composites à matrice thermodurcissable. Dans la cadre de cette étude, le composite considéré est constitué d'une résine époxy renforcée par des fibres de verre. Le pourcentage massique de fibres de verre incorporées dans la matrice est de 75%. Les propriétés thermophysiques de la matière ainsi que la cinétique de transformation de la matrice sont caractérisées expérimentalement et implémentées dans le modèle numérique.

4.1. Fonction objectif

L'optimisation du problème thermique consiste à minimiser la fonction objectif représentant l'écart entre le degré d'avancement de la réaction de réticulation α calculé dans toute l'épaisseur et le degré de transformation cible α_d. De plus, la consigne déterminée doit être réalisable en pratique. Un facteur de pénalisation γ est alors introduit dans le but de stabiliser la solution. Il est noté que l'ensemble des consignes de température U constitue l'évolution des conditions aux limites imposées au bord du matériau composite durant sa cuisson. La fonction objectif est alors écrite sous la forme suivante :

$$J(U) = \frac{1}{t_f - t} \times \frac{1}{e} \sqrt{\sum_{i=t}^{i=t_f} \sum_{j=1}^{j=e} (\alpha(i,j) - \alpha_d)^2} + \gamma \times \frac{1}{n} \sqrt{\sum_{i=1}^{i=n} (U(i) - \overline{U})^2} \tag{9}$$

Où t est un instant défini du cycle de cuisson [s], t_f la fin du cycle [s], e l'épaisseur du matériau composite [m] et n le nombre de consignes de température à définir.

4.2. Algorithme d'optimisation

L'algorithme d'optimisation a pour rôle d'ajuster les valeurs des consignes de température de façon à minimiser la fonction objectif. Un algorithme adéquat pour l'optimisation du problème thermique est la méthode du point intérieur [8]. Le problème qui en dérive est résolu par la méthode de Newton. Dans le cas où le problème est non convexe, la méthode du gradient conjugué est appliquée. Le Lagrangien du problème est formulé étant donné que le problème d'optimisation est soumis à des contraintes [9] [10]. En effet, les consignes de température ne peuvent pas prendre des valeurs aléatoires. Les variations des consignes sont limitées par les vitesses maximales de chauffe et de refroidissement (liées au matériel utilisé) ainsi que par les valeurs extrêmes de température. Pour notre cas, les vitesses de variation de température doivent donc être comprises entre -10 $°C/min$ et 10 $°C/min$, tandis que les consignes varient dans un intervalle de température allant de 20 °C à 200 °C.

4.3. Optimisation des conditions de mise en forme d'une pièce de 10 mm d'épaisseur

Un premier calcul d'optimisation est réalisé pour une pièce de 10 mm d'épaisseur. Cette épaisseur est considérée pour la mise en place et la validation de la méthode numérique, avant d'être adaptée à des épaisseurs plus élevées. Le taux de réaction que l'on souhaite obtenir à la fin du cycle de cuisson est de 50%. La consigne initiale implémentée dans l'algorithme d'optimisation ainsi que les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 5.

L'évolution du degré d'avancement de la réticulation à différentes positions de l'épaisseur, pour les conditions aux limites obtenues, est représentée sur la Figure 6. Un degré d'avancement de 50% avec un écart compris entre -10% et $+5\%$ est atteint au bout de 2600 s. Au delà de cet instant, le degré d'avancement α est quasi constant et n'évolue plus. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Bailleul [1], validant ainsi la méthode numérique de contrôle établie.

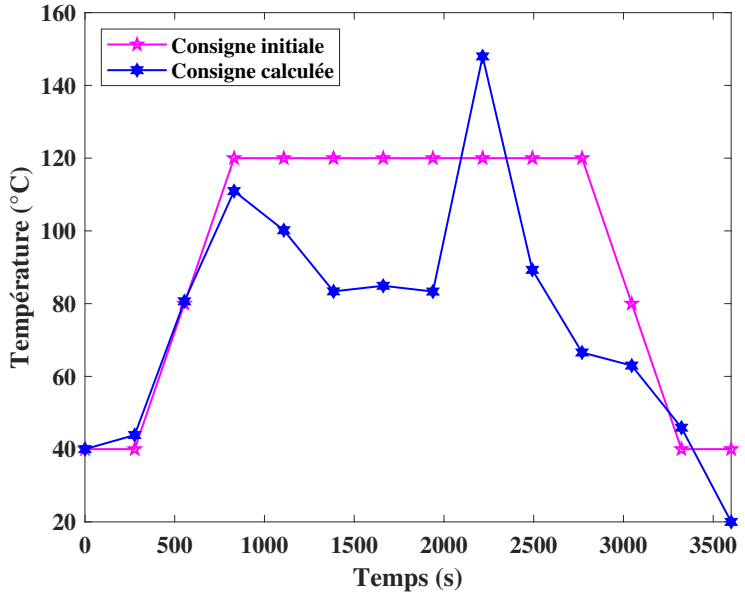


Figure 5 : *Conditions aux limites pour atteindre 50% de cuisson de la pièce*

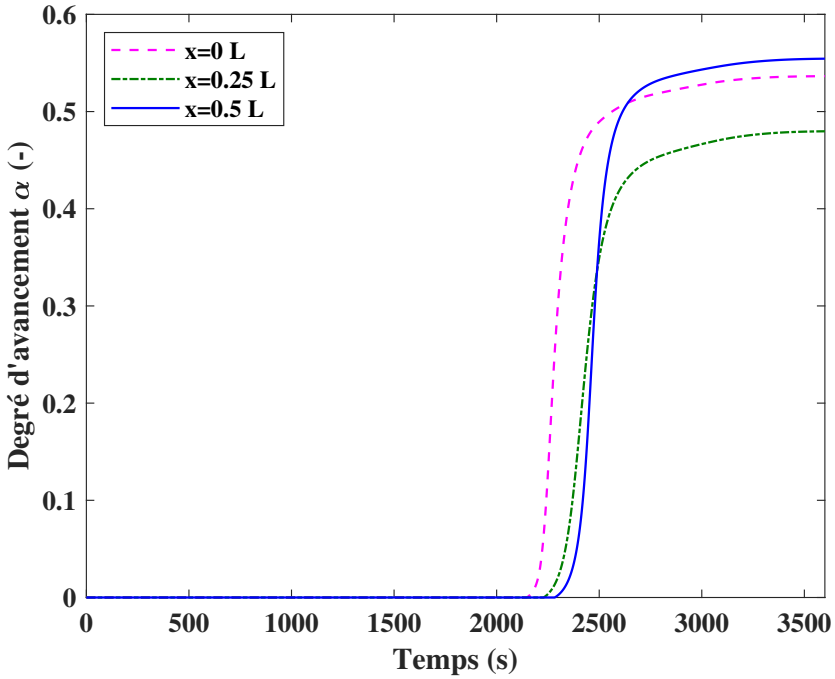


Figure 6 : *Évolution de l'avancement de la réaction de réticulation au cœur de la pièce pour les conditions aux limites calculées*

5. Conclusion

Cet article se focalise sur le contrôle des conditions aux limites durant la mise en forme des pièces composites à matrice thermodurcissable et de forte épaisseur. L'objectif principal est de

maîtriser l'avancement de la réaction de réticulation afin d'éviter la génération de contraintes résiduelles susceptibles de réduire la performance mécanique du produit. Ce contrôle assure également l'évacuation du flux thermique, réduisant ainsi les risques d'atteindre le point chaud et, par conséquent, la dégradation de la matrice. Un modèle numérique basé sur la méthode des différences finies a été développé pour simuler le comportement thermique de la matière durant un cycle de cuisson défini. Une étude de sensibilité a été réalisée et il a été observé que la sensibilité de la réticulation, au cœur de la pièce composite, aux conditions aux limites imposées diminue avec l'augmentation de l'épaisseur. Cette contrainte complexifie alors la résolution du problème thermique établi. L'algorithme du point intérieur est associé au modèle numérique afin de définir la consigne permettant d'atteindre un degré d'avancement de la réaction de réticulation prédéfini et d'obtenir un avancement homogène de la réaction dans l'épaisseur. Cette méthode numérique est testée sur une pièce composite à matrice époxy et de 10 mm d'épaisseur. L'étape suivante consiste à réaliser le même travail pour des pièces de 100 mm d'épaisseur, sachant que les gradients de température et d'avancement de la réaction sont plus élevés pour de telles épaisseurs, les vitesses de chauffe devront être limitées. Il faudra alors identifier les moyens appropriés pour homogénéiser l'avancement de la réaction dans l'épaisseur malgré les forts écarts de température engendrés durant la libération de la source thermique.

Références

[1] Jean-Luc Bailleul. *Optimisation du cycle de cuisson de pièces épaisses en matériau composite. Application à un préimprégné résine epoxyde/fibres de verre*. PhD thesis, Nantes, 1997.

[2] Je Hoon Oh and Dai Gil Lee. Cure cycle for thick glass/epoxy composite laminates. *Journal of composite materials*, 36(1) :19–45, 2002.

[3] Travis A Bogetti and John W Gillespie Jr. Two-dimensional cure simulation of thick thermosetting composites. *Journal of composite materials*, 25(3) :239–273, 1991.

[4] TE Twardowski, SE Lin, and PH Geil. Curing in thick composite laminates : experiment and simulation. *Journal of composite materials*, 27(3) :216–250, 1993.

[5] M Hojjati and SV Hoa. Curing simulation of thick thermosetting composites. *Composites Manufacturing*, 5(3) :159–169, 1994.

[6] Zhan-Sheng Guo, Shanyi Du, and Boming Zhang. Temperature distribution of thick thermoset composites. *Modelling and simulation in materials science and engineering*, 12(3) :443, 2004.

[7] Rima Sfar Zbed. *Behavior of thermoset composites during the cure : measurement of process-induced Strains, characterization and modeling of the rheological behavior*. PhD thesis, Nantes Université, 2022.

[8] Richard H Byrd, Jean Charles Gilbert, and Jorge Nocedal. A trust region method based on interior point techniques for nonlinear programming. *Mathematical programming*, 89 :149–185, 2000.

[9] Michel Minoux. *Programmation mathématique. Théorie et algorithmes*. Lavoisier, 2008.

[10] Jean Legras. *Algorithmes et programmes d'optimisation non linéaire avec contraintes : application au contrôle optimal*. Masson Paris, 1980.

Etude numérique de dimensionnement et d'optimisation d'un caloduc spatial innovant.

Numerical study for the design and optimization of an innovative space heat pipe.

Mathilde BOIS[1,2*], Simon BASSET[1], Bénédicte CHAMPEL[1], Mathieu MARIOTTO[1], Michel GRADECK[2]

[1]Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH, 38000 Grenoble, France
[2]Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France
[*](auteur correspondant : mathilde.bois@cea.fr)

Résumé - Les caloducs sont des dispositifs de transfert de chaleur très performants dont le fonctionnement se base sur le changement de phase d'un fluide à l'intérieur d'une enceinte fermée. Ils sont couramment utilisés sur les satellites de télécommunications pour assurer le contrôle thermique des éléments embarqués. Le caloduc étudié dans ce travail de recherche se caractérise par une géométrie et un mode de fabrication innovants, conçus pour repousser certaines limites de fonctionnement (limite capillaire et limite d'ébullition) par rapport aux caloducs conventionnels. A l'évaporateur, un montage capillaire appelé « ménisque inversé » est configuré. Une simulation à fin d'optimisation de la géométrie d'un évaporateur à ménisque inversé intégré dans un caloduc CARAIRE est étudiée dans cet article.

Abstract - Heat pipes are highly efficient heat transfer devices whose operation is based on the phase change of a fluid within a closed chamber. They are commonly used in telecommunications satellites to ensure the thermal control of onboard components. The heat pipe studied in this research is characterized by an innovative geometry and manufacturing method, designed to overcome some operational limitations (capillary and boiling limits) compared to conventional heat pipes. At the evaporator, a capillary arrangement known as the "inverted meniscus" is configured. A numerical modeling for optimization of the previous innovative evaporator is studied in this paper.

Nomenclature

ΔP	perte de charge, Pa	T	Température, K
Q	puissance thermique, W	e	épaisseur, m
q''	densité de flux thermique, W.m^{-2}	*Symboles grecs*	
h	coefficient de transfert thermique, W.m^{-2}.K^{-1}	ρ	masse volumique du fluide, kg.m^{-3}
		μ	viscosité dynamique, Pa.s
f_D	coefficient de frottement de Darcy	λ	conductivité thermique, W.m^{-1}.K^{-1}
D_h	diamètre hydraulique, m	*Indices et exposants*	
L	longueur de la section, m	l	liquide
v	vitesse de l'écoulement, m.s^{-1}	v	vapeur
k	perméabilité, m^2	w	poreux
S	section de passage liquide, m^2	p	paroi
$\dot{m}$	débit massique, kg.s^{-1}	$evap$	évaporateur

1. Introduction

Le contrôle thermique des composants électroniques des satellites de télécommunication requiert des systèmes de refroidissement performants, peu encombrants et autonomes. Les

caloducs à pompage capillaire apparaissent comme une solution efficace pour le contrôle thermique dans les applications spatiales. Les caloducs sont des dispositifs passifs de transport de chaleur très efficaces dont le fonctionnement repose sur le changement de phase d'un fluide de travail dans une enceinte fermée entre une source chaude (évaporateur) et une source froide (condenseur). Pour les applications spatiales, on utilise généralement des caloducs dits « à rainures réentrantes » utilisant de l'ammoniac comme fluide de travail ; ils sont réalisés en aluminium. La configuration classique est une configuration cylindrique réalisée par extrusion mais une configuration innovante, nommée CARAIRE, réalisée par soudure-diffusion de plaques usinées a été développée dans le but d'améliorer la limite capillaire comparée à celle des caloducs classiques [1].

La miniaturisation et l'augmentation des densités de puissance des composants électroniques posent en effet un défi majeur à ces caloducs. Les densités élevées peuvent provoquer la formation de bulles de vapeur à l'évaporateur et, dans certains cas, l'assèchement de la paroi, entraînant des surchauffes localisées. Pour éviter ce potentiel problème, les boucles diphasiques à pompage capillaire, utilisent une configuration particulière d'évaporateur avec un média poreux. Cette configuration, dite à « ménisque inversé », permet d'optimiser l'évaporation et ainsi d'extraire des densités de flux élevées [2]. Le flux de chaleur arrive directement du côté de la phase vapeur et est acheminé par des piliers jusqu'à l'interface liquide – vapeur, au niveau d'un media poreux. Cette configuration d'évaporateur est rendue possible, dans le cas des caloducs CARAIRE, par l'adoption d'une géométrie rectangulaire innovante, en contraste avec les sections cylindriques traditionnellement utilisées dans les caloducs extrudés [1] ,[3].

Dans le cas des évaporateurs à « ménisque inversé », l'évaporation se produit à l'interface liquide - vapeur, et la vapeur générée s'évacue dans les canaux entre les piliers. Ce processus entraîne l'aspiration du liquide, à travers le media poreux, vers cette interface où se forment des ménisques capillaires, avec un angle de contact θ. En théorie, à mesure que la charge thermique augmente, l'angle de contact θ diminue progressivement jusqu'à atteindre un angle critique, moment où la capacité de pompage capillaire atteint son maximum et ne permet plus de compenser les autres forces s'opposant aux mouvements des fluides. Cette situation marque l'atteinte de la limite capillaire [4]. Pour ces évaporateurs, Kaya et Goldak [5] ont montré que la limite d'ébullition « classique », liée à la formation de bulles et à la rupture du ménisque, n'est pas atteinte. En présence d'un milieu poreux, une augmentation du flux à l'évaporateur ne provoque pas de désamorçage hydraulique, mais entraîne la formation d'une poche de vapeur dans le matériau poreux, réduisant la conductance thermique de l'évaporateur.

Différentes études, expérimentales et numériques, ont été menées afin d'identifier l'impact de divers paramètres sur les performances des évaporateurs à « ménisque inversé ». Boubaker et al. [6] ont analysé numériquement l'impact du positionnement des canaux vapeur, et ont conclu que leur intégration dans le poreux plutôt que dans le bâti métallique favorisait une augmentation du coefficient de transfert de chaleur tout en retardant l'apparition du flux critique. Odagiri et Nagano [7] ont évalué l'impact de la taille de pore du milieu poreux (1µm, 4,5µm et 22µm). Les résultats expérimentaux, confortés par un modèle numérique, indiquent que le poreux présentant la taille de pore la plus élevée (22µm) se caractérise par une conductance et un flux critique plus élevés. D'autres paramètres ont également été étudiés, tels que la largeur et le nombre des canaux de vapeur [8], ou la mouillabilité des différentes surfaces en contact avec le fluide (bâti métallique ou mèche poreuse) [9,10].

L'objectif des travaux est de modéliser et d'optimiser la géométrie d'un évaporateur à ménisque inversé intégré dans un caloduc CARAIRE. Pour ce faire, une modélisation couplée combinant simulation numérique (Flow Simulation) et analytique (Engineering Equation Solver - EES) est mise en œuvre pour évaluer et optimiser les performances de ce caloduc.

L'article présente dans un premier temps la modélisation mise en œuvre. Dans une seconde partie, les résultats obtenus sont présentés et discutés, via une comparaison entre toutes les configurations étudiées. Pour finir, la configuration permettant d'optimiser les performances du caloduc est identifiée.

2. Modélisation numérique mise en œuvre

2.1. Géométrie du caloduc à évaporateur à ménisque inversé

La disposition du caloduc à évaporateur à « ménisque inversé » étudié dans ce travail est présentée en Figure 1. Il se divise en trois sections principales : un évaporateur, un condenseur et une zone adiabatique. La longueur du caloduc dans l'ensemble de l'étude est 1m, avec une longueur de 20cm pour l'évaporateur, et 20cm pour le condenseur.

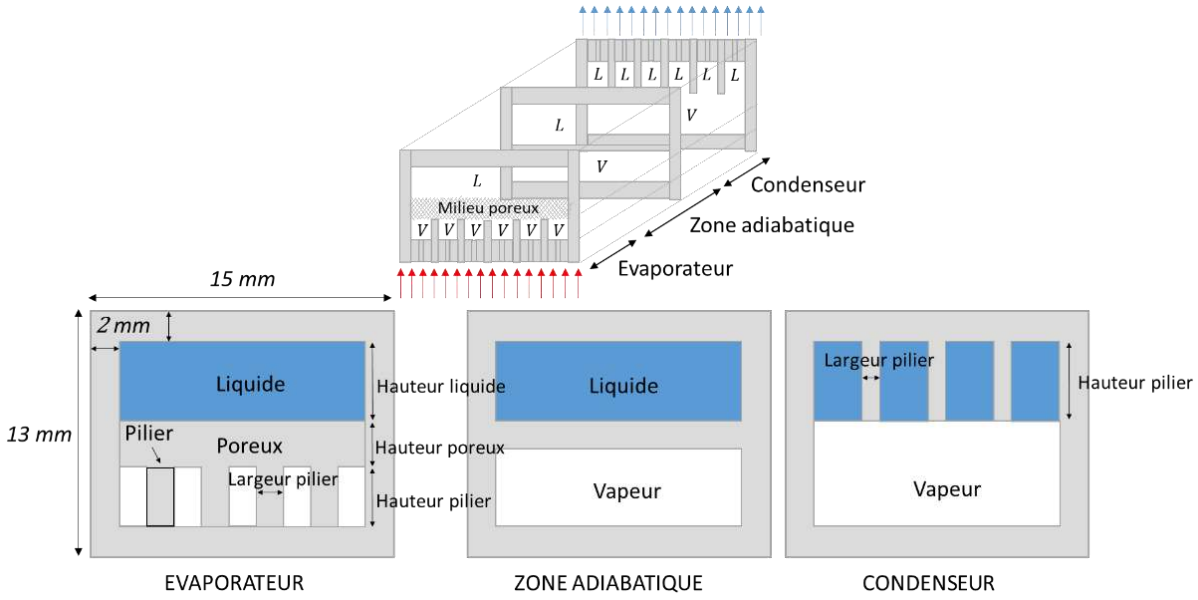


Figure 1 : Schéma du caloduc

L'évaporateur comprend des canaux dédiés à la vapeur, un média poreux et un canal pour le liquide. Trois configurations seront étudiées en fonction du nombre de piliers à l'évaporateur : 3, 4 et 5 piliers. Ces derniers appartiennent soit à la structure poreuse, soit à la structure métallique. Les dimensions extérieures du caloduc (15× 13 mm) et l'épaisseur (2 mm) de l'enveloppe métallique restent constantes. Les paramètres variables sont le nombre de piliers, ainsi que leur largeur [entre 0,5 et 3 mm] et hauteur [entre 1 et 4 mm]. Le condenseur est constitué de canaux ouverts pour le liquide, et d'un canal vapeur, tandis que la zone adiabatique intègre un canal unique pour chaque phase du fluide.

2.2. Calcul des pertes de charge et de la limite capillaire

Les pertes de charge des écoulements liquide et vapeur sont évaluées séparément pour l'évaporateur, la zone adiabatique et le condenseur. Les pertes de charges singulières liées aux variations de géométries entre ces trois parties du caloduc ne sont pas prises en compte. Dans toutes les sections du caloduc hormis le milieu poreux, l'écoulement du fluide est longitudinal. Les pertes de charges sont calculées à l'aide de la relation de Darcy-Weisbach :

$$\Delta P = f_D \frac{L}{D_h} \rho \frac{v^2}{2} \tag{2.1}$$

Avec ΔP les pertes de charge en Pa, f_D le coefficient de frottement de Darcy, L la longueur de la section en m, D_h le diamètre hydraulique en m, ρ la masse volumique du fluide en kg.m^{-3} et v la vitesse d'écoulement en m.s^{-1}.

L'écoulement du liquide dans le milieu poreux à l'évaporateur se fait en revanche dans une direction transverse à l'axe principal du caloduc. La loi de Darcy est utilisée pour calculer les pertes de charge dans cette zone :

$$\frac{\Delta P_w}{e_w} = \frac{\dot{m}_l \mu_l}{\rho_l k S} \tag{2.2}$$

Avec e_w l'épaisseur de poreux en m, μ_l la viscosité dynamique en Pa.s et k la perméabilité en m^2, S la section de passage liquide en m^2. Le calcul de la limite capillaire permet de connaitre la charge thermique pour laquelle l'équilibre entre la pression motrice capillaire maximale et les pertes de charge liquide et vapeur le long de l'écoulement [11] est atteint :

$$P_{cap} = \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_w \tag{2.3}$$

Avec P_{cap} la pression capillaire en Pa, ΔP_l les pertes de charge liquide en Pa, ΔP_v les pertes de charge vapeur en Pa et ΔP_w les pertes de charge dans le milieu poreux en Pa.

La pression motrice capillaire s'exprime à partir de la loi de Young-Laplace, qui dans le cas d'un milieu poreux s'exprime comme :

$$P_{cap} = \frac{2\gamma_l cos\theta}{R_e} \tag{2.4}$$

Avec γ_l la tension de surface, en N.m^{-1} ou J.m^{-2}, θ l'angle de mouillage en degré et R_e le rayon capillaire effectif en m. Le diamètre de pore est fixé à 50 µm ; ce choix plus défavorable que celui de 22 µm utilisé par Odagiri et Nagano [7], permet d'adopter une approche conservatrice pour l'évaluation de la limite capillaire. L'ensemble de ces calculs est réalisé avec un programme développé sous environnement EES, en fonction des données géométriques associées à chaque configuration modélisée.

2.3. Calcul de la conductance thermique à l'évaporateur

La conductance thermique globale de l'évaporateur est déterminée conformément aux travaux de Hoa [12] et Gourdache [13], en spécifiant notamment le coefficient d'échange thermique au niveau de l'évaporation. Une modélisation thermique en 2D de l'évaporateur du caloduc est développée à l'aide du logiciel de simulation numérique Flow Simulation de SolidWorks. Ce choix s'explique par l'uniformité des phénomènes thermiques sur toute la longueur, ce qui permet de simplifier les calculs. Les hypothèses de modélisation sont les suivantes : régime permanent, poreux saturé de liquide, aucune présence de poche vapeur, conduction thermique pure (pas de convection, pas d'écoulement), aucun échange thermique avec l'extérieur, et aucun échange thermique avec la vapeur dans les canaux vapeur, pas de conduction ni de convection.

Le maillage a été affiné dans les zones de contact entre les piliers, le milieu poreux et le canal vapeur, jusqu'à obtenir une convergence stable des résultats en température. La taille minimale de maille au niveau de la zone de la ligne triple est de 1.8 μm. Les conditions aux limites et les données d'entrée thermiques imposées au modèle sont les suivantes : une densité de flux à l'évaporateur q''=10 W.cm^{-2} et une température de la zone vapeur T_v = 80 °C. Une valeur de 10^7 W.m^{-2}.K^{-1} est choisie pour le coefficient d'échange thermique au niveau de la zone d'évaporation (h_{ev}). Cette valeur a été évaluée à partir du modèle de Hertz-Knudsen-Shrage [14].

L'hypothèse de poreux saturé de liquide permet de localiser la zone d'évaporation au niveau du contact entre le milieu poreux et les canaux vapeur. Cette hypothèse permet également de déterminer une conductivité du milieu poreux qui n'est pas fonction de la teneur en liquide mais seulement de la porosité ε. La valeur prise pour la porosité du milieu poreux est de 40%. La conductivité équivalente calculée pour le milieu poreux en utilisant la corrélation Effective Medium Theory (EMT) [15] est alors de 80 W.m^{-1}.K^{-1}. La conductance thermique globale de l'évaporateur en $W.m^{-2}.K^{-1}$est alors obtenue à partir de l'écart de température entre la paroi à la base de l'évaporateur et la température de saturation de la vapeur, selon la relation suivante :

$$G_{eq} = \frac{q''}{T_p - T_v} \tag{2.5}$$

Avec q'' la densité de flux appliquée en W.m^{-2}, T_p et T_v respectivement les températures de paroi et de vapeur en K. La conductance thermique est rapportée à la surface où le flux de chaleur est appliqué à la base de l'évaporateur.

3. Résultats et discussion

3.1. Calcul de la limite d'ébullition

Dans les évaporateurs de boucles à pompage capillaire, il ne se produit pas d'ébullition comme dans les caloducs à rainures classiques. Toutefois, les travaux antérieurs (numériques et expérimentaux) ont mis en évidence la création et la propagation d'une poche de vapeur dans la zone poreuse lorsque la densité de flux appliquée à l'évaporateur augmente [7]. Bien que les premiers stades dans lesquels apparait la poche vapeur ont été identifiés comme les plus performants du point de vue de la conductance thermique de l'évaporateur, nous considérons que la limite d'ébullition est atteinte dès que la poche vapeur apparait. La limite d'ébullition est calculée en reprenant l'hypothèse de Kaya et Goldak [5], selon laquelle l'apparition de la poche vapeur se fait lorsque l'écart entre la température du liquide sous le pilier et la température de saturation atteint quelques Kelvin. Cette limite est calculée à l'aide de la relation suivante :

$$Q_{ebu} = \Delta T G_{ev} S_{evap} \tag{3.1}$$

Avec Q_{ebu} la limite d'ébullition en W, ΔT=$T_{l,sous_pilier} - T_v =$ 3K [16], S_{evap} la surface où est appliquée la puissance thermique à l'évaporateur en m^2 et G_{ev} en W.m^{-2}.K^{-1} la conductance d'évaporation de l'évaporateur calculée à partir de l'écart de température entre la température du liquide sous le pilier et la température de saturation de la vapeur à partir des champs de température issus des simulations 2D.

3.2. Calcul de la conductance globale

La conductance thermique au condenseur du caloduc est calculée en considérant une géométrie fixe pour le condenseur et en utilisant l'approche de Kamotani [17] :

$$G_{Kamotani} = \left(\frac{C + \frac{\lambda_l \delta}{\lambda_s w_f}}{\lambda_l L N} \right)^{-1} \tag{3.2}$$

Avec C = 0.0701 pour le condenseur (issu de mesures expérimentales), δ la profondeur de la rainure en m, w_f la largeur de l'ailette en métal en m, *L* la longueur du condenseur en m et *N* le nombre de rainures.

L'association des conductances thermiques à l'évaporateur et au condenseur permet alors de calculer la résistance globale du caloduc à partir de la relation suivante :

$$G_{tot} = \left(\frac{1}{G_{eq} S_{evap}} + \frac{1}{G_{Kamotani}} \right)^{-1} \tag{3.3}$$

Avec G_{eq} la conductance équivalente de l'évaporateur en W.m^{-2}.K^{-1} , $G_{Kamotani}$ la conductance du modèle de Kamotani au condenseur en W.K^{-1}. La conductance dans la partie adiabatique est considérée comme infinie.

3.3. Résultats et synthèse

Le modèle couplé présenté précédemment permet pour chaque configuration d'évaporateur de déterminer 3 indicateurs de performance du caloduc : la limite capillaire, la limite d'ébullition, et la conductance globale. Le minimum entre la limite capillaire et la limite d'ébullition est considéré comme la limite de fonctionnement globale, notée Q_{max}. Les configurations optimales recherchées sont celles permettant de maximiser la conductance du caloduc, ainsi que la limite de fonctionnement global. La Figure 2 présente les fronts de Pareto associés à ces deux indicateurs, obtenus pour les six configurations étudiées : 3, 4 et 5 piliers, localisation des piliers dans la structure métallique ou dans la structure poreuse. Chaque point sur la courbe est associé à un doublet de nombres représentant la géométrie : (largeur du pilier, hauteur du pilier), la hauteur du milieu poreux est fixée à 2 mm et ne varie pas. Les dimensions étant exprimées en millimètres.

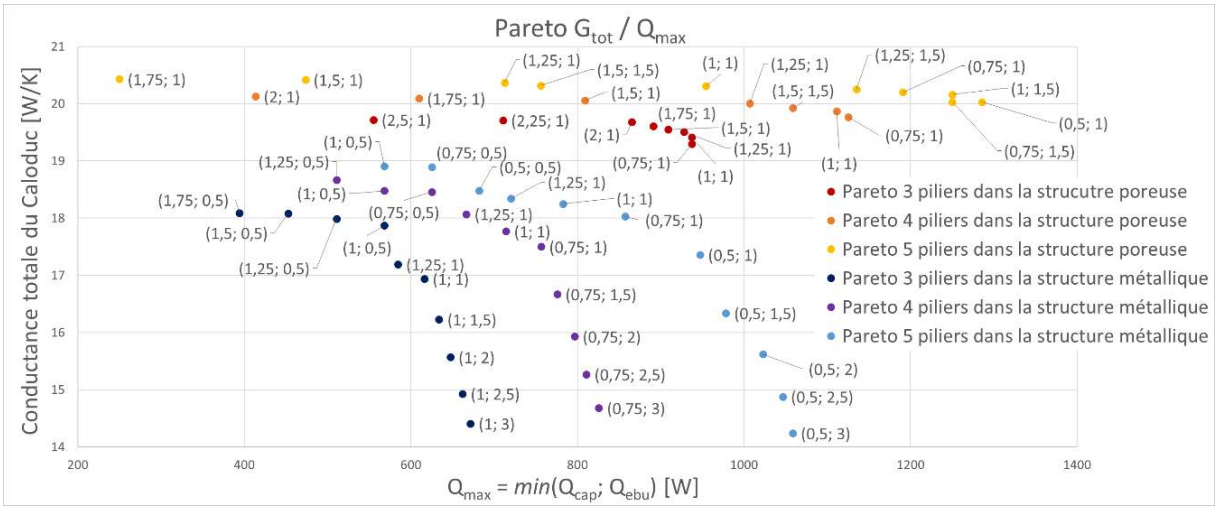
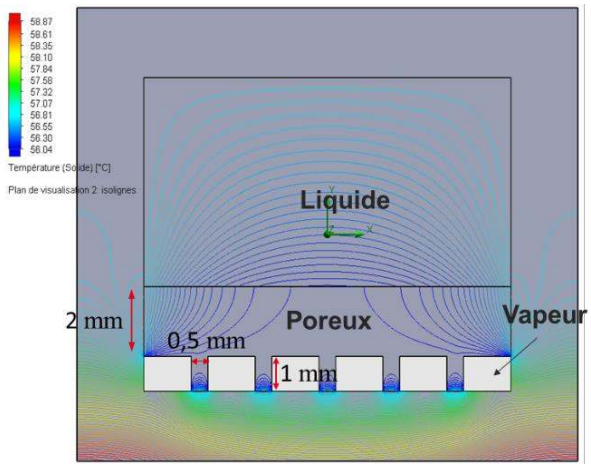


Figure 2. Comparaison des Pareto : G_{tot} / Q_{max}

On peut voir que les configurations avec des piliers dans la structure poreuse offrent de meilleures performances en termes de conductance et de puissance admissible, conformément aux résultats de Boubaker et al. [6] . Par ailleurs, les configurations à 5 piliers présentent des performances supérieures aux configurations à 3 piliers et 4 piliers. Ce résultat s'explique par le fait qu'un plus grand nombre de canaux vapeur augmente la surface d'évaporation via la démultiplication des lignes tripes, réduisant les gradients de température entre la paroi évaporateur et la vapeur, et améliorant ainsi la performance globale du transfert de chaleur. On constate également que les performances sont optimales pour des piliers étroits et de petite taille, avec des largeurs comprises entre 0,5 et 1,75 mm et des hauteurs allant de 0,5 à 3 mm, bien que les conductances soient plus faibles pour des hauteurs de 2,5 et 3 mm. Il en résulte qu'il est préférable d'opter pour des piliers de dimensions réduites. Le choix d'une configuration optimale nécessite un compromis entre la maximisation de la conductance totale et

l'augmentation de la puissance admissible du caloduc. La configuration [0,5 ;1 ;2] pour 5 piliers dans la structure poreuse a été sélectionnée comme étant la plus optimale (Figure 3).



Q_{cap} (W)	$Q_{ébu}$ (W)	Q_{max} (W)
1417	1285	1285

ΔP_v* (Pa)	ΔP_l* (Pa)	ΔP_w* (Pa)	ΔP_{tot}* (Pa)	P_{cap}* (Pa)
1261	0,53	341	1602	1678

G_{cond} ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	$G_{évap}$ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	G_{tot} ($W.K^{-1}$)
127	468,7	20

* Pertes de charge calculées pour la puissance Q_{max}

Figure 3. Lignes isothermes obtenues par simulation pour la configuration optimale pour une puissance de 10 W.cm^{-2}, et indicateurs de performance associés

Pour cette configuration, la modélisation thermique 2D de l'évaporateur révèle d'importantes variations des lignes de champ au niveau du contact entre les piliers et la structure métallique (Figure 3). On constate de plus que c'est la limite d'ébullition qui constitue la limite de fonctionnement dominante. Il apparait que les pertes de charge (calculées pour Q_{max}) dans les canaux liquides sont négligeables par rapport à celles de la phase vapeur et de l'écoulement liquide dans le milieu poreux. On peut enfin noter que la conductance totale est dominée par la résistance du condenseur.

4. Conclusion

En conclusion, cette étude a permis d'étudier numériquement un caloduc intégrant un évaporateur en configuration « ménisque inversé » et d'évaluer l'impact des différents paramètres géométriques dans la zone évaporateur sur ses performances.

Les résultats montrent que la configuration des piliers dans la structure poreuse offre des performances supérieures en termes de conductance thermique et de puissance admissible, par rapport aux configurations avec des piliers dans la structure métallique. Parmi les différentes configurations testées (3, 4 et 5 piliers dans la structure poreuse), un compromis doit être trouvé entre la maximisation de la conductance et de la puissance admissible. Après avoir tracé les fronts de Pareto et analysé les performances, une configuration optimale a été sélectionnée. Cette configuration d'évaporateur intégré dans un caloduc, répondrait aux limites actuelles des performances des caloducs spatiaux, offrant ainsi une solution efficace et équilibrée. Il est prévu par la suite de caractériser expérimentalement une telle configuration d'évaporateur.

Références

[1] J.-A. Gruss, B. Champel, et M. Mariotto, « Caloduc a pompage capillaire a rainures reentrantres offrant un fonctionnement ameliore », EP 3 553 445 B1

[2] V. M. Kiseev, V. V. Vlassov, et I. Muraoka, « Optimization of capillary structures for inverted meniscus evaporators of loop heat pipes and heat switches », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, nº 9-10, p. 2143-2148, avr. 2010, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.12.032.

[3] M. Mariotto, B. Champel, et J.-A. Gruss, « Caloduc à section transversale non cylindrique, comprenant un évaporateur à structure d'interface vapeur/liquide améliorée afin d'augmenter la limite d'ébullition », EP 4 325 155 A1

[4] Y. Cao et A. Faghri, « Conjugate analysis of a flat-plate type evaporator for capillary pumped loops with three-dimensional vapor flow in the groove », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, nº 3, p. 401-409, févr. 1994, doi: 10.1016/0017-9310(94)90074-4.

[5] T. Kaya et J. Goldak, « Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, nº 17-18, p. 3211-3220, août 2006, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.01.028.

[6] R. Boubaker, S. Harmand, et V. Platel, « Numerical Analysis of the Impact of Nanofluids and Vapor Grooves Design on the Performance of Capillary Evaporators », *Transp Porous Med*, vol. 122, nº 2, p. 401-419, mars 2018, doi: 10.1007/s11242-018-1015-4.

[7] K. Odagiri et H. Nagano, « Characteristics of phase-change heat transfer in a capillary evaporator based on microscale infrared/visible observation », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 130, p. 938-945, mars 2019, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.10.139.

[8] S. C. Wu, D. Wang, J. H. Gao, Z. Y. Huang, et Y. M. Chen, « Effect of the number of grooves on a wick's surface on the heat transfer performance of loop heat pipe », *Applied Thermal Engineering*, vol. 71, nº 1, p. 371-377, oct. 2014, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2014.06.042.

[9] Y. Nakatsugawa, K. Odagiri, A. Ueno, et H. Nagano, « Relation between triple phase contact line and vapor groove width for enhancing thermal performance of a loop heat pipe evaporator », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 195, p. 123139, oct. 2022, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123139.

[10] C. Oka, K. Odagiri, et H. Nagano, « Effect of wettability of a porous stainless steel on thermally induced liquid–vapor interface behavior », *Surf. Topogr.: Metrol. Prop.*, vol. 5, nº 4, p. 044006, déc. 2017, doi: 10.1088/2051-672X/aa9499.

[11] J. Bonjour *et al.*, « Systèmes diphasiques de contrôle thermique - Thermosiphons et caloducs », *Thermique pour l'industrie*, oct. 2010, doi: 10.51257/a-v1-be9545.

[12] C. Hoa, « Thermique des caloducs à rainures axiales : études et réalisations pour des applications spatiales », École doctorale Sciences pour l'ingénieur et aéronautique, 2004. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2004POIT2259

[13] M. Gourdache, « Etude du fonctionnement d'un caloduc soumis à des forces externes », École Nationale Supérieur de Mécanique et d'Aéronautique et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées, 1994.

[14] P. C. Stephan et C. A. Busse, « Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, nº 2, p. 383-391, févr. 1992, doi: 10.1016/0017-9310(92)90276-X.

[15] B. Siedel, « Analyse de la distribution des flux de chaleur et des écoulements au sein d'une LHP : modélisation par voies analytique et numérique et observations expérimentales », Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2014. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2014ISAL0092

[16] T. Coquard, « Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire », Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006. [En ligne]. Disponible sur: https://theses.fr/2006INPT041H

[17] Y. Kamotani, « Evaporator film coefficients of grooved heat pipes », in *3rd International Heat Pipe Conference*, Palo Alto,CA,U.S.A.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, mai 1978. doi: https://doi.org/10.2514/6.1978-404.

Design de l'isolation des parois pour améliorer l'efficacité énergétique

Insulation domain design regarding wall energy efficiency

William DUMONTAUD[1*], Julien BERGER[1], Benjamin KADOCH[2]

[1]Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE), UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université, CNRS
Pôle Sciences et Technologie - 17000 La Rochelle
[2] Aix-Marseille Université, CNRS, Laboratoire IUSTI
Technopôle de Château-Gombert - 13013 Marseille
[*] william.dumontaud@univ-lr.fr

Résumé - Ce travail propose une méthode innovante pour améliorer la performance énergétique des parois multicouches de bâtiments afin de minimiser leur consommation énergétique. Le problème direct repose sur la résolution d'une équation de transfert de chaleur 2D en régime transitoire, en utilisant le schéma de différences finies de DUFORT–FRANKEL. Les conditions aux limites incluent des échanges convectifs à l'intérieur, un couplage convection-rayonnement solaire à l'extérieur avec des coefficients variant dans le temps et l'espace. L'interface entre deux matériaux est modélisée par une fonction paramétrique permettant de décrire la distribution des propriétés thermiques. Une étude paramétrique explore la variation de la fonction objectif de design énergétique en fonction des paramètres de l'interface, identifiant ainsi des solutions intéressantes. Le cas de Chambéry est étudiée et les résultats montrent l'intérêt de cette approche.

Abstract - This work proposes a new numerical model to study innovative wall designs to reduce energy consumption. The model solves a 2D transient heat transfer equation using the finite difference scheme DUFORT-FRANKEL. After analysing the accuracy of the model, a parametric study was carried out to explore the variation of the objective energy design function regarding the interface parameters. A case study of the city of Chambéry demonstrates the value of this approach.

Nomenclature

T	température [K]	q_∞^L	flux solaire incident [W.m^{-2}]
t	temps [s]	h	coefficient convectif [W.m^{-2}.K^{-1}]
x	coordonnée spatiale horizontale [m]	c	capacité calorifique [J.m^{-3}.K^{-1}]
y	coordonnée spatiale verticale [m]	*Symboles grecs*	
H	hauteur de la façade [m]	γ	fonction d'interface [-]
L	largeur de la façade [m]	λ	conductivité thermique [W.m^{-1}.K^{-1}]

1. Introduction

L'efficacité énergétique des bâtiments est un défi majeur dans le contexte actuel de changement climatique et de transition écologique. L'enveloppe des bâtiments joue un rôle crucial dans la régulation thermique, et une conception optimisée peut contribuer à la réduction significative de la consommation énergétique. C'est pourquoi une modélisation précise des flux thermiques à travers l'enveloppe doit être réalisée. Néanmoins, malgré des décennies de développement de logiciels de simulation thermique, les modèles traditionnels supposent souvent que les murs des bâtiments sont constitués de couches planes modélisées suivant une dimension et soumis à

des conditions extérieures uniformes en espace. Une telle simplification néglige la répartition hétérogène des flux incidents sur l'enveloppe, et notamment radiatifs [1]. Pour répondre à ce défi, de nouveaux modèles numériques sont nécessaires [2, 3] afin de pouvoir traiter des parois aux conceptions plus avancées. Cet article présente ainsi un modèle numérique de différences finies résolvant un problème de diffusion thermique bidimensionnel en régime transitoire avec dépendance spatio-temporelle des conditions limites. Le modèle est adapté à une paroi bi-couches présentant une interface entre les matériaux constitutifs non plane.

2. Description du modèle

2.1. Problème physique

Le domaine physique, étudié dans un espace de coordonnées $\boldsymbol{x} = (x, y) \in \Omega_{\boldsymbol{x}}$, représente une paroi en deux dimensions de hauteur H [m] et de largeur L [m], délimité par les frontières $\Gamma = \bigcup_{j=1}^{4} \Gamma_j$. Comme exposé dans la Figure 1, $\Omega_{\boldsymbol{x}}$ est constitué de deux sous-domaines Ω_1 et Ω_2 présentant chacun des propriétés thermiques distinctes et séparés par une interface Γ_i définie de la même façon que dans [3] :

$$\Gamma_i(\boldsymbol{p}) = \left\{ \boldsymbol{x} \in \mathbb{R}^2 \mid x = \gamma(\boldsymbol{p}, y),\ y \in [0, H],\ \boldsymbol{p} \in \Omega_p \right\} \tag{1}$$

avec $\gamma(\boldsymbol{p}, y)$ une fonction régie par N_p paramètres : $\boldsymbol{p} = \left(p_1, \ldots, p_{N_p}\right) \in \Omega_p$. On notera que

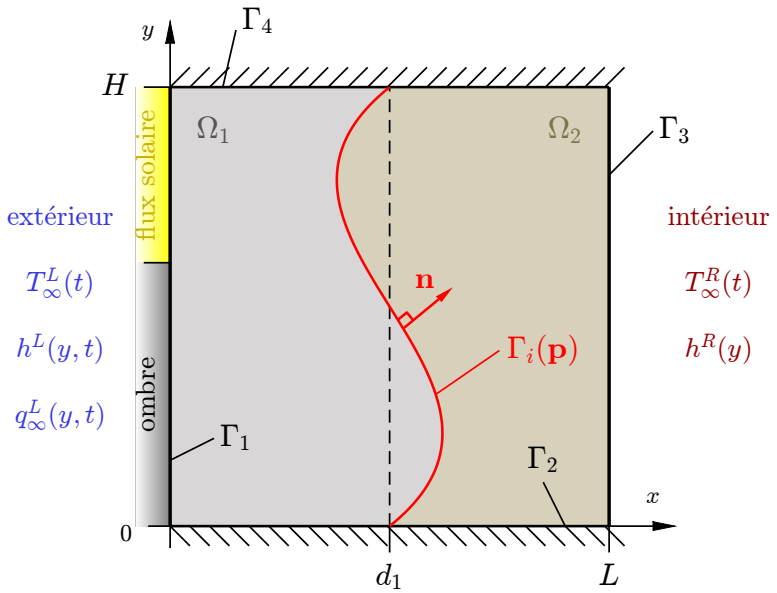


Figure 1 : *Illustration du problème physique.*

dans le cas où $\gamma(\boldsymbol{p}, y) = 0\ \forall y$, alors l'interface est plane et on retrouve une paroi bi-couche classique. Les transferts thermiques dans chaque sous-domaine du mur sont supposés suivre l'équation de diffusion thermique en régime transitoire :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(\boldsymbol{x})\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda(\boldsymbol{x})\frac{\partial T}{\partial y}\right) = c(\boldsymbol{x})\frac{\partial T}{\partial t}, \qquad \forall \boldsymbol{x} \in \Omega_{\boldsymbol{x}} \tag{2}$$

avec λ [W.m^{-1}.K^{-1}] la conductivité thermique et c [J.m^{-3}.K^{-1}] la capacité calorifique volumique. Ces propriétés sont assumées constantes dans chacun des sous-domaines Ω_1 et Ω_2. De ce fait leur définition passe par une fonction d'HEAVISIDE $\mathcal{H}$:

$$f(\boldsymbol{x}) = \mathcal{H}\big(\phi(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{x})\big), \qquad \forall \boldsymbol{x} \in \Omega_{\boldsymbol{x}}, \qquad \text{avec} \quad \phi(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{x}) = x - \gamma(\boldsymbol{p}, y) \tag{3}$$

ce qui permet d'écrire les propriétés des domaines Ω_1 et Ω_2 :

$$\lambda(\boldsymbol{x}) = \lambda_1 \left(1 - f(\boldsymbol{x})\right) + \lambda_2 \, f(\boldsymbol{x}), \quad \forall \boldsymbol{x} \in \Omega_{\boldsymbol{x}} \tag{4a}$$

$$c(\boldsymbol{x}) = c_1 \left(1 - f(\boldsymbol{x})\right) + c_2 \, f(\boldsymbol{x}), \quad \forall \boldsymbol{x} \in \Omega_{\boldsymbol{x}} \tag{4b}$$

Les conditions aux limites sur les frontières Γ_1 et Γ_3 sont de type ROBIN. Côté extérieur, l'équilibre entre les flux diffusifs, radiatifs et convectifs s'écrit :

$$\lambda(\boldsymbol{x}) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = h^L(y,t) \, \left(T - T^L_\infty(t)\right) + q^L_\infty(y,t), \quad \forall \boldsymbol{x} \in \Gamma_1 \tag{5}$$

où T^L_∞ est la température d'air extérieur, h^L [W.m^{-2}.K^{-1}] le coefficient de convection, et q^L_∞ le flux radiatif incident, tous trois définis en fonction des conditions météorologiques. Le flux incident est calculé à l'aide d'une méthodologie de comptage de pixels [4] qui permet de retranscrire la variation spatiale et temporelle du flux sur la paroi du fait de l'intensité de l'ensoleillement et des phénomènes d'ombrage provoqués par un bâtiment face à Γ_1. Le coefficient de convection dépend quant à lui de la vitesse du vent loin du mur v_∞ [5] et est défini comme dans [2]. Côté intérieur, l'équilibre ne concerne que les flux diffusifs et convectifs :

$$\lambda(\boldsymbol{x}) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = -h^R(y) \, \left(T - T^R_\infty(t)\right), \quad \forall \boldsymbol{x} \in \Gamma_3 \tag{6}$$

où T^R_∞ [K] est la température d'air intérieur et h^R [W.m^{-2}.K^{-1}] le coefficient de convection définie comme dans [6] et utilisé dans [2]. T^R_∞ [K] est régulée pour simuler l'existence d'un système de chauffage et de climatisation de sorte que :

$$T^R_\infty(t) = \max\left(T^h_{\text{set}}, \, \min\left(T^e_{\text{set}}, \, T^h_{\text{set}} + \frac{T^L_\infty(t) - T_{\text{heat}}}{T_{\text{cool}} - T_{\text{heat}}} \cdot (T^e_{\text{set}} - T^h_{\text{set}})\right)\right) \tag{7}$$

avec T^h_{set} [K] et T^e_{set} [K] les températures intérieures de consigne en hiver et en été, T_{heat} [K] et T_{cool} [K] les températures extérieures de déclenchement du chauffage et de la climatisation. Ensuite les conditions limites aux frontières Γ_2 et Γ_4 sont assumées comme adiabatiques. Puis, à l'interface Γ_i la continuité du flux conductif et l'égalité des températures sont assurées :

$$\begin{aligned} -\left[\lambda(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{\nabla} T\right]_{\Gamma_i^-} \cdot \boldsymbol{n} &= -\left[\lambda(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{\nabla} T\right]_{\Gamma_i^+} \cdot (-\boldsymbol{n}), \\ T_{\Gamma_i^-} &= T_{\Gamma_i^+}, \end{aligned} \qquad \forall \boldsymbol{x} \in \Gamma_i \tag{8}$$

Enfin, la condition initiale est fixée comme une rampe de température entre T^L_∞ et T^R_∞ de sorte à respecter les conditions limites.

2.2. Méthode numérique

Une discrétisation uniforme en temps et en espace est considérée, avec les pas Δt pour le temps, Δx pour l'espace x et Δy pour l'espace y. Les valeurs discrètes de température $T(\boldsymbol{x}, t)$ sont écrites sous la forme $T^n_{ji} := T(x_j, y_i, t^n)$ avec $i = \{1, \ldots, N_y\}$, $j = \{1, \ldots, N_x\}$ et $n = \{1, \ldots, N_t\}$. L'équation 2 discrétisée en utilisant les approximations par différences finies donne ainsi :

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\Delta x}\left[\lambda_{j+\frac{1}{2}i}\left(\frac{T^n_{j+1i} - T^n_{ji}}{\Delta x}\right) - \lambda_{j-\frac{1}{2}i}\left(\frac{T^n_{ji} - T^n_{j-1i}}{\Delta x}\right)\right] \\ &+\frac{1}{\Delta y}\left[\lambda_{ji+\frac{1}{2}}\left(\frac{T^n_{ji+1} - T^n_{ji}}{\Delta y}\right) - \lambda_{ji-\frac{1}{2}}\left(\frac{T^n_{ji} - T^n_{ji-1}}{\Delta y}\right)\right] = c_{ji}\,\frac{T^{n+1}_{ji} - T^n_{ji}}{\Delta t} \end{aligned} \tag{9}$$

où les conductivités thermiques sont évaluées entre les noeuds du maillage, de sorte que : $\lambda_{ji+\frac{1}{2}} = 1/2\,(\lambda(x_j\,,\,y_i) + \lambda(x_j\,,\,y_i + \Delta y))$.

2.2.1. Schéma général

Pour l'intégration numérique, le schéma de DUFORT-FRANKEL est utilisé car il permet d'obtenir un modèle inconditionnellement stable tout en conservant une forme explicite, comme détaillé dans [1]. L'application du schéma à l'équation (9) donne après simplification :

$$T_{ji}^{n+1} = \Sigma_{j-\frac{1}{2}i} \cdot T_{j-1i}^{n} + \Sigma_{j+\frac{1}{2}i} \cdot T_{j+1i}^{n} + \Sigma_{ji-\frac{1}{2}} \cdot T_{ji-1}^{n} + \Sigma_{ji+\frac{1}{2}} \cdot T_{ji+1}^{n} + \Sigma_{ji} \cdot T_{ji}^{n-1} \tag{10}$$

où :

$$\Sigma_{j-\frac{1}{2}i} = \frac{2\,k_{j-\frac{1}{2}i}}{1+K}, \quad \Sigma_{j+\frac{1}{2}i} = \frac{2\,k_{j+\frac{1}{2}i}}{1+K}, \quad \Sigma_{ji-\frac{1}{2}} = \frac{2\,k_{ji-\frac{1}{2}}}{1+K},$$
$$\Sigma_{ji+\frac{1}{2}} = \frac{2\,k_{ji+\frac{1}{2}}}{1+K} \quad \text{et} \quad \Sigma_{ji} = \frac{1-K}{1+K}$$

et :

$$k_{j-\frac{1}{2}i} = \frac{\Delta t\,\lambda_{j-\frac{1}{2}i}}{\Delta x^2\,c_{ji}}, \quad k_{j+\frac{1}{2}i} = \frac{\Delta t\,\lambda_{j+\frac{1}{2}i}}{\Delta x^2\,c_{ji}}, \quad k_{ji-\frac{1}{2}} = \frac{\Delta t\,\lambda_{ji-\frac{1}{2}}}{\Delta y^2\,c_{ji}},$$
$$k_{ji+\frac{1}{2}} = \frac{\Delta t\,\lambda_{ji+\frac{1}{2}}}{\Delta y^2\,c_{ji}} \quad \text{et} \quad K = k_{j-\frac{1}{2}i} + k_{j+\frac{1}{2}i} + k_{ji-\frac{1}{2}} + k_{ji+\frac{1}{2}}$$

Concernant les conditions limites, les dérivées spatiales sont approximées à l'ordre 2 afin de conserver la précision du schéma [1].

2.2.2. Schéma au niveau de l'interface

L'intégration numérique aux nœuds situés à proximité de l'interface Γ_i repose sur la Ghost Fluid Method (GFM), décrite en détail dans [7, 8]. Dans l'approche adoptée, la continuité du flux conductif, définie par l'équation (8), est approximée en considérant que le vecteur normal à l'interface $\boldsymbol{n}$ est aligné avec l'axe du maillage traversé à savoir x ou y. Cette méthode simplifie les calculs numériques en restreignant l'évaluation de la continuité du flux aux directions alignées avec les axes du maillage.

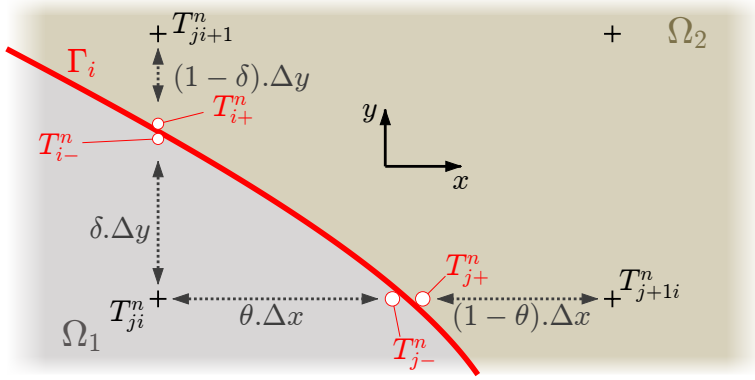


Figure 2 : *Illustration de la GFM simplifiée.*

Afin d'illustrer la modification de l'équation (9) à l'interface entre les deux matériaux, le cas illustré dans la Figure 2, où Γ_i passe entre les noeuds $\{j,i\}$ - $\{j+1,i\}$ et $\{j,i\}$ - $\{j,i+1\}$, est considéré. Tout d'abord, les conditions à l'interface de l'équation (8), sont approximées suivant x et y et font intervenir les noeuds fantôme T_{j-}^n et T_{j+}^n (en x), et T_{i-}^n et T_{i+}^n (en y).

$$\lambda_2 \cdot \frac{T_{j+1i}^n - T_{j+}^n}{(1-\theta)\cdot\Delta x} - \lambda_1 \frac{T_{j-}^n - T_{ji}^n}{\theta\,\Delta x} = 0, \quad \text{et} \quad T_{j+}^n - T_{j-}^n = 0 \quad \text{avec} \quad \theta = \frac{|\phi_{ji}^x|}{|\phi_{ji}^x| + |\phi_{j+1i}^x|} \tag{11a}$$

$$\lambda_2 \cdot \frac{T_{ji+1}^n - T_{i+}^n}{(1-\delta)\,\Delta y} - \lambda_1 \cdot \frac{T_{i-}^n - T_{ji}^n}{\delta\,\Delta y} = 0, \quad \text{et} \quad T_{i+}^n - T_{i-}^n = 0 \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{|\phi_{ji}^y|}{|\phi_{ji}^y| + |\phi_{ji+1}^y|} \tag{11b}$$

où : $\phi^x_{ji} = x_j - \gamma(\boldsymbol{p}, y_i)$ et $\phi^y_{ji} = y_i - \gamma^{-1}(\boldsymbol{p}, x_j)$ représentent les distances à l'interface. Ensuite, au noeud $\{j, i\}$ l'équation discrétisée (9) est modifiée en utilisant les noeuds fantômes $T^n_{i\pm}$ et $T^n_{j\pm}$:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\Delta x}\left[\lambda_{j+\frac{1}{2}i}\left(\frac{T^n_{j-}-T^n_{ji}}{\theta\,\Delta x}\right)-\lambda_{j-\frac{1}{2}i}\left(\frac{T^n_{ji}-T^n_{j-1i}}{\Delta x}\right)\right] \\ &+\frac{1}{\Delta y}\left[\lambda_{ji+\frac{1}{2}}\left(\frac{T^n_{i-}-T^n_{ji}}{\delta\,\Delta y}\right)-\lambda_{ji-\frac{1}{2}}\left(\frac{T^n_{ji}-T^n_{ji-1}}{\Delta y}\right)\right] = c_{ji}\,\frac{T^{n+1}_{ji}-T^n_{ji}}{\Delta t} \end{aligned} \tag{12}$$

Au final, après isolement des termes fantômes T^n_{j-} et T^n_{i-} dans les équations (11a) et (11b) et injection dans l'équation (12), il vient la même forme explicite que l'équation (10) où les termes suivant sont modifiés :

$$k_{j+\frac{1}{2}i} = \frac{\Delta t\,\lambda_{j+\frac{1}{2}i}}{\Delta x^2\,c_{ji}}\cdot\frac{\widehat{\lambda}_x}{\lambda_1} \quad \text{et} \quad k_{ji+\frac{1}{2}} = \frac{\Delta t\,\lambda_{ji+\frac{1}{2}}}{\Delta y^2\,c_{ji}}\cdot\frac{\widehat{\lambda}_y}{\lambda_2}$$

avec : $$\widehat{\lambda}_x = \frac{\lambda_1\,\lambda_2}{\lambda_2\,\theta+\lambda_1\cdot(1-\theta)} \quad \text{et} \quad \widehat{\lambda}_y = \frac{\lambda_1\,\lambda_2}{\lambda_2\,\delta+\lambda_1\,(1-\delta)}$$

3. Cas d'étude

3.1. Description

Le cas d'étude concerne un mur, présentant une hauteur $H = 3\,\text{m}$, une largeur $L = 0.4\,\text{m}$ et une interface suivant un polynôme de troisième ordre comme dans [3] et définie par :

$$\gamma(\boldsymbol{p}, y) = d_1 + p_0\,\frac{y}{H}\left(\frac{y}{H}-p_1\right)\left(\frac{y}{H}-1\right) \tag{13}$$

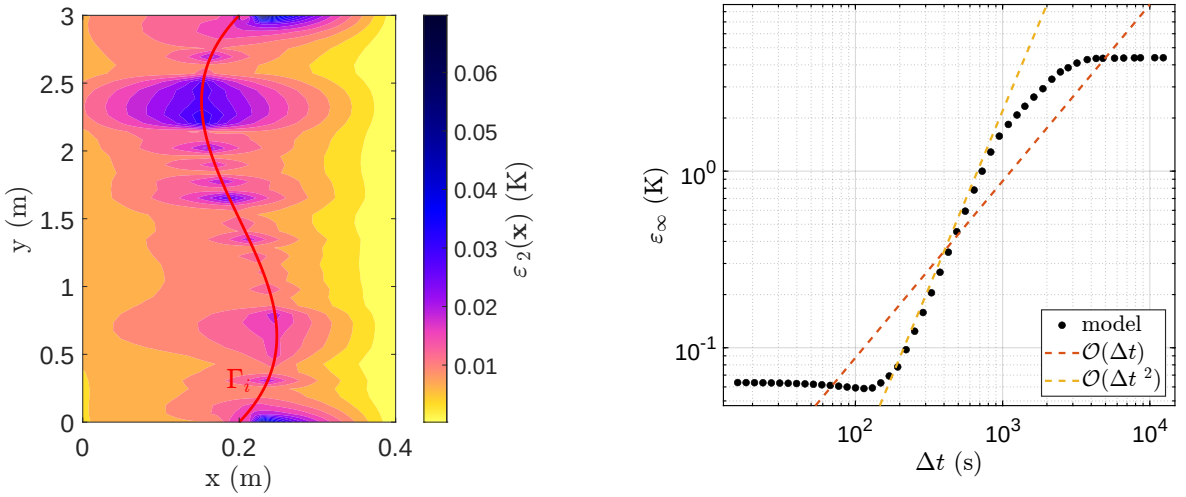
avec $d_1 = 0.2\,\text{m}$, p_0 et p_1, les paramètres d'interface. Le domaine Ω_1 est composé de béton ($\lambda_1 = 2\,\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$, $c_1 = 1900\,\text{kJ.m}^{-3}\text{.K}^{-1}$), et Ω_2 de laine de verre ($\lambda_2 = 0.04\,\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$, $c_2 = 22.5\,\text{kJ.m}^{-3}\text{.K}^{-1}$). L'absorptivité de la surface extérieure Γ_1 est fixée à 0.5. La paroi est située en zone urbaine avec un bâtiment de 3 m de hauteur situé à 5 m devant la façade extérieure. Les conditions extérieures donnant les valeurs de T^L_∞, q^L_∞, h^L sont celles de la ville de Chambéry (climat standard réglementaire) et construites comme détaillé plus haut. La température intérieure est régulée grâce aux valeurs : $T^h_{\text{set}} = 19\,°\text{C}$, $T^e_{\text{set}} = 24\,°\text{C}$, $T_{\text{heat}} = 17\,°\text{C}$ et $T_{\text{cool}} = 27\,°\text{C}$.

3.2. Vérification du modèle

Tout d'abord, le modèle est vérifiée à l'aide du code aux éléments finis de la `Partial Differential Equation Toolbox` de `Matlab`, en considérant les paramètres d'interface $p_0 = 1$, $p_1 = 0.5$. Les écarts étudiées sont ceux présentés dans [9] où le champ de référence est d'abord calculé sur une grille raffinée adaptée à la méthode des éléments finis, puis est interpolé de manière linéaire sur la grille de calcul du modèle : $\varepsilon_2(\boldsymbol{x}, t) \overset{\text{def}}{:=} \langle\left(T^{\text{ref}}(\boldsymbol{x}, t^n) - T(\boldsymbol{x}, t^n)\right)^2\rangle_t$, et $\varepsilon_\infty(\boldsymbol{x}, t) \overset{\text{def}}{:=} \sup_{\boldsymbol{x}\in\Omega_{\boldsymbol{x}}}\,(\varepsilon_2(\boldsymbol{x}, t))$ avec $\langle\cdot\rangle_t$ la moyenne temporelle.

La Figure 3a illustre la distribution de l'écart ε_2 au sein de la paroi. On observe que l'écart reste globalement localisé au niveau de l'interface malgré l'approximation formulée dans l'équation (11). Cependant, un écart plus prononcée apparaît aux intersections entre l'interface et les frontières. Cette observation pourrait être due soit à l'interpolation de la solution de référence sur la grille du modèle, soit au modèle lui-même. Par ailleurs, la Figure 3b présente l'évolution de l'écart ε_∞ en fonction du pas de temps Δt. Les résultats montrent d'une part que le modèle

génère une écart proportionnelle à Δt^2, et d'autre part qu'il reste stable pour des pas de temps très importants. Ceci met en évidence que l'intégration de l'interface permet de conserver les propriétés théoriques du schéma, à savoir la précision et l'inconditionnelle stabilité, validant la bonne performance globale du modèle.



(a) $\Delta x = 8.10^{-3}$ (m) *et* $\Delta t = 20$ (s) (b) $\Delta x = 8.10^{-3}$ (m)

Figure 3 : *Illustration de la répartition de l'écart* ε_2 (a) *et Influence du pas de temps* Δt *sur l'écart* ε_∞ (b).

3.3. Démarche d'optimisation

L'objectif est d'améliorer l'efficacité énergétique de la paroi en trouvant une forme d'interface Γ_i minimisant la fonctionnelle bi-objectif J [–]. Pour ce faire, une étude paramétrique sur les paramètres $\boldsymbol{p} = (p_0, p_1)$ de cette fonction est réalisée. Le domaine formé est ensuite échantillonné en $N = 686$ couples (p_0, p_1) afin de trouver des couples optimisés $\boldsymbol{p_s} = \min_{\boldsymbol{p}\in\Omega_p} J$.

$$J = \omega \cdot \frac{E}{E^0} + (1-\omega) \cdot \frac{V_i}{V_i^0} \tag{14}$$

Cette fonctionnelle est composée d'un terme énergétique et d'un terme volumique pondérés par le coefficient ω fixé à 0.5. Elle vise à privilégier les conceptions qui minimisent l'énergie traversant le mur tout en tenant compte du volume d'isolation. Le terme E représente l'énergie traversant l'interface pendant la période de simulation $\Omega_t = [0, t_f]$ et un mur présentant un volume d'isolant V_i. De manière analogue, E^0 et V_i^0 sont les termes du cas de référence, correspondant à une construction standard où l'interface entre les deux matériaux est plane ($\gamma = 0$). L'énergie E s'exprime suivant l'équation (15) où l'évaluation du flux conductif à l'interface q^i suit l'approximation détaillée dans l'équation (11).

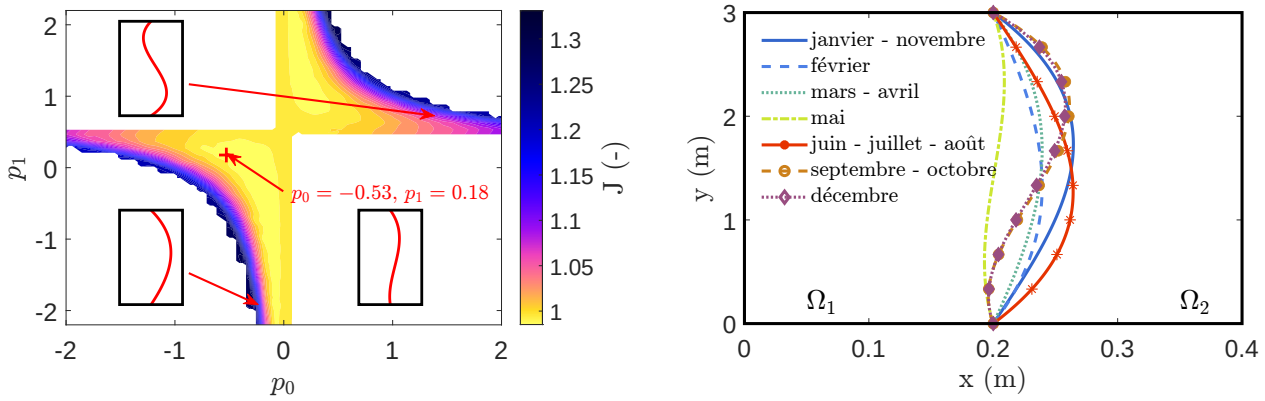
$$E = \int_{\Omega_t} q^i(t)\, d\Omega_t \quad \text{avec} \quad q^i(t) = \int_{\Gamma_i} -\lambda(\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{\nabla} T(\boldsymbol{x}, t) \cdot \boldsymbol{n}\, d\Gamma_i \tag{15}$$

Enfin, cette démarche d'optimisation suit certaines contraintes. Premièrement, le volume de la couche d'isolant V_i ne doit pas dépasser celle du cas de référence V_i^0. Deuxièmement, l'interface doit rester contenue dans le mur, autrement dit, l'interface ne peut intercepter les frontières Γ_1 et Γ_3. Ces contraintes peuvent se résumer à :

$$\int_{\Gamma_i} = \gamma(\boldsymbol{p}, y) d\Gamma \quad \text{et} \quad \Delta\varepsilon \leq \gamma(\boldsymbol{p}, y) \leq L + \Delta\varepsilon \quad (\Delta\varepsilon : \text{tolérance spatiale}) \tag{16}$$

3.4. Résultats

La procédure d'optimisation décrite est appliquée pour chaque mois de l'année ce qui permet d'obtenir des cartographies de la fonctionnelle J tel que présenté dans la Figure 4a, et les interfaces optimisées mensuelles présentées dans la Figure 4b. Le Tableau 1 donne les paramètres $\boldsymbol{p}$ associés et les gains sur la fonctionnelle.



(a) Cartographie de J pour décembre

(b) Interfaces optimisées mensuelles

Figure 4 : *Illustrations des interfaces optimisées.*

Tout d'abord, il est constaté que certaines interfaces optimisées sont communes à plusieurs mois, généralement regroupées en fonction des saisons. Les analyses mettent en évidence que, durant les mois froids (octobre à janvier), l'interface optimale présente une concavité marquée au niveau de la partie supérieure du mur, tandis que pendant les mois chauds (juin à août), cette concavité se localise principalement dans la partie inférieure du mur. Ces observations suggèrent qu'une réduction de l'épaisseur de l'isolant dans la partie supérieure du mur pourrait limiter les déperditions thermiques de la paroi en hiver, tout en maximisant les apports solaires, qui sont concentrés majoritairement sur la partie supérieure de la face extérieure au cours de cette période. À l'inverse, une épaisseur d'isolant réduite dans la partie inférieure du mur engendrerait une diminution des apports thermiques, un effet qui pourrait être bénéfique en période estivale. Enfin, les mois tempérés (février à mai) se caractérisent par des interfaces présentant des formes moins marquées, tendant davantage vers une configuration plane. Toutefois, il convient de noter que le gain obtenu est relativement faible ($\approx$1.5%) pendant une grande partie de l'année, à l'exception des périodes allant de juin à août (8.47%) et de septembre à octobre (6.84%), qui correspondent respectivement à la saison estivale et à une période de froid modéré.

Tableau 1 : *Valeurs des paramètres $\boldsymbol{p}$ et du gain ΔJ pour les interfaces optimisées mensuelles.*

	janv. - nov.	févr.	mars - avr.	mai	juin - juill. - août	sept. - oct.	déc.
p_0	-0.17	0.08	-0.08	-0.17	0.17	-0.56	-0.53
p_1	-1.01	2.56	-1.56	0.47	2.01	0.18	0.18
ΔJ [%]	1.50	1.54	1.20	0.42	8.47	6.84	1.48

Enfin, l'analyse est complétée par une étude des phénomènes physiques exposées sur la Figure 5. Le graphique (Figure 5 (haut)) expose les conditions extérieures et le second (Figure 5 (bas)) l'évolution du flux à l'interface q^i [W]. Au cours de cette période, la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur génère exclusivement des déperditions thermiques, tandis que l'ensoleillement, bien que faible, reste spatialement hétérogène sur la face extérieure. Il est ainsi observé que, dans ces conditions, le flux thermique à l'interface, qui représente un flux déperditif, est réduit de 15 à 20% grâce à la forme optimisée, ce qui témoigne de l'efficacité de la nouvelle interface.

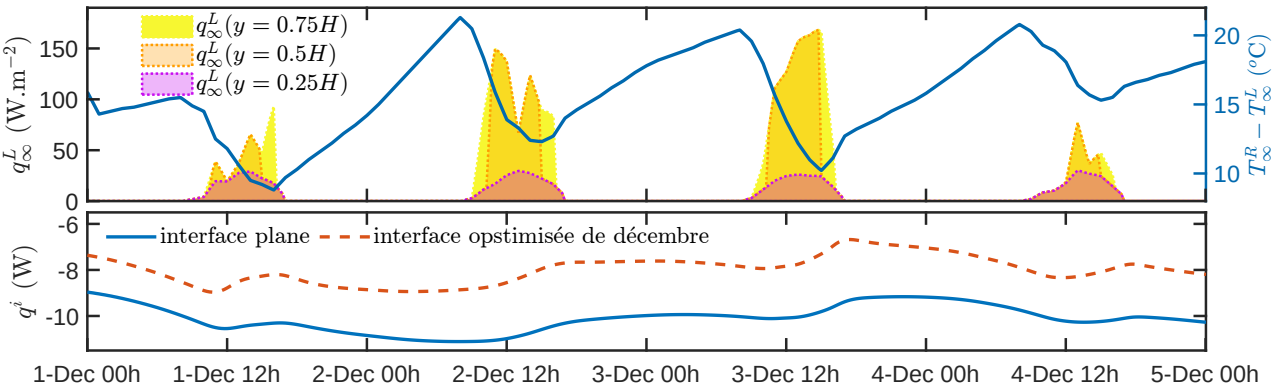


Figure 5 : *Illustration du gain instantané apporté par la paroi optimisée comparée à celle plane.*

4. Conclusion

Cet article propose un modèle numérique innovant dédié à l'amélioration des performances énergétique des parois multicouches des bâtiments. Dans un premier temps, le modèle est validé à l'aide d'un code aux éléments finis, démontrant un écart maîtrisé malgré l'introduction d'une interface complexe. Ensuite, l'étude de cas menée pour la ville de Chambéry met en évidence des perspectives encourageantes : bien que les gains énergétiques soient modérés sur une grande partie de l'année, des améliorations notables sont réalisables durant les périodes estivales et automnales, témoignant d'un véritable potentiel. Par ailleurs, ces résultats spécifiques au cas étudié suggèrent que d'autres applications pourraient conduire à des améliorations plus significatives. Les travaux futurs ambitionnent ainsi d'étendre cette approche à d'autres contextes climatiques et d'explorer de nouvelles méthodes de modélisation de l'interface, élargissant ainsi les possibilités d'innovation.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence National de Recherche (ANR) pour le financement du projet TOPS au titre du programme *JCJC CE-22 AAPG 2023*.

Références

[1] J. Berger et al., *An efficient two-dimensional heat transfer model for building envelopes*, Numerical Heat Transfer, Part A : Applications, Vol.79, No.3, 163–194, 2020. 2, 4

[2] Z. Karashbayeva et al., *Optimisation of the insulation domain for heat transfer in building wall*, 11th International conference in inverse problems in engineering : theory and practice (ICIPE 2024), Buzios, Brazil, 2024. 2, 3

[3] S. Alpar et al., *Shape optimization of the energy efficiency of building retrofitted facade*, Solar Energy, Vol.271, 112437, 2024. 2, 5

[4] A.P. de Almeida Rocha et al., *Experimental validation and comparison of direct solar shading calculations within building energy simulation tools : Polygon clipping and pixel counting techniques*, Solar Energy, Vol.158, 462–473, 2017. 3

[5] W.H. McAdams, *Heat transmission*, Krieger Pub Co, 1985. 3

[6] G.H. dosSantos et al., *A building corner model for hygrothermal performance and mould growth risk analyses*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.52, No.21, 4862–4872, 2009. 3

[7] X.-D. Liu et al., *A Boundary Condition Capturing Method for Poisson's Equation on Irregular Domains*, Journal of Computational Physics, Vol.160, No.1, 151–178, 2000. 4

[8] C. Li et al., *Alternating direction ghost-fluid methods for solving the heat equation with interfaces*, Computers & Mathematics with Applications, Vol.80, No.5, 714–732, 2020. 4

[9] S. Gasparin et al., *An innovative method to determine optimum insulation thickness based on non-uniform adaptive moving grid*, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, Vol.41, No.4, 173, 2019. 5

Vers une valeur transitoire du coefficient de pont thermique ψ ?

Towards a transient value of the thermal bridging coefficient ψ?

Edouard Walther [*1,2], Marie-Hélène Azam[1,2], Maxime Arenas-Leurent[1]

[1]INSA Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire
67000 Strasbourg (France)
[2] Université de Strasbourg, INSA Strasbourg, CNRS, ICube Laboratory UMR 7357
Strasbourg, France [*](Corresponding author: edouard.walther@insa-strasbourg.fr)

Résumé - Les bâtiment actuels possèdent un niveau d'isolation des parois qui fait ressortir la contribution relative des ponts thermiques sur les déperditions et les apports. Le coefficient ψ [W/m/K] de pont thermique calculé en régime permanent est couramment utilisé pour intégrer la contribution en flux au bilan d'une zone. Dans ce travail, on teste le clustering pour remplacer la valeur standard et constante du ψ par quelques valeurs représentatives des variations annuelles. du coefficient.

Abstract - Today's buildings have a level of wall insulation that highlights the relative contribution of thermal bridges to heat loss and gain. The ψ [W/m/K] steady-state thermal bridge coefficient is commonly used to integrate this flux contribution to the energy budget of a zone. In this work, we test clustering approach to replace the standard and constant ψ value with 4 transient values representative of annual variations.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

L	longueur de pont thermique, m	ΔT	écart de température intérieur-extérieur, K
h	coefficient d'échange surfacique, W/m^2/K	ϕ_{1D}	flux dans une dimension, W
Symboles grecs		ϕ_{2D}	flux en deux dimensions, W
ψ	coefficient de pont thermique, $\mathrm{W/m/K}$	*Indices et exposants*	
λ	conductivité thermique, $\mathrm{W/m/K}$	w	wall
ρ	masse volumique, $\mathrm{kg/m^3}$	PT	pont thermique
C_p	capacité thermique massique, $\mathrm{J/kg/K}$	i, e	intérieur, extérieur

1. Introduction

L'augmentation du niveau d'isolation des bâtiments liée aux évolutions réglementaires des 30 dernières années rend prépondérants les phénomènes de pont thermique [1].

Les exigences actuelles environnementales et énergétiques conduisent à la construction de bâtiments neufs de mieux en mieux isolés. Dans ce contexte, les ponts thermiques deviennent un point non négligeable du bilan énergétique des bâtiments. D'après Hua Ge et al. [2], les ponts thermiques peuvent représenter jusqu'à 30% des besoins d'un bâtiment performant.

Les modèles de simulation thermique dynamique (STD) de bâtiment actuellement développés se basent sur une modélisation 1D des transferts thermiques dans les parois. Pour intégrer de manière rigoureuse les ponts thermiques une modélisation 3D de l'enveloppe du bâtiment serait

nécessaire. Cette option n'est actuellement pas développée dans les logiciels de STD à l'échelle d'un bâtiment car très coûteuse en temps de calcul.

Les ponts thermiques ne pouvant pas être modélisés directement, ils sont souvent intégrés à l'aide d'un coefficient noté ψ linéique ou ponctuel [3]. Afin d'éviter un calcul fastidieux, le flux perdu par les ponts thermiques est intégré dans le bilan énergétique d'un bâtiment grâce à cette équation :

$$\phi_{PT} = \psi.\Delta T.L_{PT} \tag{1}$$

et pour cela le coefficient ψ, est calculé en régime permanent grâce à la différence entre le flux bidimensionnel ϕ_{2D} dans la configuration géométrique étudiée et le flux 1D sur une géométrie plane.

$$\psi = \frac{\phi_{2D} - \phi_{1D}}{L\ .\ \Delta T}\ \text{[W/m/K]} \tag{2}$$

Ce coefficient est le résultat de l'utilisation d'un modèle de paroi équivalente. Il simplifie de manière significative le problème, sous-estimant donc l'impact des ponts thermiques sur le bilan énergétique.

On propose ici d'explorer une piste intermédiaire entre la stratégie 1D et 3D, en calculant un coefficient $\psi(t)$ transitoire qui pourra ensuite être intégré au bilan énergétique d'un bâtiment. Afin d'optimiser la méthode, nous proposons de tester la saisonnalité de ce coefficient à l'aide d'une méthode de *clustering*. Celle-ci a déjà montré ses performances dans d'autres contextes [4, 5] et pourrait permettre d'obtenir une valeur saisonnière de coefficient ψ. Cette nouvelle approche permettrait d'améliorer la précision du bilan énergétique du bâtiment tout en maîtrisant les temps de simulation.

2. État de l'art

Afin d'évaluer de manière précise les déperditions thermiques dues aux ponts thermiques, plusieurs méthodes ont été développées avec différents degrés de complexité et de coûts de calcul. L'approche la plus répandue consiste à utiliser un modèle de pont thermique en régime permanent, soit en utilisant une majoration forfaitaire des coefficients de transmission thermique des parois, soit, comme présenté en introduction, en calculant un coefficient ψ. Ces approches permettent d'obtenir des estimations approximatives en intégrant simplement la contribution des ponts thermiques aux déperditions globales du bâtiment. Cependant, comme le présente [6], une modélisation dynamique des ponts thermiques serait préférable pour évaluer les consommations (chauffage ou climatisation) proches de la réalité. C'est pourquoi plusieurs approches ont été développées utilisant des modèles 2D ou 3D de modélisation des ponts thermiques basés sur des méthodes de résolution classiques (différences finies, volumes finis), des modèles simplifiés (résistance-capacité) et des modèles réduits. Ces modèles peuvent être ensuite couplés à des logiciels de simulation à l'échelle du bâtiment [2]. Bien que ces approches permettent d'améliorer significativement les résultats, elles ont encore un coût de calcul prohibitif.

La méthode envisagée ici propose un mi-chemin entre un coefficient ψ constant et un modèle 3D détaillé et couplé à un modèle de bâtiment. On propose ici d'explorer le caractère saisonnier d'un coefficient $\psi(t)$ calculé en régime transitoire, avec l'idée de proposer quelques valeurs représentatives saisonnières, plutôt que d'avoir un coefficient ψ variant à chaque pas de temps de calcul . La méthode de clustering est ici proposée pour sélectionner les valeurs représentatives.

Elle a fait ses preuves pour créer une séquence climatique représentative d'une année (83 jours au lieu de 365 jours pour une erreur relative de 7%) [4], ainsi que pour créer un jeu de données d'apprentissage pour entraîner un modèle réduit de type POD (*Principal Orthogonal Decomposition*, 24 jours de données nécessaires au lieu de 365 jours pour une réduction totale des temps de calculs de 94%) [5].

3. Méthode

3.1. Cas d'étude

Un pont thermique représenté par une discontinuité d'isolant intérieur au niveau d'un refend a été étudié (voir Figure 1). Les caractéristiques thermophysiques des matériaux tirées de [7] sont regroupées dans le Tableau 1.

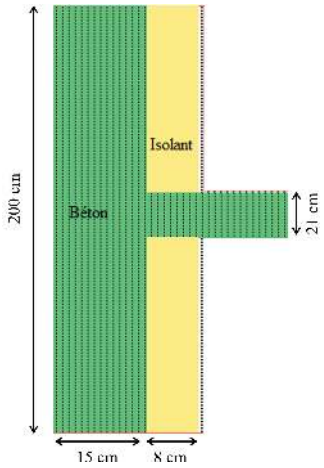


Figure 1 : *Composition et dimensions du pont thermique de refend.*

	λ	ρ	C_p
	W.m^{-1}.K^{-1}	kg.m^{-3}	J.kg^{-1}.K^{-1}
Isolant	0.04	28	1450
Béton	1.6	2200	880

Table 1 : *Caractéristiques thermophysiques des matériaux*

3.2. Problème physique

Le problème physique étudié ici consiste à résoudre l'équation de la chaleur en 2D à l'intérieur d'une coupe de paroi présentant un pont thermique tel que présenté sur la Figure 1. A l'extérieur et à l'intérieur une condition aux limites de Neumann est imposée représentant les échanges superficiels convectif et radiatif linéarisés. On considère des coefficients d'échange surfaciques constants, à l'extérieur $h_e = 25$ [W/m^2/K] et à l'intérieur $h_i = 7.7$ [W/m^2/K], conformément aux valeurs conseillées par la RE2020 pour les parois verticales. La température intérieure est fixée à 19°C. Le champ de température à un instant t est donné sur la Figure 2 b) à titre d'exemple. Les conditions de température extérieure sont celles d'un fichier météorologique de Rennes pour l'année 2023, issue de *Meteostat* et représenté sur la Figure 2 a).

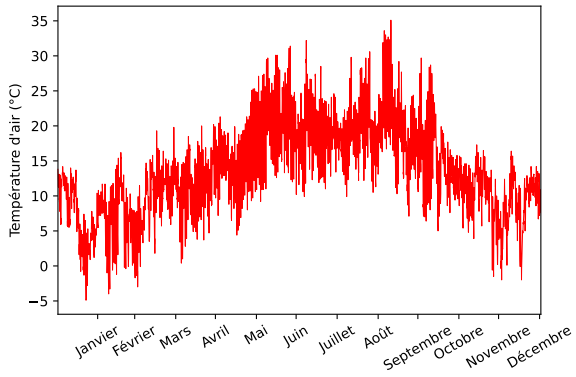


Figure 2 : *a) Température d'air extérieur T_e mesurée pour Rennes en 2023 (source Meteostat)*

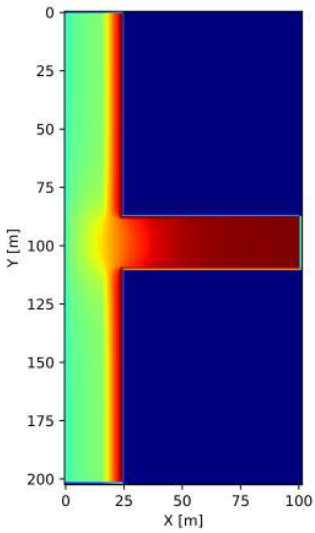


Figure 2 b) : *Profil de température dans le pont thermique de refend en ITI avec isolant intérieur.*

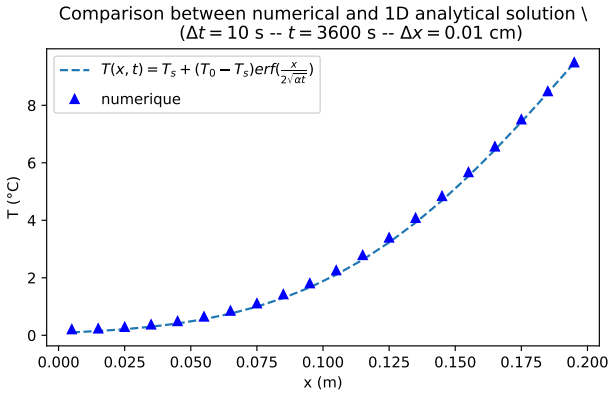


Figure 3 : *Comparaison des résultats numériques et analytiques*

3.3. Modélisation en volumes finis bidimensionnels

Pour modéliser les transferts de chaleur, la méthode des volumes finis est utilisée [8]. Elle permet, pour une géométrie cartésienne, de récupérer directement les caractéristiques λ, ρ, C_p de la configuration puis de mener les calculs de conduction transitoire avec un schéma d'Euler explicite. La discrétisation temporelle est choisie avec un pas de temps conservateur $\Delta t = 30$ [s] tandis que le pas d'espace $p = 1$ [cm] respecte les recommandations de la réglementation [9], soit $p < 2.5$ [cm] et une taille de domaine supérieure au mètre à partir du pont thermique. Le modèle a été validé sur un cas de massif semi-infini avec température imposée résolu par une solution analytique (voir Figure 3).

3.4. Calcul de la valeur dynamique du pont thermique

Pour chaque pont thermique étudié, on compare à chaque pas de temps les valeurs de flux obtenues $\phi_{1D}(t)$ pour la paroi sans pont thermique *versus* $\phi_{2D}(t)$ pour le modèle complet décrit précédemment afin d'obtenir le coefficient $\psi(t)$ transitoire tel que :

$$\psi(t) = \frac{\phi_{2D}(t) - \phi_{1D}(t)}{L(T_e(t) - T_i)} \tag{3}$$

On obtient alors une valeur de coefficient $\psi(t)$ au pas de temps de calcul sur une année qui constitue notre jeu de données de référence.

3.5. Méthode de clustering

La méthode de *clustering* de données est une stratégie étudiée ici pour sélectionner parmi le jeu de données de référence quelques valeurs représentatives du coefficient de pont thermique transitoire. Le but de cette méthode est de catégoriser des données similaires en groupes/grappes appelés "*clusters*". Chaque groupe peut alors être représenté par un centroïde, qui est le membre central (ou moyen) du groupe. De nombreux algorithmes de partitionnement de données ont été proposés dans la littérature. Nous utilisons la méthode des *k-means* et l'algorithme fourni par la bibliothèque `scikit-learn` de Python [10] qui utilise l'algorithme de Lloyd. Les performances de l'algorithme du *k-means* dépendent de deux paramètres : le point de départ et le nombre de clusters. Différents points de départ choisis aléatoirement peuvent être utilisés pour tester l'algorithme et surmonter le premier problème, pour le deuxième problème plusieurs nombres de clusters ont été envisagés et testés.

3.6. Méthode d'évaluation

L'objectif principal de ce travail est de proposer un nombre réduit de valeurs de coefficient transitoire de pont thermique *via* la méthode de clustering présentée précédemment. Pour cela, le modèle 2D de parois constitue notre jeu de donnée de référence. Trois stratégies sont comparées (1) la valeur réglementaire constante, (2) la valeur transitoire issue du modèle 2D (référence), (3) la valeur saisonnière issue du clustering. Les flux thermiques calculés à l'aide de ces trois méthodes sont comparés par la suite avec pour référence le modèle 2D.

4. Résultats

4.1. Valeurs du coefficient ψ transitoire 2D

Les calculs sont menés pour la géométrie de pont thermique décrite ci-avant. Les distributions des valeurs obtenues pour le refend en ITI sont représentées sur la Figure 6. On constate d'une part que la distribution est centrée autour d'une valeur proche de zéro et qu'il existe des valeurs de coefficient de pont thermique négatives et positives. Au vu de ces résultats, la question de la pertinence d'un coefficient $\psi = cste$ pour l'évaluation annuelle du flux perdu (ou gagné) par les ponts thermiques se pose.

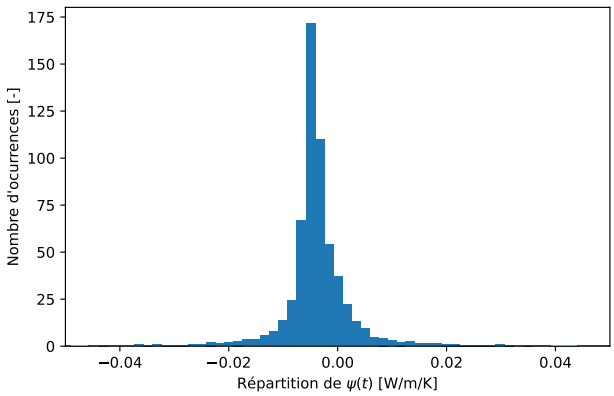


Figure 4 : *Refend - répartition de* $\psi(t)$.

4.2. Clustering des valeurs de $\psi(t)$ et comparaison des méthodes

Afin de représenter le jeu de données $\psi(t)$ par un nombre limité de valeurs, la méthode des *k-means* vise à choisir les valeurs qui minimisent l'écart statistique entre les différentes valeurs d'une série. Il s'agit donc de déterminer combien de valeurs moyennes ψ_i sont à choisir.

La racine de l'erreur moyenne quadratique (RMSE) servira d'indicateur de comparaison. Elle est calculée comme la différence entre la solution numérique de référence fournie par le flux transitoire lié au pont thermique $\phi_{2D}(t) - \phi_{1D}(t)$ et respectivement le flux calculé par la méthode des *k-means* ainsi que celle du coefficient ψ constant.

La RMSE obtenue en fonction du nombre de clusters choisis est tracée sur la Figure 5, comparée à la RMSE de la méthode classique $\psi = cst$ (en pointillés). On constate que la méthode proposée est systématiquement plus performante que l'usage d'un coefficient de pont thermique constant, ainsi qu'une nette amélioration des performances la méthode pour un nombre de clusters supérieur à 10.

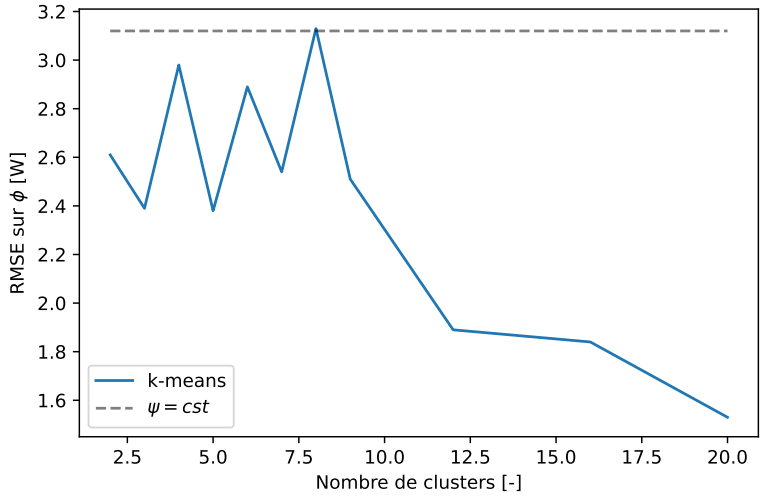


Figure 5 : *Comparaison de la racine de l'erreur moyenne quadratique entre* $\psi = cst$ *et un nombre croissant de clusters.*

On présente dans la suite les résultats obtenus pour 10 clusters. Sur la Figure 6 les valeurs

des centres des clusters sont présentées. On observe une dispersion en positif et en négatif avec des valeurs relativement proches, ce qui suggère que la méthode de clustering pourrait être améliorée, notamment en séparant la série en valeurs positives et négatives.

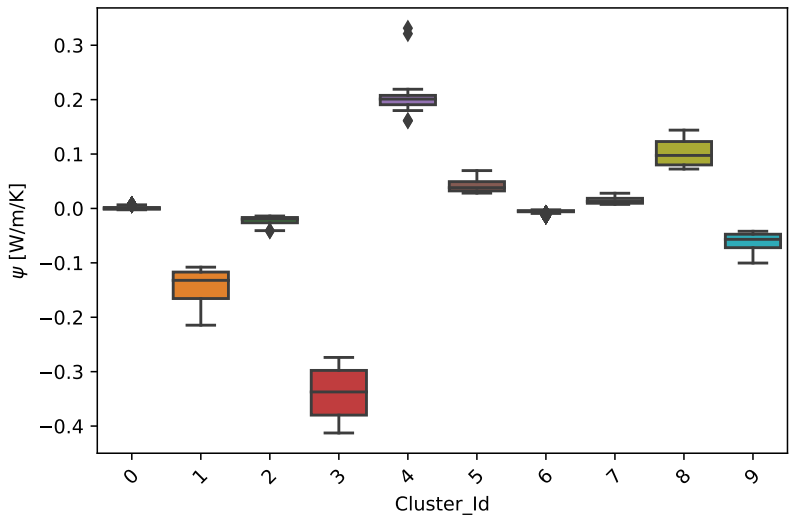


Figure 6 : *Boîtes à moustaches des valeurs ψ_i obtenues pour 10 clusters (pour chaque boîte colorée, la barre centrale représente la médiane, et les barres supérieures/inférieures les premiers et derniers quartiles)*

Phénoménologiquement, si l'on compare les méthodes avec la solution numérique de référence, on constate que la méthode de clustering est plus à même de représenter les variations de flux passant au travers du pont thermique. Sur la Figure 7, ces flux sont tracés *versus* la solution de référence $\phi_{2D}(t) - \phi_{1D}(t)$ et on observe que la méthode de clustering permet de respecter le sens de variation du flux, avec un coefficient $R^2 \sim 0.75$. La RMSE pour un coefficient de pont thermique constant est de 3.12 [W/m] tandis qu'elle est de 2.67 [W/m] pour la méthode de clustering, soit une réduction de 15%.

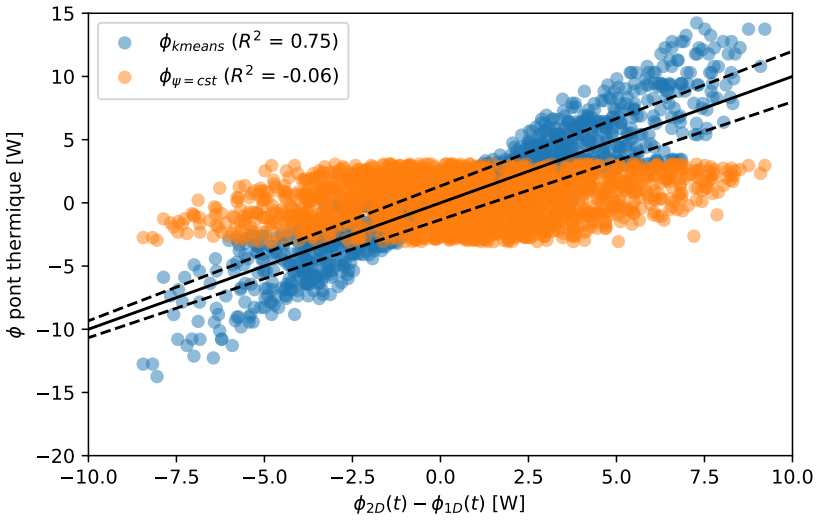


Figure 7 : *Comparaison de la méthode $\psi = cst$ et du clustering (10 clusters) avec la solution numérique de référence (les droites continue et en pontillés représentent la première bissectrice $\pm 10\%$)*

5. Conclusion

Dans cette étude, une approche originale pour la modélisation des ponts thermiques a été abordée en utilisant une méthode statistique de clustering des données. Elle permet de sélectionner quelques valeurs représentatives au sein d'un jeu de données de pont thermique transitoire. Cette méthode améliore le calcul du flux de pont thermique de 15% par rapport à la méthode 1D et présente une erreur de 2.67 [W/m] par rapport à la solution 2D transitoire, pour un mètre linéaire de pont thermique.

Ces valeurs peuvent sembler modestes mais elles sont bien sûr liées à la typologie du pont thermique choisi et varient sans doute dans d'autres configurations, dont une sélection de ponts thermiques "classiques" qui est en cours d'étude à la suite de ce travail.

Les investigations menées ont ainsi permis de montrer le potentiel de la méthode et ouvrent vers de nombreuses pistes d'investigations comme (1) la mise en relation des températures intérieures et extérieures ainsi que de l'inertie de la géométrie avec la valeur discrète de coefficient de pont thermique, sans quoi la méthode offre peu d'intérêt, ou (2) l'influence significative du flux solaire sur le ψ qui pourra être évaluée par la même méthode sans difficulté.

Cette démarche pourra également être développée dans de futurs travaux sur plusieurs typologies de ponts thermiques (variations de la configuration géométrique et études d'impact de paramètres comme l'épaisseur de l'isolant) pour être ensuite implémentée à une échelle plus large, celle du bâtiment. Ce changement d'échelle permettra de quantifier les bénéfices de la méthode en termes de précision (besoin énergétique ou température intérieure) et de temps de calcul.

References

[1] Les ponts thermiques dans les bâtiments performants, Mutuelle des Architectes Français assurances, T17, Octobre 2012

[2] Ge, H., & Baba, F. (2015). Dynamic effect of thermal bridges on the energy performance of a low-rise residential building. Energy and Buildings, 105, 106-118.

[3] Theodosiou, T., Tsikaloudaki, K., Kontoleon, K., & Giarma, C. (2021). Assessing the accuracy of predictive thermal bridge heat flow methodologies. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 136, 110437.

[4] Ribault, C. (2017). Méthode d'optimisation multicritère pour l'aide à la conception des projets de densification urbaine (Doctoral dissertation, Université de Lyon).

[5] Azam, M. H., Guernouti, S., Musy, M., & Poullain, P. (2019). How To Perform An Efficient Learning Process For A Combined POD And PGD Soil Urban Thermal Model ? Application To Canyon Streets. In Building Simulation 2019 (Vol. 16, pp. 3155-3162). IBPSA.

[6] Roux, J. J., & Kuznik, F. (2024, May). STD: Etat de l'art et bon usage des modèles des ponts thermiques et des parois hétérogènes 3D. In Conférence IBPSA France-La Rochelle Oléron-2024.

[7] Réglementation Thermique 2005. Règles Th-U - Fascicule 2 : Matériaux

[8] E. Walther, *Building Physics – Applications in python*, DIY Spring (2021).

[9] Règles Th-U - Fascicule 5 : Ponts thermiques - Chapitre II : Méthodes de calcul des ponts thermiques

[10] Pedregosa, F., Varoquaux, G., Gramfort, A., Michel, V., Thirion, B., Grisel, O., ... & Duchesnay, É. (2011). Scikit-learn: Machine learning in Python. the Journal of machine Learning research, 12, 2825-2830.

Développement et caractérisation thermophysique de bio composite d'isolation à base de fibres de coir et gaines foliaires de cocotiers.

Ayihaou A. DJOSSOU[1*], Wilfrid C. ADIHOU[1], Dieu-donné AKOTEGNON[1], Luc A. ATCHADE[1], Clotilde T. GUIDI[1], Aristide C. HOUNGAN[2].

[1]Laboratoire de Procédés et de l'Innovation Technologique (LaPIT) de l'INSTI-Lokossa, BP 133 Lokossa (Bénin)
[2]Ecole Normale Supérieure de l'Enseignement Technique (ENSET) de Lokossa

Résumé - L'objectif de cette étude est de mettre au point un bio panneau isolant à base de fibres de coir et gaines foliaires de cocotiers et colle d'amidon. A cet effet, deux séries d'échantillons ont été formulés à base de fibres respectivement et colle d'amidon et de résine époxy prise comme témoin. Les essais thermiques ont été effectués avec la méthode du ruban chaud. Les résultats obtenus ont montré que les caractéristiques thermiques des échantillons d'amidon sont légèrement supérieures mais très proches de celles des échantillons de résine malgré une teneur en fibres élevée de 7 % à 9 % dans ces derniers par rapport aux échantillons d'amidon.

Mots clés : Fibres de coco ; gaines foliaires ; conductivité thermique ; valorisation des déchets ; bio panneau.

Nomenclature

a	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	T	Température, K
E	Effusivité thermique, $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$	t	Temps, s
L	Longueur, m	**Lettres grecques :**	
m	Masse, kg	λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
S	Surface, m^2	φ	Flux de chaleur, W

1. Introduction

Face aux exigences du développement durable, la recherche de solutions alternatives aux matériaux traditionnels dérivés de ressources fossiles et minérales non renouvelables s'intensifie [1]. En effet, la nécessité de réduire l'empreinte environnementale de l'activité humaine et de lutter contre les inégalités sociales incite les industriels et les chercheurs à explorer de nouvelles pistes. L'utilisation de fibres végétales comme substituts aux fibres synthétiques dans la fabrication de composites s'inscrit dans cette démarche prometteuse. L'utilisation future de ce matériau de renfort présente un fort potentiel. En effet, elle permettrait de réduire de manière significative les coûts de production et de transport, tout en stimulant une industrie régionale souvent en difficulté face à la crise [2].

La mise en œuvre des fibres naturelles cellulosiques de plantes ou de résidus agricoles ou agro-industriels dans l'élaboration de matériaux de structure composites pour diverses applications à valeur ajoutée, incluant notamment les industries du bâtiment et de l'automobile, est aujourd'hui un domaine de recherche d'intérêt croissant dans de nombreuses régions du monde [3]. L'avantage principal qu'offrent ces matériaux pour l'industrie est leur faible poids pour d'excellentes qualités mécaniques. Un matériau composite peut être défini d'une manière générale comme l'assemblage de deux ou plusieurs matériaux de natures différentes. Le matériau composite est constitué d'un renfort qui contribue à ses propriétés mécaniques et d'un liant appelé matrice. Le rôle de la matrice est d'assurer la cohésion entre les éléments du renfort.

Cette étude s'est axée principalement sur la mise au point et la caractérisation de matériaux composites éco-responsables destinés à l'isolation thermique. Dans ce cadre, il a été réalisé deux catégories d'échantillons à base de fibres de coir, colle résine et colle d'amidon. Les échantillons de résines ont servi de témoins pour les comparaisons. Des essais de caractérisation thermique ont permis d'accéder aux propriétés thermophysiques des échantillons et de d'apprécier leur comportement thermique.

2. Matériaux étudiés

Les matières premières de base utilisées sont les fibres de coco collectées, séchées et broyées, colle résine époxy et colle d'amidon (figure 1). Selon une fiche technique de Interreg Sudoe de European Regional Development Fund (European Union)/ENERPAT, les fibres de coco présentent une faible conductivité de 0,037 à 0,045 $W.m^{-1}.K^{-1}$, une densité de 20 à 60 $kg.m^{-3}$, une chaleur spécifique de 1500 à 1800 $J.kg^{-1}.K^{-1}$, un coefficient de diffusion à la vapeur d'eau de 1 à 2 et un bilan CO_2 de 181 à 270 kg équivalent $CO_2.m^{-3}$; ce qui les rend utiles pour améliorer les performances thermiques du composite [W1]. Leur capacité à réduire les transferts thermiques est un atout pour la régulation de la température dans les bâtiments. Les échantillons de résine servent de témoins pour les comparaisons des propriétés. Pour la fabrication des échantillons, il a été conçu un moule de dimensions 6 cm x 4 cm x 3 cm. La résine et le durcisseur ont été bien mélangés dans une proportion de 2 : 1 en masse. Le mélange (fibres + amidon ou résine) préparé est empilé et introduit par garnissage gravitaire manuel dans le moule. Deux plaques métalliques coulissantes à l'intérieur du moule permettent de bien aplatir les surfaces de l'éprouvette. Le moule et ces plaques sont préalablement recouverts de l'huile à moteur. Une pression est appliquée pendant un temps nécessaire appelé temps de pressage de 20 mn. Après la cuisson du panneau, celui-ci est démoulé, pesé et séché à l'air libre. Il est ensuite conservé dans des emballages en plastique afin de limiter la reprise d'humidité.

De gaines ont été découpées puis déposées sur deux faces externes de certains échantillons pour renforcer leurs surfaces.

Les tableaux 1 et 2 présentent les formulations adoptées.

Mélange (Fibre + Résine)	(Fibre et Résine) (%)	(Fibre et Résine) (g)	Masse totale (g)
Mélange 1	80 % et 20 %	96,8 g et 24,2 g	121 g
Mélange 2	85 % et 15 %	104,55 g et 18,45 g	123 g

Tableau 1 : *Mélanges (Fibre de coco + Résine) formulés*

Mélange (Fibre + Amidon)	(Fibre et Amidon) (%)	(Fibre et Amidon) (g)	Masse totale (g)
Mélange 1	73 % et 27 %	104,55 g et 40 g	144,55 g
Mélange 2	76 % et 24 %	96 g et 30 g	126 g

Tableau 2 : *Mélanges (Fibre de coco + Amidon) formulés*

Fibres de coco | Fibres broyées | Panneaux de fibres et résine | Panneaux de fibres et amidon

Figure 1 : *Fibres de coco et panneaux isolants de fibres de coco et colle résine et amidon*

3. Caractérisation thermique des échantillons

Les propriétés thermophysiques des échantillons ont été déterminées avec la méthode du ruban chaud.

3.1. Principe de la méthode du ruban chaud

Un élément chauffant rectangulaire au centre duquel est posé un thermocouple de faible diamètre, est inséré entre deux échantillons identiques du matériau, de surfaces planes. Les dimensions des échantillons sont telle que la perturbation provoquée par l'échelon de flux ($\varphi = 0$ si $t < t_0$ et $\varphi = \varphi_0$ si $t > t_0$) imposé à la sonde n'atteigne aucune de leurs faces externes pendant la durée de la mesure (hypothèse du milieu semi infini). Le rapport longueur/largeur de la résistance est choisi de manière à ce que le transfert de chaleur au centre de la résistance puisse être considéré bidimensionnel pendant un temps inférieur à 180 s [4 ; 5]. La plus petite dimension des échantillons doit être supérieure à 1,5 fois la largeur totale du ruban. Le thermogramme correspondant au début du chauffage (0 – 50 s : temps pendant lequel le transfert de chaleur au centre de la sonde reste unidirectionnel) est utlisé pour estimer l'effusivité thermique par la méthode du type plan chaud. Une modélisation complète des transferts bidirectionnels dans les échantillons associée à une méthode d'estimation des parmètres permet d'utiliser le thermogramme entre 0 s et 180 s pour estimer la conductivité thermique. La figure 2 présente le dispositif expérimental du ruban chaud utilisé : 1-Alimentation stabilisée ; 2-Centrale d'acquisition ; 3-Résistance insérée entre 2 échantillons du matériau.

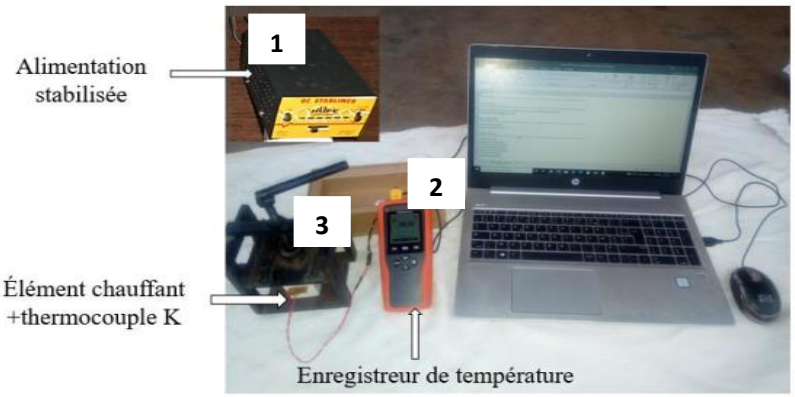


Figure 2 : *Dispositif expérimental du ruban chaud*

3.2. Estimation des paramètres

L'estimation de l'effusivité thermique se fait aux temps courts par régression linéaire du thermogramme $T_s(0,t) - T_s(0,0)$ en fonction de $\sqrt{t}$ entre 0 et 50 s (équation 1). Le coefficient directeur α de la droite permet d'obtenir l'effusivité par la relation 2.

$$T_s(0,t) - T_s(0,0) = \frac{2\varphi_0}{ES\sqrt{\pi}}\sqrt{t} + \varphi_0\left[R_c - \frac{(mc)_s}{(ES)^2}\right] \quad (1)$$

$$E = \frac{2\varphi_0}{\alpha S\sqrt{\pi}} \quad (2)$$

L'estimation de la conductivité thermique se fait aux temps longs par régression linéaire du thermogramme $T_s(0,t) - T_s(0,0)$ en fonction de $\ln(t)$ entre 100 s et 180 s (équation 3). Le coefficient directeur β de la droite permet d'obtenir la conductivité par la relation 4.

$$T_s(0,t) - T_s(0,0) = \frac{\varphi_0}{4\pi\lambda L} ln(t) + \varphi_0 \left[R_c - \frac{ln\left(\frac{r_0}{\sqrt{a}}\right)}{2\pi\lambda L} + \frac{\gamma}{4\pi\lambda L} \right] \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{\varphi_0}{\beta 4\pi L} \quad (4)$$

La diffusivité thermique est obtenue par :

$$a = \left(\frac{\lambda}{E}\right)^2 \quad (5)$$

4. Résultats et discussions

La mesure de chaque paramètre est répétée trois fois et une moyenne est enfin calculée. La figure 3 présente la conductivité et l'effusivité thermique des échantillons témoins de mélange fibres et résine. On constate que la conductivité moyenne et l'effusivité moyenne des échantillons de (85 % de fibres et 15 % de résine) sont inférieures à celles des échantillons de (80 % de fibres et 20 % de résine). On en déduit que plus le pourcentage de fibres est élevé plus le panneau est isolant.

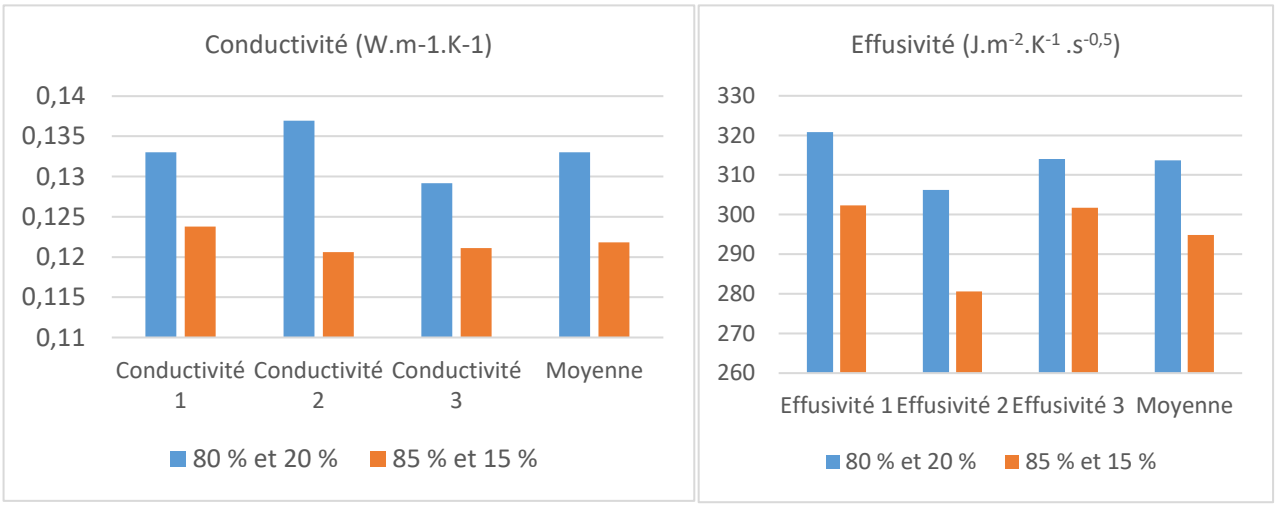


Figure 3 : *Conductivité et effusivité thermique des échantillons témoins de fibres et résine*

La figure 4 présente la diffusivité thermique des échantillons témoins de mélange fibres et résine. On constate que la diffusivité moyenne des échantillons de 85 % de fibres et 15 % de résine est inférieure à celle des échantillons de 80 % de fibres et 20 % de résine. On en déduit que plus le pourcentage de fibres est élevé plus le panneau est isolant et diffuse moins la chaleur.

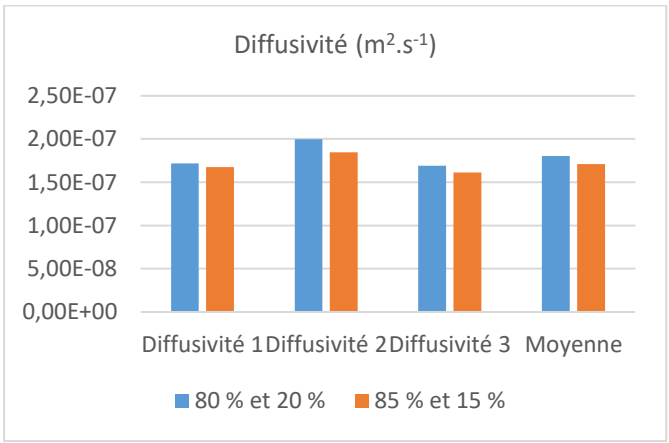


Figure 4 : *Diffusivité thermique des échantillons de fibres et résine*

La figure 5 présente la conductivité et l'effusivité thermique des échantillons de mélange fibres et amidon. On constate que la conductivité moyenne et l'effusivité moyenne des échantillons de 76 % de fibres et 24 % d'amidon est inférieure à celle des échantillons de 73 % de fibres et 27 % d'amidon. On en déduit que plus le pourcentage de fibres est élevé plus le panneau est isolant.

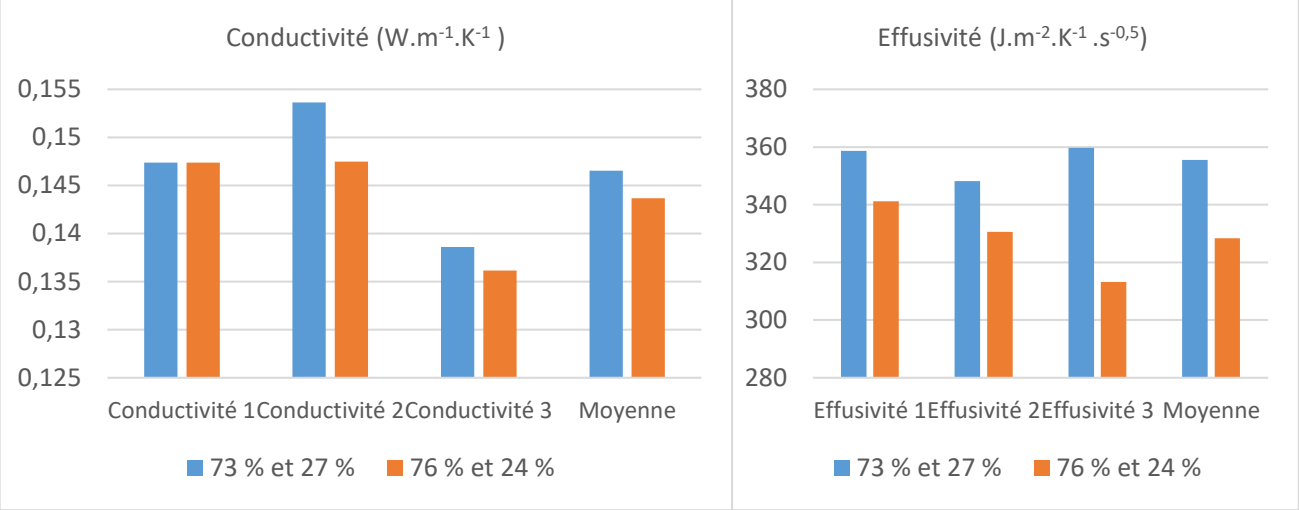


Figure 5 : *Conductivité et effusivité thermique des échantillons de fibres et amidon*

La figure 6 montre que la diffusivité moyenne et l'effusivité moyenne des échantillons de 76 % de fibres et 24 % d'amidon est supérieure à celle des échantillons de 73 % de fibres et 27 % d'amidon. On en déduit que l'échantillon de 76 % de fibre diffuserait plus la chaleur que celui de 73 % de fibre.

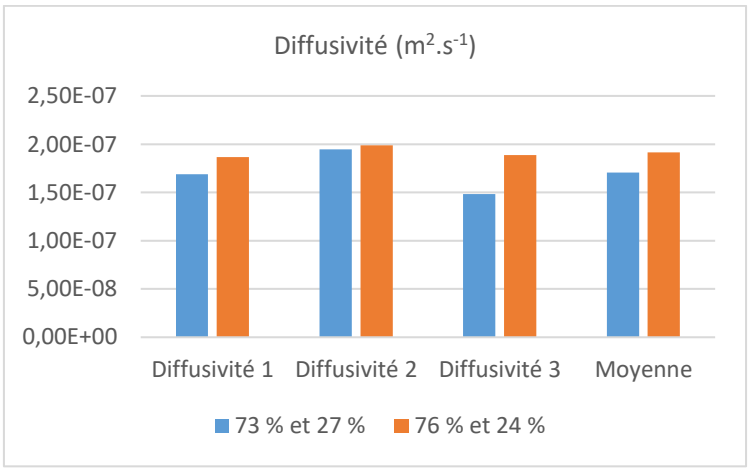


Figure 6 : *Diffusivité thermique des échantillons de fibres et amidon*

En général, l'augmentation du taux de fibres améliore les caractéristiques du matériau. Les conductivités thermiques obtenues varient de 0,146 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 0,144 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour un taux d'amidon variant de 27 % à 24 % et, de 0,133 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 0,122 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour un taux de résine variant de 20 % à 15 %. Ces valeurs sont proches de 0,12 $W.m^{-1}.K^{-1}$ recommandée par la norme American National Standards Institute (ANSI 208, 1999). Les résultats obtenus sont meilleurs à ceux du composite polyester + fibres de bambou dont la conductivité thermique varie de 0,185 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 0,196 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour une température de pressage variant de 40 °C à 70 °C [6]. La valeur maximale de conductivité obtenue est également inférieure à celle des isolants à base de déchets de papier journal, de vermiculite et de perlite dont la conductivité thermique de 0,063 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 0,15 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [7]. Les valeurs élevées des caractéristiques

thermiques des échantillons de fibres et résine malgré le taux de fibres élevé pourraient s'expliquer par le fait la conductivité thermique de résine qui est de 0,23 $W.m^{-1}.K^{-1}$ supérieure à celle des fibres [8]. Des résultats similaires sont obtenus sur le composite granules de papier + amidon dont la conductivité thermique est de 0,18 $W.m^{-1}.K^{-1}$ [9].

Les tableaux 3 et 4 présentent la synthèse des résultats avec les écarts types sur les moyennes.

Panneaux de fibres et résine	Effusivité ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Ecart type ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Conductivité ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Ecart type ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Diffusivité (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)	Ecart type (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)
80% et 20%	313,711	3,451	0,133	0,002	1,803	0,080
85% et 15%	294,876	5,833	0,121	0,001	1,711	0,057

Tableau 3 : *Synthèse des caractéristiques thermophysiques du mélange (Fibre de coco + résine)*

Panneaux de fibres et amidon	Effusivité ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Ecart type ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$)	Conductivité ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Ecart type ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Diffusivité (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)	Ecart type (10^{-07} $m^2.s^{-1}$)
73% et 27%	355,505	3,003	0,146	0,004	1,707	0,109
76% et 24%	328,354	6,639	0,143	0,003	1,915	0,031

Tableau 4 : *Synthèse des caractéristiques thermophysiques du mélange (Fibre de coco + amidon)*

5. Conclusion

Suite aux tests réalisés sur les échantillons de mélange de fibres et résine et fibres et amidon, nous avons constaté que malgré que la teneur en fibre dans les mélanges à base de résine est supérieure de 9 % par rapport aux mélanges à base d'amidon, ces derniers présentent des caractéristiques voisines de celles des panneaux à base de résine. Il en découle que les panneaux isolants à base d'amidon sont plus performants que ceux à base de résine en termes d'isolation thermique. Ils présentent de meilleures caractéristiques, ce qui pourrait les rendre plus efficaces pour des applications nécessitant une isolation thermique rapide et réactive. Cela pourrait être particulièrement avantageux dans des contextes où la régulation rapide de la température est cruciale.

Références

[1] L. Vidil. Etude de matériaux naturels 2d – potentialités d'utilisation comme renfort de matériaux composites. Thèse pour le doctorat en chimie des matériaux soutenue à l'Université des Antilles, Pointe à Pitre (2019).

[2] W. H. Hounkpatin. Utilisation du typha domingensis dans l'amélioration de la performance ´énergétique des bâtiments en milieu tropical humide. Thèse de doctorat de l'université d'Abomey-Calavi (2021).

[3] : A. Y. Nenonene. Elaboration et caractérisation mécanique de panneaux de particules de tige de kénaf et de bioadhésifs à base de colle d'os, de tannin ou de mucilage. Thèse de doctorat de l'université de Toulouse, Institut National Polytechnique de Toulouse, Sciences des Agro ressources (2009).

[4] Y. Jannot and P. Meukam. Simplified estimation method for determining the thermal effusivity and thermal conductivity using a low cost hot strip, Meas. Sci. Technol., Vol. 15, pp. 1932 – 1938 (2004).

[5] Y. Jannot. Théorie et pratique de la métrologie thermique, Séminaire PER AUF. 78 p (2008).

[6] M. Mounika, K. Ramaniah, P. A. V. Ratna, K. M. Rao. Thermal Conductivity Characterisation of Bamboo Fibre Reinforced Polyester Composite. Journal of Materials and Environment Science 3 (6) : 1109-1116 (2012).

[7] A. Gounni, M. El Wazna, M. El Alami, A. El Bouari, O. Cherkaoui, M. T. Mabouk, A. Kheiri. Thermal performance evaluation of textile waste as an alternative solution for heat transfer reduction in buildings. J. Sol. Energy Eng. 140, 1–6 (2018).

[8] E. Schuhler. Dégradation des matériaux composites sous l'effet d'une flamme : application à la réaction aux feux des composites utilisés pour les transports et l'énergie. Polymères. Normandie Université, France (2019).

[9] L. M. Thieblesson, F. Collet, S. Prétot, C. Lanos, H. Kouakou. Elaboration et caractérisation thermohydrique de matériaux issus de ressources locales recyclées ou biosourcées. AJCE - Special Issue. Volume 34 - Issue 1 : 372-379 (2020).

[W1] https://enerpatsudoe.fr ; consulté le 10 avril 2025.

Thème 9

Thermographie

Investigation par radiométrie photothermique à balayage de la porosité des pièces fabriquées par fusion par faisceau d'électrons 797
Développement d'une méthode de mesure de résistance thermique de contact entre 2 cylindres à partir d'excitations et de réponses de température en face avant 805

Investigation par radiométrie photothermique à balayage de la porosité des pièces fabriquées par fusion par faisceau d'électrons sur lit de poudre.

Investigation of the porosity of parts manufactured by electron beam melting using scanning photothermal radiometry.

Alejandro MATEOS-CANSECO[1*], Andrzej KUSIAK[1], Jean-Luc BATTAGLIA[1], Matthieu MUSEAU[2], François VILLENEUVE[2], Alexandre MARGUERET[3]

[1]Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295
F-33400, Talence, France
[2] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, G-SCOP, UMR 5272
F-38000, Grenoble, France
[3] SIMAP - Grenoble
F-38402, Saint Martin d'Hères, France
*(auteur correspondant : alejandro.mateos-canseco@u-bordeaux.fr)

Résumé - Dans le cadre du contrôle non destructif, la radiométrie photothermique à balayage est appliquée à l'investigation de la porosité des pièces métalliques en Ti-6Al-4V réalisées par fabrication additive EBM (Electron Beam Melting). L'évolution de la porosité du matériau fabriqué en fonction des paramètres du procédé EBM est mise en évidence à partir d'images photothermiques. En effet, la signature thermique mesurée est impactée par des changements de la diffusivité thermique apparente du matériau. Cette dernière étant altérée par la présence de pores dans le massif.

Abstract - In the context of non-destructive testing, scanning photothermal radiometry is applied to the investigation of the porosity of Ti-6Al-4V metalic parts produced by EBM (Electron Beam Melting) additive manufacturing. The evolution of the porosity of the manufactured material according to the EBM process parameters is highlighted from photothermal images. Indeed, the measured thermal signature is impacted by changes in the apparent thermal diffusivity of the material. The latter being altered by the presence of pores in the solid metal.

Nomenclature

M	émittance, $\mathrm{W/m^2}$	ϵ	coefficient d'émission
T	température, K	σ	constante de Stefan-Boltzmann, $\mathrm{W/m^2K^4}$
f	fréquence, Hz	ϕ	déphasage, $\mathrm{rad, deg.}$
l	largeur de détecteur, $\mu\mathrm{m}$	φ	flux de chaleur , $\mathrm{W/m^2}$
r	rayon de flux de chaleur, $\mu\mathrm{m}$	ω	fréquence angulaire, rad
t	temps, s	*Indices et exposants*	
v	vitesse, $\mu\mathrm{m/s}$	N	magnitude normalise
Symboles grecs		0	partie continue
α	diffusivité thermique, $\mathrm{m^2/s}$	ω	partie transitoire
Δ	variation,intervalle		

1. Introduction

La fabrication additive est devenue un procédé important dans la production de nouveaux prototypes et de structures aux géométries complexes, difficiles à obtenir par des techniques d'usinage, de déformation ou de fusion traditionnelles. Cette technologie permet en effet de créer des pièces tridimensionnelles directement à partir de modèles informatiques CAO [1]. Bien que la fabrication additive ne soit pas nouvelle, son utilisation connaît une croissance notable. Elle a été largement utilisée pour fabriquer des pièces métalliques fonctionnelles dans les secteurs de l'automobile, de l'aérospatiale, de l'énergie et des dispositifs médicaux, en raison de la flexibilité du procédé, qui permet de réaliser des géométries complexes. Parmi les techniques de fabrication additive, la fusion par faisceau d'électrons (EBM - Electron Beam Melting, pour son acronyme en anglais) est particulièrement utilisée pour la fabrication de pièces en alliage de titane (Ti-6Al-4V), en raison de son application croissante dans les secteurs du biomédical et de l'aérospatial [2].

L'EBM est un procédé de fusion sur lit de poudre, où la poudre métallique est fondue grâce à l'énergie d'un faisceau d'électrons. Un champ magnétique guide la position et le diamètre du faisceau d'électrons, permettant de fabriquer les pièces couche par couche à partir du modèle tridimensionnel du produit. Le procédé EBM se déroule dans une chambre à vide, ce qui protège les matériaux métalliques de l'oxydation. La poudre métallique est déposée en fines couches (comprises entre 50 µm et 200 µm), puis le faisceau d'électrons fond localement la poudre pour créer la géométrie souhaitée. Le plateau descend ensuite dans une plage comprise entre 50 µm et 200 µm, en fonction de l'épaisseur souhaitée, et un râteau répartit une nouvelle couche de poudre sur la surface. Cette séquence est répétée couche par couche jusqu'à l'obtention de la pièce finale [3].

L'inspection et la détection des défauts, tels que les pores, jouent un rôle crucial dans l'assurance de la qualité des produits finaux issus de la fabrication additive. Parmi les outils d'inspection les plus couramment utilisés, on trouve la tomographie à rayons X, qui permet une analyse tridimensionnelle des structures internes, et la microscopie électronique à balayage, idéale pour examiner les défauts sur la surface à l'échelle microscopique. En complément, des techniques basées sur la thermographie infrarouge sont développées pour le contrôle non destructif et les inspections de structures composites. D'autres approches, comme les ultrasons, l'interférométrie laser et les tests électromagnétiques, sont également employées pour détecter et caractériser les défauts de surface ou internes dans divers matériaux. Ces technologies permettent de répondre aux exigences croissantes en matière de fiabilité, de performance et de conformité aux normes industrielles [4].

Dans le cadre du contrôle non destructif des pièces produites par fabrication additive nous proposons l'utilisation de la technique radiométrie photothermique à balayage (RPB) pour investiguer la détection de défauts des pièces en alliage de titane (Ti-6Al-4V) fabriques par EBM et leur application dans l'estimation de la porosité. L'avantage de l'approche par RPB par rapport à la thermographie infrarouge (IR) repose dans la possibilité d'explorer des temps caractéristiques inaccessibles aux caméras IR et l'accès à des résolutions plus élevées. Dans ce travail, nous nous concentrons sur une analyse qualitative des résultats, ainsi que sur l'exploration de différentes fréquences en vue d'une application future dans la reconstruction 3D de pièces complexes, en exploitant la variation de la profondeur d'exploration en fonction de la fréquence.

2. Matériaux et mesures

Le matériau investigué est un échantillon en alliage de titane (Ti-6Al-4V) produit à Grenoble. L'objectif général du travail est l'étude de l'impact de la variation de paramètres du procédé EBM sur la qualité des pièces produites. Cela à travers de l'examen de la porosité du matériau.

2.1. Échantillon

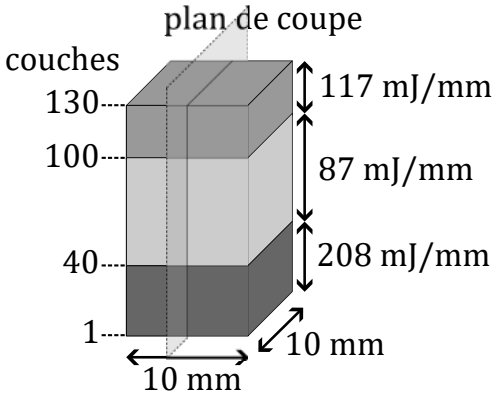


Figure 1 : *Schéma de l'échantillon*

L'échantillon est constitué de 130 couches de 50 µm d'épaisseur, fabriquées avec trois densités d'énergie différentes, comme illustré sur la Figure 1. Une fois la fabrication EBM réalisée, l'échantillon est découpé en deux dans le plan transversal, puis poli avec des feuilles abrasives en carbure de silicium à grains P800, P1000 et P2000 pour obtenir une surface plane pour pouvoir réaliser des mesures.

2.2. Radiométrie photothermique à balayage

La radiométrie photothermique à balayage (RPB) est une technique d'imagerie photothermique basée sur la radiométrie photothermique en régime modulé. Elle repose sur l'utilisation de détecteurs infrarouges (IR) pour mesurer le rayonnement IR émis par une surface en réponse à une excitation photothermique transitoire et locale. Tout corps à température supérieure au zéro absolu émet un rayonnement électromagnétique dû à l'agitation thermique des charges dans la matière. Le rayonnement thermique émis est fonction de la température de surface, T, et est exprimé selon la loi de Stefan-Boltzmann comme $M = \epsilon\sigma T^4$, où ϵ est le coefficient d'émission de la surface et $\sigma = 5,67 \times 10^{-8}$ W/m^{2}K^4 est la constante de Stefan-Boltzmann.

La Figure 2 présente le schéma du dispositif expérimental développé à l'I2M de Bordeaux [5]. Lors de mesure par RPB, un faisceau laser continu avec la longueur d'onde de 1064 nm, est modulé à une fréquence f par un modulateur acousto-optique (MAO). Ensuite, le faisceau laser modulé est focalisé sur la surface de l'échantillon à l'aide d'un miroir parabolique hors axe (MP), ce qui produit une source de chaleur superficielle de rayon $r = 3$ µm sur la face supérieure de l'échantillon. Le flux de chaleur absorbé par l'échantillon induit une variation de température et, en conséquence, une modification de l'émittance de la surface de l'échantillon. En considérant un flux de chaleur périodique $\varphi = \varphi_0 \cos(\omega t)$ (avec $\omega = 2\pi f$) appliqué sur la surface de l'échantillon, la variation de température se compose d'une partie continue et d'une partie transitoire : $\Delta T(t) = \Delta T_0 + \Delta T_\omega \cos(\omega t + \phi)$. En supposant que l'excita-

tion est suffisamment faible pour produire une variation de température limitée, la variation de l'émission dans la plage de longueurs d'onde infrarouge peut être linéarisée comme suit [6] : $\Delta M \approx 4\epsilon\sigma\Delta T_0^3\Delta T_\omega \cos(\omega t + \phi)$.

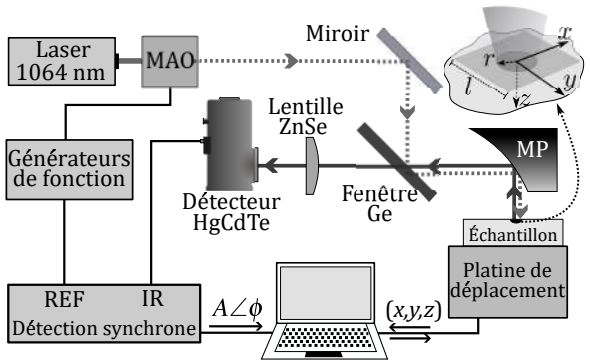


Figure 2 : *Schéma de dispositif expérimental de radiométrie photothermique à balayage*

La variation de l'émission thermique (ΔM) dans une région carrée de côté $l = 11$ µm, située à la surface de l'échantillon, est collectée à l'aide d'un miroir parabolique et enregistrée par un détecteur infrarouge. Le signal collecté par le détecteur est ensuite mesuré en amplitude, $A(\omega)$, et en phase, $\phi(\omega)$, avec un amplificateur à détection synchrone. En supposant une condition linéaire, sous faible perturbation, l'émittance modulée enregistrée par le détecteur infrarouge s'exprime comme $\Delta M = A(\omega)e^{j\phi(\omega)}$, avec $A(\omega)$ proportionnelle à l'amplitude de la variation de température ΔT_ω, et la phase du signal, $\phi(\omega)$, correspondant au déphasage de température par rapport à l'excitation du faisceau laser. Cette configuration d'excitation et de mesure locale est représentée en Figure 2.

L'échantillon est monté sur une platine de translation permettant de contrôler la vitesse de déplacement et la position de l'échantillon avec une précision micrométrique. L'imagerie thermique de l'échantillon est réalisée à partir de mesures pixel par pixel en balayant la surface de l'échantillon ligne après ligne à vitesse constante. L'échantillon est déplacé à une vitesse constante $v = \Delta x/\Delta t$ dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau laser, tandis que le point d'excitation et de mesure restent fixes. Chaque ligne de balayage est divisée en intervalles d'échantillonnage Δx, qui correspondent à la résolution des pixels de l'image finale. Enfin, l'acquisition des données par l'amplificateur à détection synchrone est pilotée par un taux d'échantillonnage Δt. De cette manière, chaque pixel contient l'information sur la température moyenne dans la région définie par l'échantillonnage spatial Δx et temporel Δt. Il convient de souligner que la calibration de l'amplitude du signal mesuré en fonction de la variation de température nécessite la connaissance du coefficient d'émissivité de la surface de l'échantillon, une donnée difficile à déterminer, notamment pour des matériaux non homogènes. Par conséquent, dans ce travail, nous présenterons l'amplitude normalisée.

3. Résultats et analyse

Une région de 4 × 5,5 mm^2 sur la coupe transversale a été imagée par RPB afin d'évaluer le potentiel de la technique dans ce cadre d'application. Les images thermiques obtenues pour quatre fréquences d'exploration différentes, à savoir 100 kHz, 10 kHz, 1 kHz et 103 Hz, sont présentées sur les Figures 3, 4, 5 et 6, respectivement. Pour les expériences à 100 kHz, 10 kHz et 1 kHz, une vitesse de balayage de $v = 322$ µm/s a été utilisée, tandis que pour l'expérience

à 103 Hz, une vitesse de $v = 80$ µm/s a été nécessaire afin d'obtenir des mesures stables. Ceci étant dû à la durée d'établissement du régime thermique périodique établi à la surface de l'échantillon. Dans tous les cas, l'échantillonnage spatial est fixé à $\Delta x = 10$ µm. Enfin, pour chaque expérience, l'amplitude locale a été normalisée par rapport à sa moyenne sur toute image.

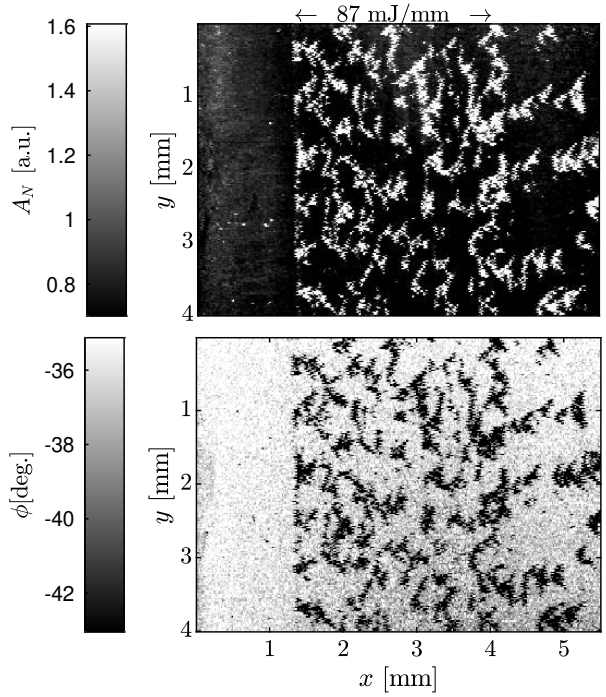


Figure 3 : *Image thermique à 100 kHz*

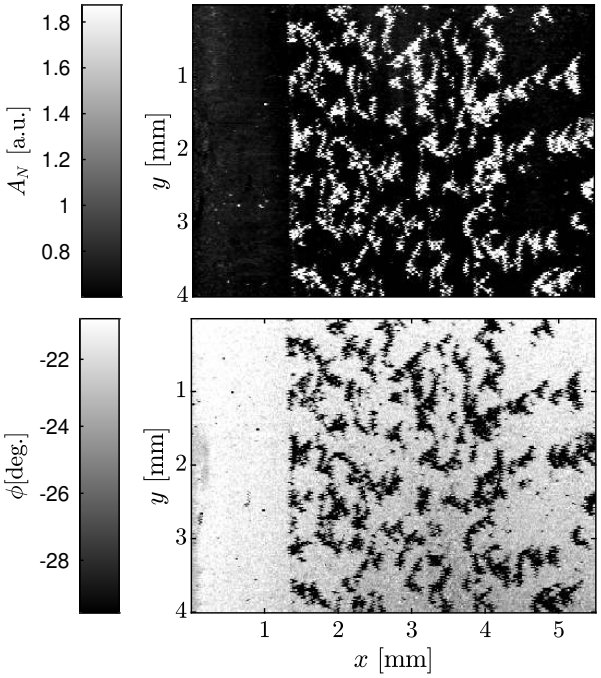


Figure 4 : *Image thermique à 10 kHz*

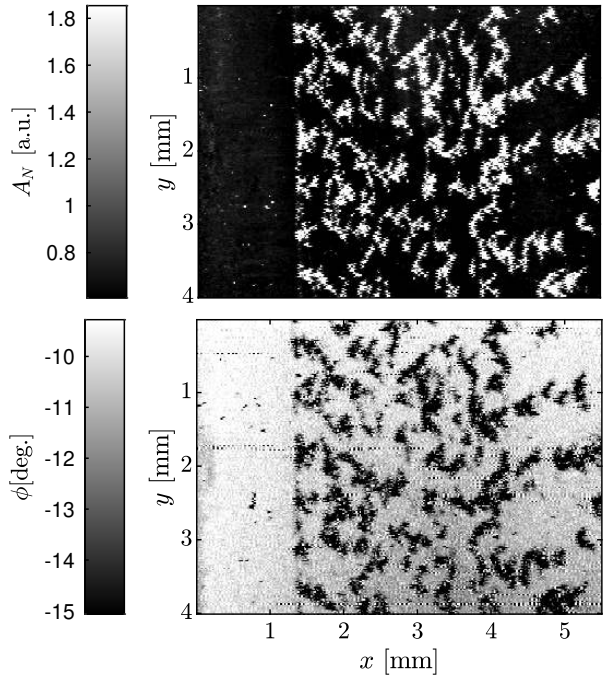


Figure 5 : *Image thermique à 1 kHz*

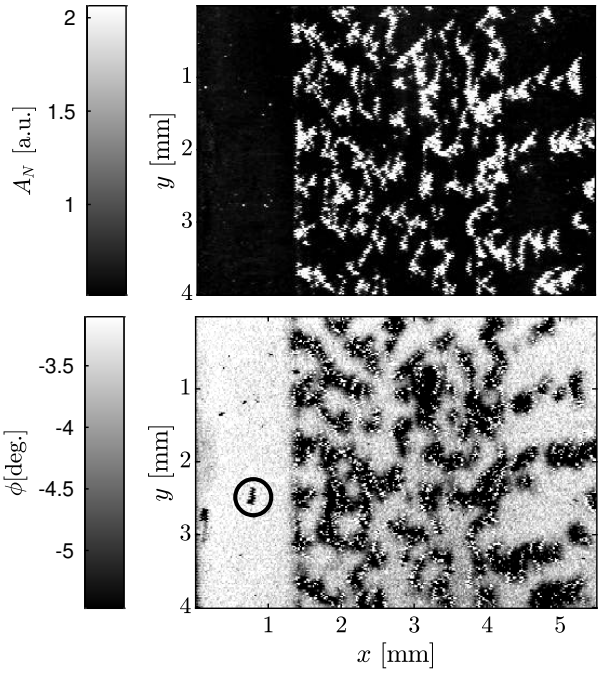


Figure 6 : *Image thermique à 103 Hz*

Sur les images d'amplitude et de phase, on peut distinctement observer les trois régions fusionné avec des densités énergétiques différentes. La région la plus uniforme, située à gauche, correspond à celle fabriquée avec une densité de 208 mJ/mm. Pour référence, la région à 87

mJ/mm est délimitée dans la Figure 3. De gauche à droite, on observe une augmentation suivie d'une diminution de la fraction de porosité. Cette porosité est générée lorsque les conditions énergétiques ne sont pas suffisantes pour assurer la fusion complète de la poudre. La diminution de l'apport énergétique provoque l'apparition de défauts de forme irrégulière, mais distribués de façon périodique et alignés de manière successive, ce qui est particulièrement évident dans la région située à droite. Ce phénomène a été signalé par [7, 8, 9], qui a conclu que les défauts sont souvent créés au-dessus des pores de la couche précédente en raison de l'instabilité dans la région de fusion.

On observe que l'image d'amplitude reste presque invariante pour les quatre fréquences d'exploration. En revanche, dans les images de phase, un apparent élargissement des défauts est visible à basse fréquence (103 Hz). Ce comportement peut s'expliquer par l'augmentation de la zone explorée par pixel à basse fréquence, en raison de l'allongement de la longueur de diffusion thermique. Cependant, il n'est pas possible d'affirmer si cet élargissement correspond à une extension réelle des défauts sous la surface ou s'il s'agit d'un phénomène superficiel lié à l'effet de paroi des défauts et à la résistance thermique associée [10].

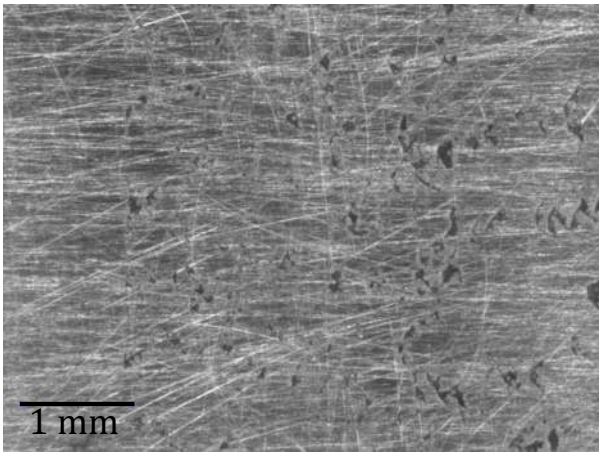


Figure 7 : *Image de la surface en lumière visible*

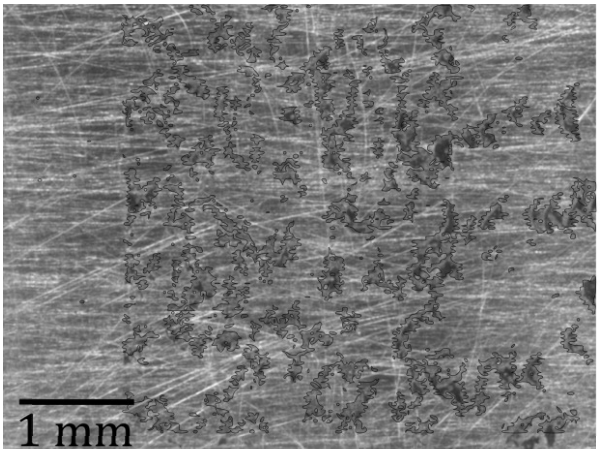


Figure 8 : *Image de surface d'échantillon avec superposition de régions de changement de phase à 100 kHz*

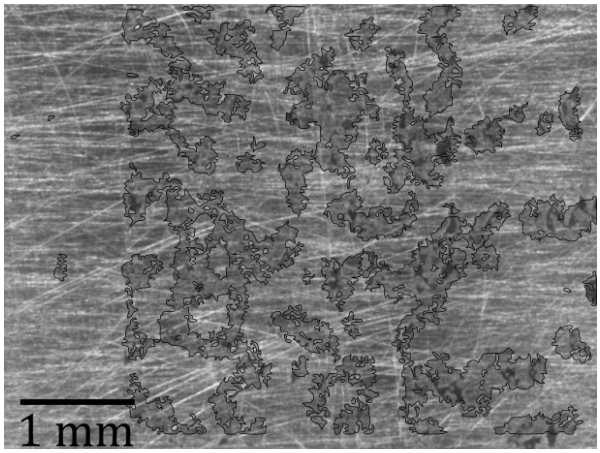


Figure 9 : *Image de surface d'échantillon avec superposition de régions de changement de phase à 103 Hz*

En relation avec la profondeur d'exploration, il convient de noter l'apparition d'un défaut dans la région la plus dense de l'image de phase à basse fréquence, indiqué par le cercle sur la Figure 6. Contrairement à la majorité de la cartographie, cette variation de phase n'a pas d'équivalent en amplitude et devient moins visible à mesure que la fréquence augmente. En considérant la diffusivité thermique de l'alliage de titane (2.96×10^{-6} m^2/s [11]), les longueurs de diffusion sont respectivement $l_h = [3, 9, 30, 97]$ µm pour les fréquences $f = [100, 10, 1, 0.1]$ kHz. Ces valeurs suggèrent la présence d'un défaut à une profondeur comprise entre 30 µm et 90 µm. Pour confirmer qu'il ne s'agit pas d'un artefact superficiel de l'échantillon, une image en lumière visible de la même région de la surface de l'échantillon est présentée en Figure 7. De plus, nous avons extrait les régions de variation de phase des images à 100 kHz et 103 Hz afin de les comparer directement avec l'image en lumière visible. Ces extraits sont présentés sur les Figures 8 et 9. Cette comparaison révèle que la plupart des grandes variations de phase trouvent leur origine dans des défauts superficiels, c'est a dire de pores ouverts. Cependant, une partie des défauts révélés par la variation de phase, même à haute fréquence, restent invisibles lors d'une inspection visuelle de la surface, ce qui laisse penser à la présence de défauts cachés par la surface.

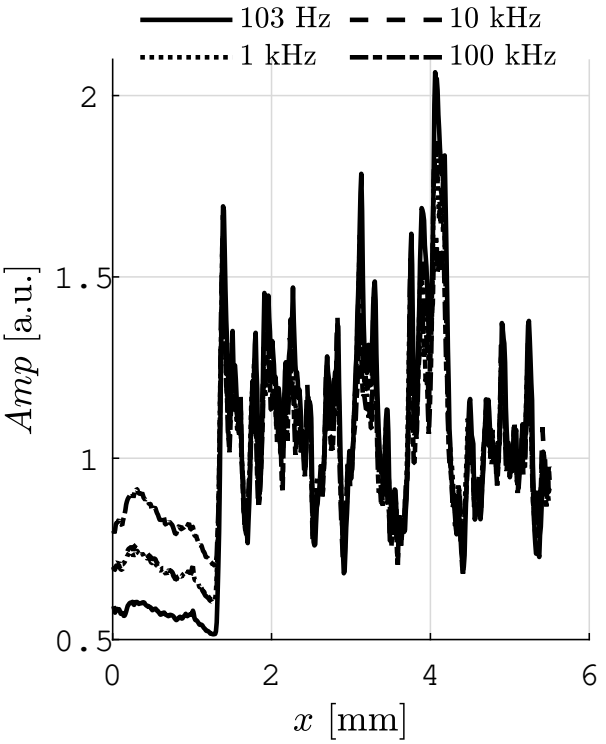


Figure 10 : *Amplitude moyenne par colonne pour les différent fréquences*

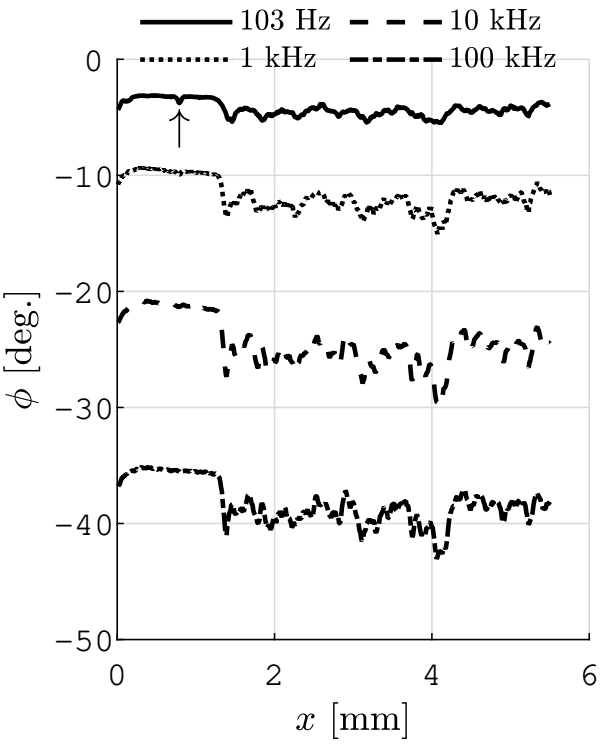


Figure 11 : *Phase moyenne par colonne pour les différent fréquences*

Enfin, les Figures 10 et 11 présentent l'amplitude et la phase moyennes par colonne pour chaque fréquence. Ces figures permettent d'identifier les différentes régions de porosité de l'échantillon grâce aux variations des valeurs moyennes, tant pour l'amplitude que pour la phase. Bien que les variations de phase soient plus prononcées à haute fréquence, l'étude à basse fréquence offre une profondeur de sondage plus importante. Une flèche signale la région correspondant au défaut encerclé sur la Figure 6.

Ces résultats mettent en évidence une corrélation entre les variations de l'amplitude moyenne et de la phase moyenne avec la porosité de l'échantillon, ouvrant ainsi des perspectives pour des

applications quantitatives qui seront explorées dans de futurs travaux.

4. Conclusion

Dans ce travail, la méthode RPB a été utilisée pour investiguer les variations de porosité dans un échantillon fabriqué par fusion sur lit de poudre EBM. Les images thermiques en amplitude et en phase, obtenues à différentes fréquences d'exploration, ont permis de distinguer clairement les régions de l'échantillon présentant des variations de porosité résultant des différences de densité énergétique lors de leur fusion.

Les résultats ont montré que les variations de phase, particulièrement à basse fréquence, permettent de détecter des défauts localisés en profondeur, tandis que l'amplitude reste plus sensible aux défauts de surface. De plus, une corrélation a été observée entre les variations de l'amplitude et de la phase moyennes et la porosité, offrant ainsi des perspectives intéressantes pour le développement de méthodes quantitatives.

Ces observations renforcent le potentiel de la RPB comme outil non destructif pour l'analyse des défauts internes et superficiels dans les matériaux métalliques. Dans le futur, des études complémentaires seront nécessaires pour affiner la quantification des défauts et intégrer cette technique dans des processus de contrôle qualité industriels.

Références

[1] L. Zhou et al. Additive Manufacturing : A Comprehensive Review, *Sensors*, (2024) 24-9, 2668.

[2] C. Veiga, J. P. Davim & A. J. R. Loureiro, Properties and applications of titanium alloys : a brief review, *Rev. Adv. Mater. Sci*, 32-2 (2012), 133-148.

[3] M. Tebianian, et al. A Review of the Metal Additive Manufacturing Processes, *Materials*, 16-24 (2023), 7514.

[4] M. I. Silva et al, Review of conventional and advanced non-destructive testing techniques for detection and characterization of small-scale defects, *Progress in Materials Science*, (2023)138, 101155.

[5] A. Mateos-Canseco, A. Kusiak, & J. L. Battaglia, Thermal imaging by scanning photothermal radiometry, *Rev. Sci. Instrum.*, 94-10 (2023) 104902.

[6] P. E. Nordal et S. O. Kanstad, Photothermal radiometry, *Phys. Scr.*, 20-5 (1979) 659-662.

[7] H. Gong, et al. Defect Morphology in Ti-6Al-4V Parts Fabricated by Selective Laser Melting and Electron Beam Melting, *24th Annual International Solid Freeform Fabrication Symposium*, (Août 2013), 440-452.

[8] A. Bauereiß, T. Scharowsky & C. Körner, Defect generation and propagation mechanism during additive manufacturing by selective beam melting, *J. Mater. Process. Technol.*, 214-11 (2014), 2522-2528.

[9] Z. C. Cordero, R. B. Dinwiddie, D. Immel & R. R. Dehoff, Nucleation and growth of chimney pores during electron-beam additive manufacturing, *J. Mater. Sci.*, 52 (2017), 3429-3435.

[10] A. Mateos-Canseco, et al. Thermal characterization of vertical interface by scanning photothermal radiometry, *Rev. Sci. Instrum.*, 95-10 (2024) 104901.

[11] Strumza, Einat, et al. Thermophysical properties of Ti-6Al-4V fabricated by powder bed fusion methods, *Addit. Manuf.*, 58 (2022), 103045.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Institut Carnot « Énergies du futur » et l'institut Carnot ARTS pour leur soutien financier à ce travail.

Développement d'une méthode de mesure de résistance thermique de contact entre 2 cylindres à partir d'excitations et de réponses de température en face avant.

Development of a method for measuring thermal contact resistance between 2 cylinders from excitations and temperature responses on the front face.

Thomas LAHENS[1,2,*], Alain SOMMIER[1,2], Marie-Marthe GROZ[1,2], Jean-Christophe BATSALE[1,2]

[1.]Univ. Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400, Talence, France
[2.]Arts et Metiers Institute of Technology, CNRS, Bordeaux INP, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

[*](auteur correspondant : thomas.lahens@u-bordeaux.fr)

Résumé - La mesure de résistance de contact linéique entre cylindres métalliques est utile pour caractériser de manière non-destructive l'état mécanique de câbles métalliques composites, pour simuler des milieux granulaires 2D ou simplement pour caractériser des fissures débouchantes dans des structures métalliques. Nous proposons une expérimentation sans contact, des méthodes analytiques et des méthodes d'estimation de ce genre de propriétés. Les résultats expérimentaux obtenus permettent d'envisager des applications en milieu industriel.

Abstract - The measurement of linear contact resistance between metal cylinders is useful for non-destructively characterizing the mechanical state of composite metal cables, for simulating 2D granular media or simply for characterizing emerging cracks in metal structures. We propose an experiment, analytical methods and methods for estimating this type of properties. The experimental results obtained allow us to consider applications in industrial environments.

1. Introduction

La caractérisation d'assemblages de tubes métalliques tels que des câbles haute tension [1], ou des assemblages pour simuler des milieux granulaires 2D [2], ou encore la détection de fissures débouchantes dans des milieux métalliques [3], peut être envisagée grâce à l'estimation de résistance thermique. La difficulté de ce genre de mesure est liée au fait que le plan d'observation est perpendiculaire à la fissure ou à la surface de contact.

Nous proposons ici une méthode consistant à chauffer de manière non-uniforme et impulsionnelle une extrémité d'un assemblage de tubes (appelée face avant) et à analyser le champ de température transitoire par thermographie infrarouge (voir figure 1). On pourra supposer que l'autre extrémité de l'assemblage est infinie ou à une longueur L et que les pertes

thermiques latérales sont faibles. Ce type de méthode peut constituer une extension de méthodes de type « Flying spot » ([4], [5]), car l'excitation thermique peut être réalisée de manière locale grâce au déplacement d'un spot laser.

La modélisation analytique des transferts avec des hypothèses simplificatrices permet de mettre au point une méthode d'estimation de la résistance de contact.

2. Principe de l'expérience et modélisation

On considère ici que deux cylindres métalliques identiques (même conductivité thermique suivant la direction *z*, même capacité thermique volumique) de longueur *L*, sont en contact, comme illustré sur la figure 1. Une impulsion de chauffage est appliquée sur la face avant (*z=0*) de la tige 1 avec un spot laser. Les réponses en température de la face avant $T_1(z=0,t)$ et $T_2(z=0,t)$ sont mesurées avec une caméra infrarouge. Pour pouvoir évaluer la résistance thermique de contact entre les cylindres, on fait l'hypothèse que leurs sections perpendiculaires au grand axe sont isothermes. Cette hypothèse est valable si le temps de diffusion dans le plan (*xy*) est négligeable devant le temps de diffusion selon l'axe *z*. Dans un matériau à diffusivité isotrope, cela est obtenu en prenant la longueur des tiges bien plus grande que leur diamètre. Dans ce cas, les tiges sont en aluminium et ont un diamètre *D* de 6mm. Le temps de diffusion dans le plan peut être estimé par $\sim D^2/a$, ce qui donne ici *~300ms*. Expérimentalement le temps caractéristique décrivant le transfert de chaleur entre les cylindres est de l'ordre de *10s*, donc la diffusion dans le plan est beaucoup plus rapide par rapport à l'échelle de temps à laquelle les cylindres échangent de la chaleur. L'hypothèse de section isotherme est alors légitime. On considère également que les faces latérales des tiges sont presque adiabatiques. Ceci peut être justifié en calculant le temps caractéristique de l'effet d'ailette $H=\rho cD/4h$, ρc étant la capacité thermique volumique et *h* le coefficient de transfert de chaleur par convection. Dans le cas de tiges d'aluminium de *6mm* de diamètre et en considérant des valeurs typiques pour *h*, cela donne un temps de quelques centaines de *secondes*. Ce temps étant beaucoup plus grand que le comportement transitoire du transfert de chaleur entre cylindres (de l'ordre de *10s*), les pertes convectives latérales peuvent être modélisées simplement par un terme de faible ordre de grandeur.

On obtient alors le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial T_1}{\partial t} = a\dfrac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} - \dfrac{1}{RC_1}(T_1 - T_2) - HT_1 \\ \dfrac{\partial T_2}{\partial t} = a\dfrac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} - \dfrac{1}{RC_2}(T_2 - T_1) - HT_2 \end{cases} \quad \text{(1-a)}$$

Avec $C_1 = \rho cS_1$ et $C_2 = \rho cS_2$, considérées comme des capacités linéiques ($Jm^{-1}K^{-1}$), et R une résistance thermique en $W^{-1}mK$ telle que R^{-1} est une conductance linéique, H en s^{-1} traduit le fait que les barreaux ne sont pas parfaitement adiabatiques sur les surfaces latérales. Cette résistance thermique est supposée uniforme le long de l'axe *Oz*.

ρc est la chaleur volumique du métal, λ la conductivité thermique du métal et S_i la section droite du cylindre : i. Les barreaux ont les mêmes propriétés thermiques (*ie* même diffusivité, conductivité et chaleur volumique).

Au système (1-a) on associe des conditions initiales et aux limites telles que :

$$\begin{cases} \text{à } t = 0 \ : \quad T_1(z, t=0) = \dfrac{Q_1}{C_1}\,\delta(z) \quad ; \quad T_2(z, t=0) = \dfrac{Q_2}{C_2}\,\delta(z) \\ \text{à } z = 0 \ : \quad \dfrac{\partial T_1}{\partial z} = 0 \ ; \quad \dfrac{\partial T_2}{\partial z} = 0 \\ \text{à } z = L \ : \quad \dfrac{\partial T_1}{\partial z} = 0. \quad ; \quad \dfrac{\partial T_2}{\partial z} = 0 \end{cases} \tag{1-b}$$

Avec $\delta(z)$distribution de Dirac suivant *z*.

A l'aide d'une transformée de Fourier en cosinus suivant *z* et de Laplace en temps telle que :

$$\overline{\overline{T_i}}(\alpha_n, p) = \int_0^{\infty}\int_0^{L} \exp(-pt)\cos(\alpha_n z)\, T_i(z,t)\,dz\,dt \tag{2}$$

Et :

$$\overline{T_i}(\alpha_n, t) = \int_0^{L} \cos(\alpha_n z)\, T_i(z,t)\,dz \tag{3}$$

Avec $\alpha_n = n\pi/L$.

Le système $(1-a)$ s'écrit alors sous une forme plus compacte telle que :

$$\begin{cases} p\overline{\overline{T_1}} = -\mathrm{a}{\alpha_n}^2\overline{\overline{T_1}} - \dfrac{1}{RC_1}\left(\overline{\overline{T_1}} - \overline{\overline{T_2}}\right) - H\overline{\overline{T_1}} + \overline{T_1}(\alpha_n, t=0) \\ p\overline{\overline{T_2}} = -\mathrm{a}{\alpha_n}^2\overline{\overline{T_2}} - \dfrac{1}{RC_2}\left(\overline{\overline{T_2}} - \overline{\overline{T_1}}\right) - H\overline{\overline{T_2}} + \overline{T_2}(\alpha_n, t=0) \end{cases} \tag{4}$$

Ce système peut aussi s'écrire sous forme matricielle tel que :

$$\begin{bmatrix} \overline{\overline{T_1}} \\ \overline{\overline{T_2}} \end{bmatrix}_{p,\alpha_n} = \left((\mathrm{p} + \mathrm{a}{\alpha_n}^2 + H)[I] - [M]\right)^{-1} \begin{bmatrix} Q_1/C_1 \\ Q_2/C_2 \end{bmatrix} \tag{5}$$

Avec $[I]$ la matrice identité et $[M] = \begin{bmatrix} -1/(RC_1) & 1/(RC_1) \\ 1/(RC_2) & -1/(RC_2) \end{bmatrix}$

Le vecteur $\left[\overline{\overline{T_1}}, \overline{\overline{T_2}}\right]^t$ est une fonction de $(\mathrm{p} + \mathrm{a}{\alpha_n}^2 + H)$. Les propriétés de translation de la transformée de Laplace donnent dans l'espace de Fourier en cosinus :

$$\begin{bmatrix} \overline{T_1} \\ \overline{T_2} \end{bmatrix}_{\alpha_n,t} = \exp(-a{\alpha_n}^2 t - Ht)\ [expm([M]t)] \begin{bmatrix} Q_1/C_1 \\ Q_2/C_2 \end{bmatrix} \tag{6}$$

Avec $[expm([M]t)]$ l'exponentielle de la matrice $[M]t$.

On constate que, dans ces conditions, on peut « séparer » le transfert de chaleur suivant *z* du comportement uniquement dû au contact entre les deux cylindres. A fortiori si les barreaux sont de même section, $C_1 = C_2 = C$, $T_1 + T_2$ est indépendant de *R* et contient tout le signal transitoire selon *z* et les pertes globales dépendant de *H,* telles que :

$$\overline{\overline{T_1}}(p, \alpha_n) + \overline{\overline{T_2}}(p, \alpha_n) = (\mathrm{p} + \mathrm{a}{\alpha_n}^2 + H)^{-1}[\,(Q_1 + Q_2)/C] \tag{7-a}$$

Par contre, $T_1 - T_2$ reprend le problème concret avec la résistance de contact tel que :

$$\overline{\overline{T_1}}(p,\alpha_n) - \overline{\overline{T_2}}(p,\alpha_n) = (\mathrm{p} + \mathrm{a}\alpha_n{}^2 + H + 2/RC)^{-1}[\,(Q_1 - Q_2)/C] \qquad (7\text{-b})$$

On peut alors déduire la relation simple qui ne dépend que du temps caractéristique *RC.*

$$\frac{T_1(t,z=0) - T_2(t,z=0)}{T_1(t,z=0) + T_2(t,z=0)} = \exp\left(-\frac{2t}{RC}\right) \qquad (8)$$

3. Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux obtenus sont illustrés sur les figures 2, 3 et 4, après une impulsion laser d'une durée de 1 seconde. On peut constater sur la figure 2 que l'hypothèse d'une section isotherme du barreau est vérifiée après un temps de l'ordre de la dizaine de ms. La figure 3 illustre sur un diagramme *loglog* que le comportement de $T_1 + T_2$ suit le comportement de la réponse impulsionnelle d'un milieu semi-infini, c'est à dire inversement proportionnel à la racine carrée du temps. Les biais aux temps courts sont liés au fait que l'impulsion n'est pas infinitésimale. Le biais au temps longs est lié aux pertes latérales globales du système qui peuvent être prises en compte dans le modèle. La figure 4 montre le très bon accord de l'expression (8) pour l'estimation de *RC.* En estimant le temps caractéristique *RC* grâce à la figure 4 et en utilisant les propriétés caractéristiques de l'Aluminium (chaleur spécifique et masse volumique) on obtient une résistance en $m.K.W^{-1}$ de :

$$R = (3333 \pm 17).10^{-4} m.K.W^{-1}$$

En supposant que la largeur du contact est de l'ordre de *1mm* (épaisseur du joint de colle qui a permis d'assembler les barreaux) on déduit une résistance de contact en $m^2.K.W^{-1}$ de :

$$R' \sim 3{,}33.10^{-4} m^2.K.W^{-1}$$

Cette valeur est d'un ordre de grandeur classique pour les contacts entre surfaces métalliques.

4. Conclusion

Cette étude permet de développer avec des hypothèses simples une méthode d'estimation non-intrusive de résistance de contact dans le cas où celle-ci est perpendiculaire au plan d'observation et uniforme. A notre connaissance, des méthodes de détection existaient [3][6][7], mais sans estimation possible de *R* avec des méthodes thermographiques.

Ce travail est un résultat préliminaire et amène plusieurs directions d'étude.

Tout d'abord, dans le domaine des milieux granulaires 2D, on peut envisager des cas de résistances de contacts multiples avec un grand nombre de barreaux. L'estimation de résistances thermiques multiples pourrait compléter les nombreux travaux dans le domaine de la caractérisation mécanique de contacts solides en milieux granulaires [8]. L'exponentielle de matrice qui apparaît dans l'expression (6) peut être étudiée avec des matrices de grande taille (voir [9]) et des excitations multiples à l'aide d'un « flying spot ».

Si la résistance de contact n'est pas uniforme suivant la direction *z*, on peut aussi envisager une méthode d'estimation de résistances thermiques uniformes par morceaux par un modèle direct utilisant la méthode des quadripoles suivant la direction *z*, en considérant le champ de température $(T_1 - T_2)$ (voir [10]).

Enfin, l'application en milieu industriel peut être envisagée, par exemple, pour la mesure sans contact et le suivi de grandeurs physiques évoluant avec la résistance de contact thermique, comme la répartition des contraintes dans un câble multi-brin. L'excitation portée par un laser et la réponse mesurée par caméra peuvent être effectuées depuis un drone avec des systèmes de repérage appropriés.

Références

[1] Projet Smart-Cable, https://www.epsilon-cable.com/en-US/news-en-us/smart-cables-projet, janvier 2025.

[2] Schneebeli G., *A mechanical analogy for the study of the stability of two-dimensional earth structures*, 4th international conference on soil mechanics and foundation engineering, London, 1957.

[3] Schlichting J., Ziegler M., Maierhofer C., Kreutzbruck M., *Flying laser spot thermography for the fast detection of surface breaking cracks*, 18th World Conference on Nondestructive Testing, Durban, South Africa, 2012.

[4] Gaverina L., Batsale JC., Sommier A., Pradere C., *Pulsed flying spot with the logarithmic parabolas method for the estimation of in-plane thermal diffusivity fields on heterogeneous and anisotropic materials*, Appl. Phys. 121, 2017.

[5] Gaverina L. , Sommier A. , Battaglia J.L. , Batsale J.C. , Pradere C., *Pulsed Flying Spot Elliptic method for the estimation of the thermal diffusivity field of orthotropic materials*, Int. J. Therm. Sci. 125, 2018, p. 142-148.

[6] Bodnar J.L., Égée M., Menu C., Besnard R., Le Blanc A., Pigeon M., Sellier J.-Y., *Cracks detection by a moving photothermal probe*, 8th Int. Topical Meeting on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, D. Fournier and J.P. Roger (Eds.), LesEditions de la Physique, 1994, p. 591-594

[7] Russ C., Lepoutre F., Balageas D., *Nondestructive evaluation using aflying-spot camera*, 8th Int. THERMO Conference, Budapest, June 2-4, 1993.

[8] Jongchansitto P., Balandraud X., Preechawuttipong I., Le Cam J.B, Garnier P., *Thermoelastic coupling and interparticle friction evidenced by infrared thermography in granular materials*, Experimental Mechanics 58 (9), 2018, pp. 1469-1478.

[9] Moler C., Van Loan C., *Nineteen dubious ways to compute the exponential of a matrix*, Society for industrial and applied mathematics 20, 1978, pp. 801-836.

[10] Maillet D., André S., Batsale J. C., Degiovanni A., Moyne C., *Thermal Quadrupoles: Solving the Heat Equation through Integral Transforms,* Wiley, 2000.

Remerciements

Cette étude a pu être réalisée dans le cadre du projet Smart-Cable cofinancé par FranceRelance, France2030 et l'Union Européenne dans le cadre de NextGenEU programs. Nous remercions grandement les promoteurs de ce projet.

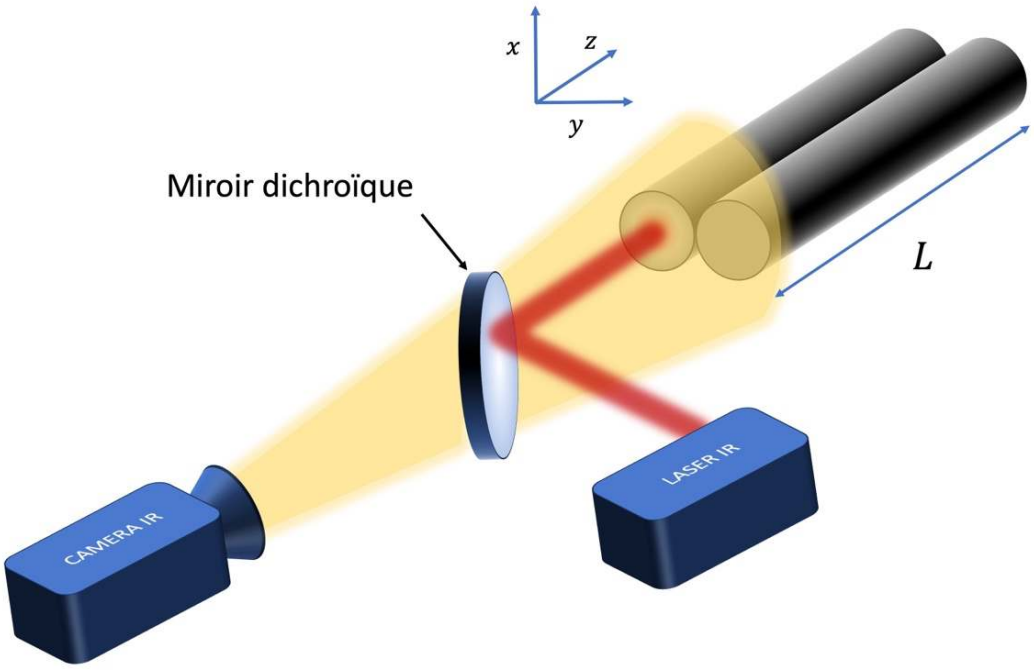


Figure 1 : *schéma de l'expérience.*

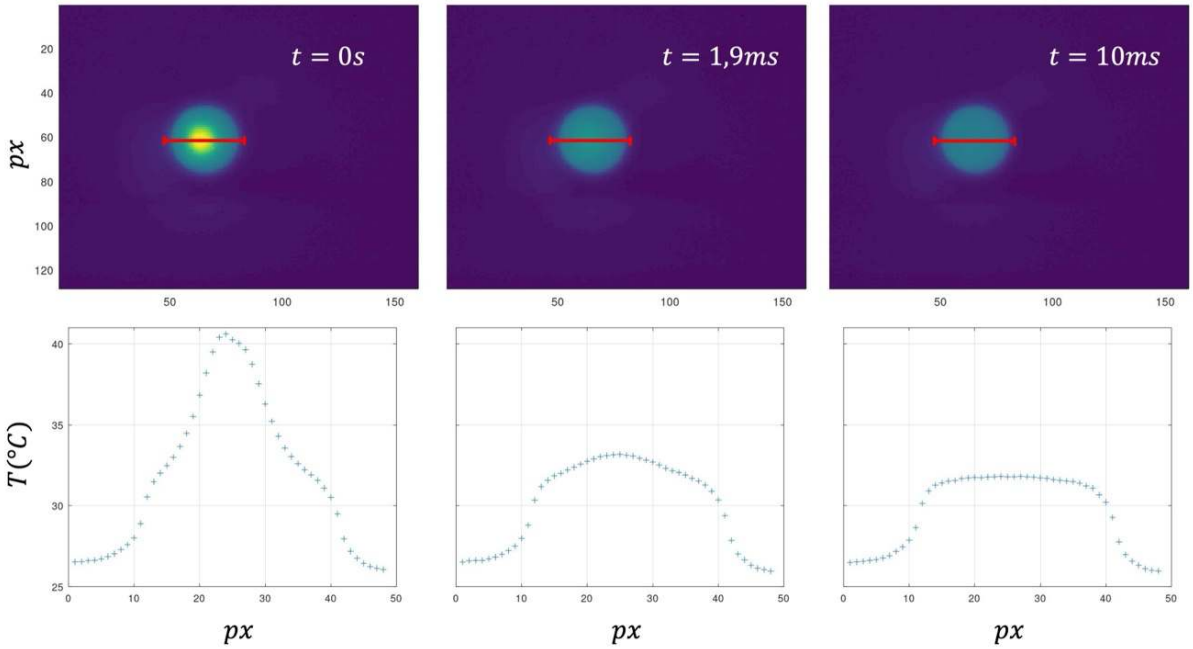


Figure 2 : *Thermogrammes face avant juste après l'impulsion laser (gauche), 1,9ms après (milieu) et 10ms après (droite), avec le profil de température associé.*

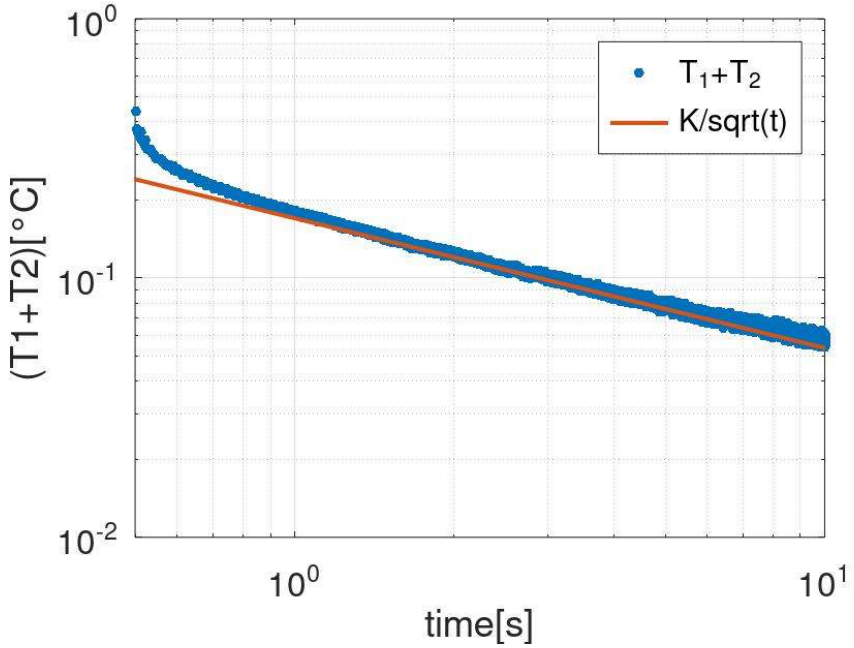


Figure 3 : *évolution temporelle de T_1+T_2 et comparaison à une évolution proportionnelle à* $1/\sqrt{t}$.

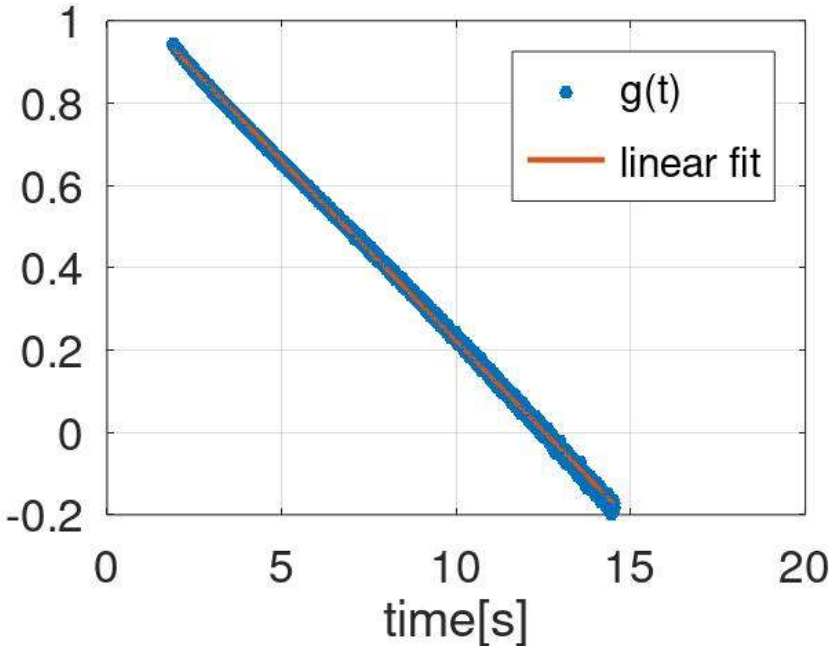


Figure 4 *: évolution de g(t)= Ln((T1-T2) /(T1+T2)) au cours du temps.*

Thème 10

Transferts en Milieux Hétérogènes

Analysis of heat and mass transport in a complex PDMS-based porous medium 815
Modélisation du déclenchement de l'ébullition nucléée en convection forcée en régimes permanent et transitoire 823
Impact of internal flow on particle deposition in a locally heated sessile droplet 831
Élaboration et caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau à gradient de propriétés céramique/métal 839
Performance d'extinction incendie d'un brouillard d'eau additivée aux alcools primaires linéaires : une analyse statistique 847
De la microstructure à la conductivité thermique dans des céramiques UO2, par une technique mathématique originale 855
Simulation des transferts thermiques par la méthode des cellules coupées 863
Analyse comparée de méthodes de résolution du couplage conduction-rayonnement dans des matériaux hétérogènes semi-transparents 871

Analyse du transport de chaleur et de masse dans un milieu poreux complexe à base de PDMS.

Analysis of heat and mass transport in a complex PDMS-based porous medium.

Emil Grigorov[1*], **Yann Jobic**[1], **Frederic Topin**[1]

[1]Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France

Résumé - Dans cette étude, nous déterminons numériquement certaines propriétés géométriques, comme la conductivité thermique effective, le tenseur de perméabilité et la composante longitudinale du tenseur de dispersion pour l'écoulement d'un fluide dans un milieu poreux de polydiméthylsiloxane (PDMS). Un modèle tridimensionnel est reconstruit à l'aide d'images de microtomographie, en suivant la méthodologie décrite dans [6]. L'objectif de cet article est présenter la méthodologie et les premiers résultat pour l'analyse détaillée de la façon dont ces propriétés influencent le mélange des fluides, comme suggéré dans [6].

Abstract - In this study, we numerically determine geometrical properties, as effective thermal conductivity, permeability tensor, and the longitudinal component of the dispersion tensor for fluid flow within a porous polydimethylsiloxane (PDMS) medium. A three-dimensional model is reconstructed using microtomography images, following the methodology described in [6]. The objective of this paper is to introduce a methodology along with first results for the detailed analysis of how these properties influence fluid mixing, as suggested in [6]. The results of this analysis will be presented in a future publication.

Nomenclature

M	mixing efficiency, $\%$	T	temperature, K
D	mass diffusivity, m^2/s	*Greek symbols*	
D^*	dispersion tensor	τ	tortuosity
L	length, m	$\boldsymbol{\phi}$	heat flux, W/m^2
K	permeability, m^2	λ	heat conductivity, W/mK
P	pressure, Pa	μ	dynamic viscosity, $\mathrm{Pa\ s}$
$\mathbf{V}$	velocity vector	∇	gradient operator
$\tilde{\mathbf{v}}$	deviation of local velocity		
U	darcy velocity, m/s	*Index and exponent*	
$\mathbf{B}$	closure vector	f	fluid
$\mathbf{I}$	identity matrix	s	solid
N	number of control volumes	D	darcy
$\bar{c}$	average mass fraction		

1. Introduction

In many microfluidic applications, mixing is required to enable efficient reactions between two or more components. In this context, the low Reynolds numbers and the laminar flow in the microchannels mean that fluid mixing is heavily dependent on diffusion, which may cause the construction of channels with unacceptably long lengths. Based on oscillations in the flow field,

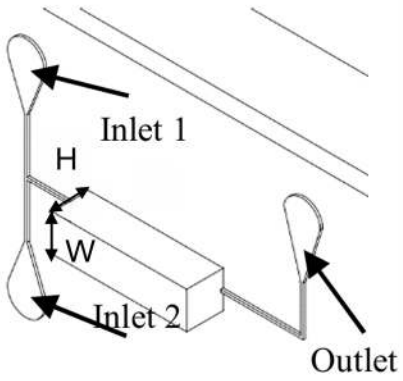


Figure 1 : *Schematic of the purposed device in [6] for the purposes of on-chip mixing*

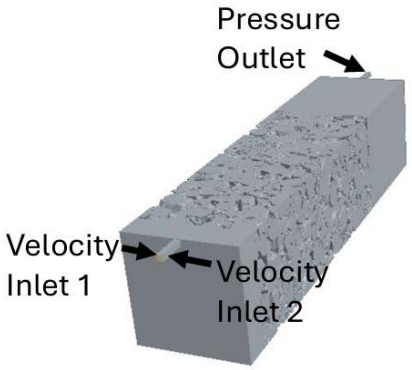


Figure 2 : *3D geometry of the numerical simulations, reconstructed from CT images*

active methods utilize external energy sources (e.g., acoustic waves [2]). However, the fabrication of these devices tends to be difficult because of the moving parts. Passive mixing, on the other hand, is achieved by changing the geometry of the channels during the fabrication stage, introducing various types of geometrical features, in order to accelerate the diffusion between the two fluids through fluid stretching and folding [1], [3]. All of the proposed geometries so far utilize the concept of ”chaotic advection” [4], where the fluid undergoes a series of unpredictable motions that disrupt fluid layers and enhance molecular exchange between different regions. Even though many novel passive mixers have been shown to efficiently achieve rapid mixing, they rely on relatively complex geometries with channels usually smaller than $10\,\mu\mathrm{m}$, requiring clean room facilities for their fabrication. Taking all of these considerations into account, it is known that chaotic advection occurs in porous media according to some studies [5]. Recently, in the work of Grigorov et al. [6], sugar cube was used as a template to create a random pore network made of polydimethylsiloxane (PDMS) polymer for the purpose of on-chip microfluidic mixing. The proposed geometry is easy to fabricate and the authors report promising efficiency in fluid mixing.

2. Numerical comparison with experimental data

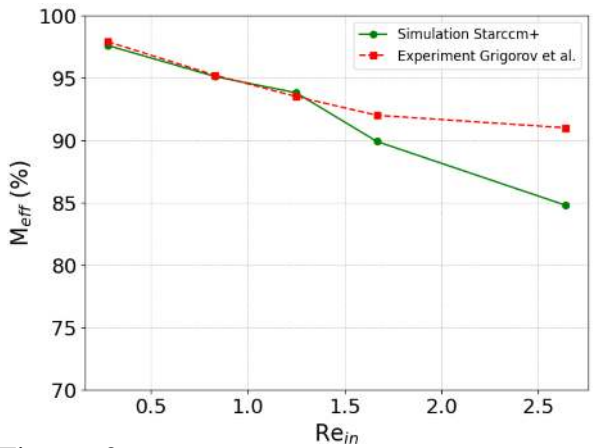


Figure 3 : *Comparison of the mixing index for experimental setup [6] and numerical simulation, which shows a good agreement.*

Based on CT images of the same structure described in [6], a 3D geometry of the sample is reconstructed to compare numerical simulations with the experimental results presented in [6], validating the mesh used for the further thermal and mass transport analyses and their impact on the mixing process. The fabrication process of the porous polymer medium is described in [6] and is as follows: The sugar cube infiltrated with a PDMS prepolymer mixture is subjected to a temperature of 60°C for 2 hours in an oven to ensure complete PDMS polymerization. Once the process is complete, the composite is transferred to a freezer for a duration of 3 minutes to facilitate detachment of the PDMS from the

polymer. Finally, the crystals are removed by rinsing with deionized water. The geometry of the device used in [6] is shown in Figure 1. The model consists of two inlet channels and one exit channel, each having dimensions of 200 x $200\,\mu\mathrm{m}$. For the validation of the numerical simulations presented here, the size of the mixing chamber was fixed at 4 x $4\,\mathrm{mm}$. The numerical simulations were performed with a polyhedral volume mesh (a mean size of about 0.2 mm with a total number of $15\,198\,255$ cells) that was generated for the fluid part using StarCCM+ mesher (Figure 2). .

A convection-diffusion equation is used to model the mixing problem. Similar to [6], self-diffusion of pure water is utilized for the simulations, with a diffusion coefficient of D = $2.29\,\mu\mathrm{m}^2\,\mathrm{ms}^{-1}$. Experiments were conducted using water and dye chosen to have similar properties. The mixing efficiency in the experiments of [6] was determined by analyzing the standard deviation of the average gray intensity of the pixels in a selected mixing region in the center of the channel, taken from microscopic images captured at the outlet of the mixing chamber. For the simulation in the current study, we use the same concept based on the average mass fraction on the exit plane after the mixing region:

$$M_{\text{eff}} = 1 - \sqrt{\frac{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\overline{c} - c_i)^2}{\overline{c}}}, \tag{1}$$

where c_i and $\overline{c}$ represent the mass fraction of the fluid in the i-th cell and the average mass fraction of the fluid over the entire cross-sectional area of the outflow, respectively.

Figure 3 shows the results from the cinducted comparison. The corresponding Reynolds (Re_{in}) number is based on the inlet velocity in [6]. For the first four points, the discrepancy is less than 3%. For the final point, the latter is approximately 5.3%, which is acceptable for the purposes of the current analysis.

In the next section, an analysis of the mass and thermal properties of the sample used in this study will be presented. For computational efficiency, one-quarter of the total domain length was utilized. The dimensions of the sample are about 5 pores in the X and Y directions and 4 along the Z. For this study we consider that the latter would constitute a reasonable representative elementary volume (REV).

3. Workflow for sample properties analysis

3.1. Geometry

The purpose of this paper is to introduce a workflow for the analysis of various thermal and mass transport properties of the porous medium under study. Figures 4 and 5 show the region of interest (ROI) for both fluid and solid phases utilized for the further analysis. The sample was scanned using X-ray computed tomography with a voxel size of $13\,\mu\mathrm{m}$. The selected ROI is centered to avoid edge effects caused by the walls and has a voxel size of 308 x 308 x 205. The geometrical analysis was performed using the open-source in-house software iMorph [7]. We estimated the phase volumetric fraction to be at 74.7% for the fluid and the 25.3% for the solid phase, with specific surface areas of $7553.8\,\mathrm{m}^2\,\mathrm{m}^{-3}$. The fluid plane-to-plane tortuosity, τ, was measured to be 1.019, 1.020, and 1.023 for the X, Y, and Z directions, respectively. For the analysis of the pore distribution, we used the software "iMorph". Figure 6 shows a three-dimensional representation of three typical pores, as well as a planar view of the segmented pores, represented by different colors. Clearly, the pore shape reproduces the crystalline nature

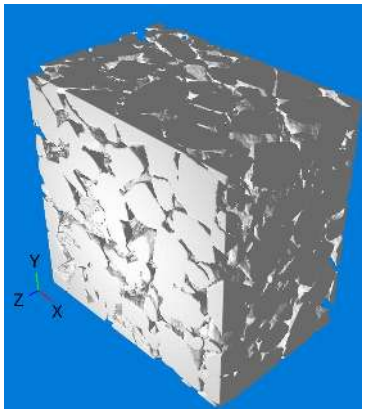


Figure 4 : *Region of interest chosen for the fluid phase*

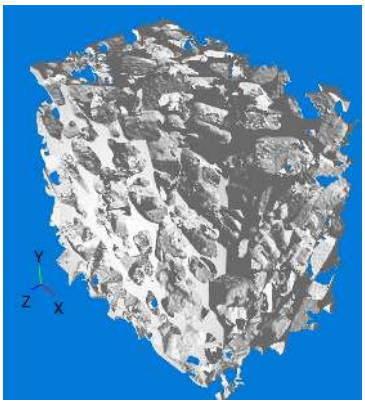


Figure 5 : *Region of interest chosen for the solid phase ; it is the complement of the fluid ROI*

of the sugar on which the PDMS was molded. To evaluate the size of a cell, we measured the radius r_p, which is defined as the equivalent sphere radius of a fluid volume equal to that of the cell. Figure 7 presents the cumulative volume distribution as a function of r_p. The median value of r_p, is found to be $225.6\,\mu\mathrm{m}$. More than three-fourths of the sample can be represented by spheres with a radius below $430\,\mu\mathrm{m}$, while only 10% consists of large pores. This indicates numerous constrictions in the poral space between the convex shapes.

4. Effective thermal conductivity

One of the key indicators of mass transport behavior in biological applications is the geometry's response to thermal stimulation, important for processes such as thermal cell lysis and DNA amplification. The temperature distribution influences consequently the dynamics of mixing and mass transport of reagents and samples. As a first step, we analyze the effective thermal conductivity of the sample. For the numerical modeling the methodology proposed in [8] was used, not taking into account radiative transfer, mass transfer at the interface or any

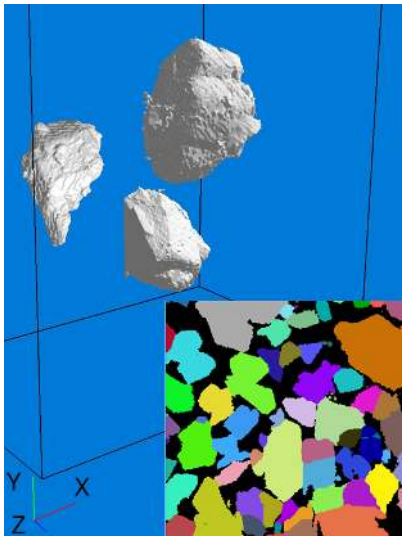


Figure 6 : *Three Dimensional representation of typical PDMS pores, together with a planar view on the pore distribution.*

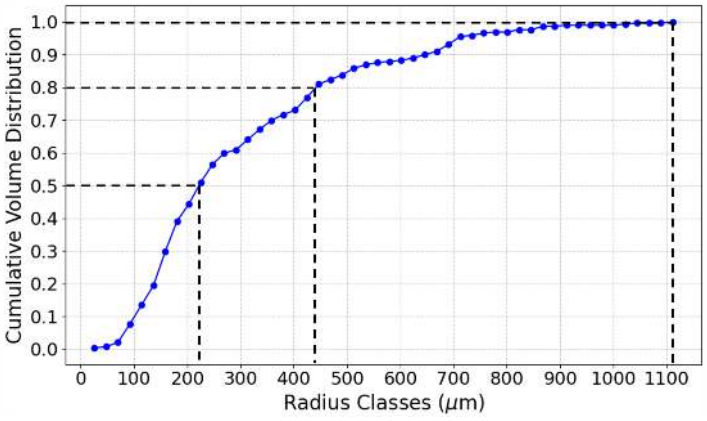


Figure 7 : *Volume distribution as a function of r_p*

chemical reaction. The equations of energy conservation are solved numerically over the entire volume of both fluid and solid phase (separately), which allows to obtain the temperature gradients and heat fluxes at any point of each of the phases. Using the well-known macroscopic two-temperature model [9] one can write for each phase (dropping subscript i for the considered phase):

$$\boldsymbol{\phi} = \overline{\overline{\lambda_{\text{eff}}}} \nabla \langle T \rangle, \ \overline{\overline{\lambda_{\text{eff}}}} = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix}, \tag{2}$$

where $\boldsymbol{\phi}$ is the macroscopic phase heat flux, $\overline{\overline{\lambda_{\text{eff}}}}$ is the symmetric tensor of the effective thermal conductivity for each phase and $\nabla \langle T \rangle$ is the macroscopic temperature gradient. To compute this tensor, we performed a total of 3 simulations on the samples shown in Figures 4 and 5. A temperature difference was imposed on the walls along one of the three axes, while the other walls were kept adiabatic. The methodology is fully detailed in [8].

The boundary conditions are illustrated on the right in Figure 8 as an example of the heat flow in the Y direction. Using $\nabla \langle T \rangle$, we calculated $\boldsymbol{\phi}$. Water was used as the fluid phase, with a thermal conductivity of $\lambda_f = 0.62\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$, while the thermal properties of the PDMS polymer were considered for the solid phase, with $\lambda_s = 0.15\,\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$.

Eigenvalues of $\overline{\overline{\lambda_{\text{eff}}}}$ (Solide phase)	Eigenvalues of $\overline{\overline{\lambda_{\text{eff}}}}$ (Fluid phase)
0.038	0.548
0.038	0.566
0.042	0.579

Table 1 : *Eigenvalue decomposition of the solid and fluid tensor of the effective thermal conductivity.*

Table 1 shows the eigenvalues of the tensors for both solid and fluid phases. The solid phase deviates from isotropic character by less than 10%, while the fluid phase by than 6%. In the future, we plan to determine the effective thermal conductivity of the two phase system and explore the influence of different thermal conductivity ratios on the tensor associated to a single temperature model.

5. Permeability Tensor

To determine the permeability tensor, a mass flow rate was applied to one of the faces. The Reynolds number (Re), based on the Darcy velocity (U) and the pore diameter as characteristic size, was varied in the range of 0.005 to 105. The opposite face was set as a pressure outlet, while the remaining boundary conditions of the sample were modeled as slip walls, as seen in Fig. 8. These boundary conditions were repeated three times to perform numerical simulations with flow along the three directions. The components of the averaged pressure gradient and the average velocity gradient vector in each direction are used to determine the permeability tensors, as described in [8], through the following equation:

As shown in Figure 9, using the example of the z-direction flow, we can identify the Darcian flow regime by plotting the pressure loss as a function of the superficial velocity. A linear fit enables grouping the data points until deviations from the fit begin to affect the regression coefficient. From the first nine points (up to Re = 1.7) we are therefore able to identify the

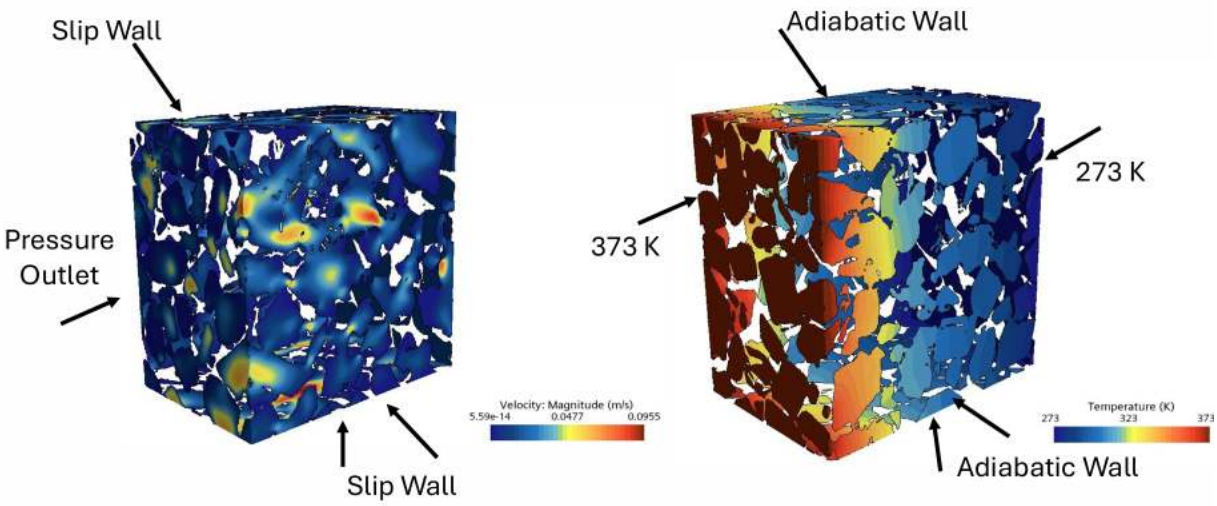


Figure 8 : *Example of the boundary conditions used to determine the mass flow (left) and thermal (right) properties of the PDMS porous medium. The left Figure shows the velocity field for Re = 5.02. On the right temperature distribution in y direction.*

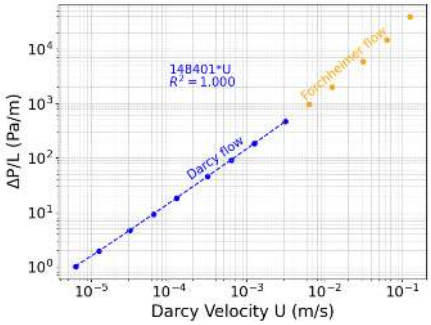


Figure 9 : *Pressure loss as a function of Darcy velocity, highlighting the range of the Darcy flow regime in the z direction.*

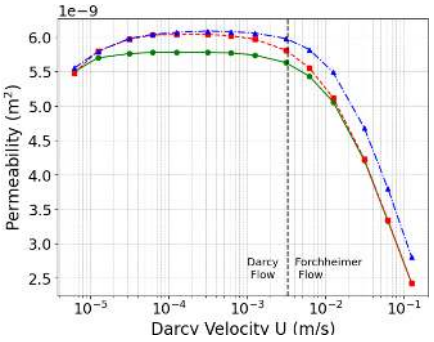


Figure 10 : *Apparent permeability tensor component versus Darcy velocity*

fitting coefficient (and thus K_D). Figure 10 shows the apparent permeability values for the three flow directions. A linear trend is visible for the first 9 points, corresponding to the Darcy flow regime. We do not try to identify the inertia coefficient due to the small Re range. The analysis of the deviation from the Darcy law will therefore be presented in future works.

6. Mass/Thermal Dispersion Tensor in the fluid phase

An important mechanism governing the mixing process in porous media is the accelerated diffusive mass transfer by the local enhancement of concentration gradients. Therefore, it is necessary to also investigate the hydrodynamic dispersion in such media, as it may dominate the mass transfer over diffusion, depending on the Péclet number (Pe). In the work of [10], a numerical simulation approach on the pore scale based on [9] was proposed. The main equation utilized for the calculation of the dispersion tensor $\mathbf{D}^*$ is based on the diffusivity coefficient D. Note that the following equations can be similarly applied to calculate thermal dispersion in the fluid phase:

$$\mathbf{D}^* = D\left(\mathbf{I} + \langle \nabla \mathbf{B} \rangle^f\right) - \langle \tilde{\mathbf{v}} \mathbf{B} \rangle^f. \tag{3}$$

Here the operator $\langle\rangle^f$ represents the volume average of a quantity over the occupied volume. The vector $\mathbf{B}$ is called closure variable, so that:

$$\tilde{\mathbf{v}} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B} = \nabla \cdot (D \nabla \mathbf{B}) \quad \text{in the computational domain,} \tag{4}$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{B} = -\mathbf{n} \quad \text{at the fluid/solid boundary.} \tag{5}$$

and $\tilde{\mathbf{v}}$ represents the deviation of the local velocity to the mean velocity. A detailed description of the utilized model can be found in [10].

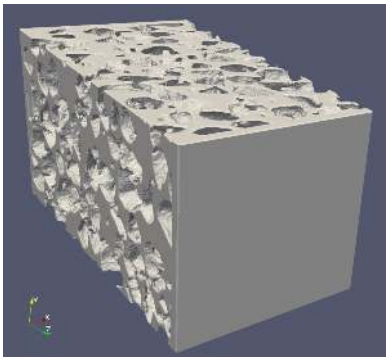


Figure 11 : *3D View of the numerical sample of sandstone used in both studies*

Since the geometry investigated in this work has not been previously analyzed in detail with respect to its mass transport properties, we selected two reference geometries with known dispersion values to validate the reliability of the chosen numerical tools. The proposed model is applicable only for periodic boundary conditions (solution of the homogenization problem). To ensure this, small buffer blocks are introduced at the inlet and outlet of the domain, as shown in Figure 11, to enforce periodicity. As the precise value of the characteristic length chosen for the Pe number was not known, we adjusted the Pe numbers from [10] to align with those calculated in our work. The equation for the fitting curve is provided in the legend of Figure 12. The deviation between the blue and orange points is less than 5%, which validates our tools for the set of equations considered. At low Péclet, molecular diffusion dominates dispersion for both geometries (Figure 12). The ratio $\frac{D^*}{D}$ remains constant and corresponds to the apparent molecular diffusion coefficient, which is lower than the true molecular diffusion coefficient due to the presence of the solid phase. For Pe>1 the effect of dispersion becomes visible. In the present case, the slope characterizing the PDMS porous medium is steeper than that of the sandstone, indicating a higher longitudinal dispersion rate at the same Péclet number. According to some authors [11], several factors influence dispersion, that depend on velocity, pore size distribution, shape and connectivity.

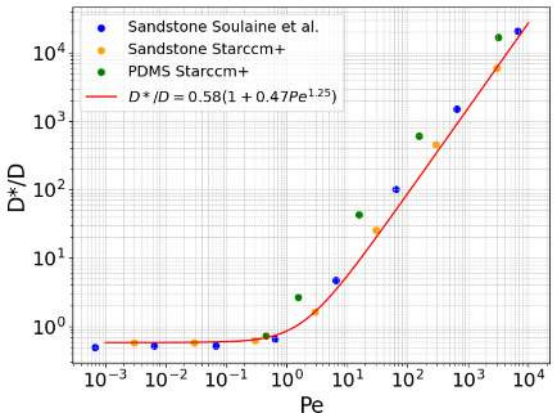


Figure 12 : *Comparison of the longitudinal component of the dispersion tensor for the sandpack, as calculated using StarCCM+, with the values reported in [10], and the corresponding preliminary values for the presented PDMS porous medium.*

7. Conclusion

The presented work outlines the method and workflow for the analysis of a novel polymer-based porous medium. The applied models and calculated properties shown are applicable to both mass and thermal transport studies. The primary objective is to analyze the entire domain based on the CT images described above and to investigate the potential dependencies between mass and heat dispersion, thermal conductivity, geometric properties (porosity, pore shape etc.) and the efficiency of the mixing process. Moreover, the influence of the size of the chosen ROI on these properties will be analyzed. The latter would indicate if the sample is an REV and could potentially give insights into the physical aspects of fluid mixing in porous media. In this context, it should be noted that the results for the PDMS sponge are preliminary at this stage.

References

[1] Chia-Yen Lee, Chin-Lung Chang, Yao-Nan Wang, Lung-Ming Fu, Microfluidic Mixing: A Review, *Int. J. Mol. Sci., 1422-0067, (2011) 3263-3287.*

[2] H. Bachman,C. Chen. J. Rufo,S. Zhao,S. Yang,Z. Tian, An acoustofluidic device for efficient mixing over a wide range of flow rates, *Lab Chip, 20, (2020) 1238-1248.*

[3] M. Bayareh, M. N. Ashani, A. Usefian, Active and passive micromixers: A comprehensive review, *Chem. Eng. Proc. - Proc. Inten., 147, (2020) 107771.*

[4] J.B. Kirby, Micro- and Nanoscale Fluid Mechanics: Transport in Microfluidic Devices, *Cambridge*, Cambridge University Press (2010).

[5] J. Heyman, D. R. Lester, R. Turuban, Y. Méheust, T. Le Borgne, Stretching and folding sustain microscale chemical gradients in porous media, *Proc. Nat. Acad. Sc., 117, (2020) 13359-13365.*

[6] E. Grigorov, B. Kirov, J. Denev, V. Galabov, Novel Approach for Passive Mixing in Microfluidics Utilizing Porous PDMS Sponge, *Int. Sc. Conf. Comp. Sc., 2, (Sozopol, June 2023) 1-6.*

[7] E. Brun, J. Vicente, F. Topin, R. Occelli, A 3D morphological tool to fully analyse all kind of cellular materials, *Cellmet08, 2, (Dresden, October 2008) 1-6.*

[8] Y. Jobic, P. Kumar. F. Topin, R. Occelli, Determining permeability tensors of porous media: A novel 'vector kinetic' numerical approach, *Int. J. Mult. Fl., 110, (2019) 198-217.*

[9] S. Whitaker, The Method of Volume Averaging, *Kluwer Academic Publisher, 13, (1999).*

[10] C. Soulaine, L. Girolami, L. Arbaret, S. Roman, Digital Rock Physics: computation of hydrodynamic dispersion, *Oil Gas Sci. Technol., 51, (2021) 198-217.*

[11] W.E. Brigham, P.W. Reed, J. N. Dew, Experiments on Mixing During Miscible Displacement in Porous Media., *SPE J. 1, 1, (1961) 1-8.*

Acknowledgements

We would like to thank **Cyprien Soulaine** for providing all the materials of his paper ([10]) and particularly the geometrical domain used, which enables us to validate our solution of the closure problem in complex porous domain. The authors acknowledge the ANR – FRANCE for its financial support of the TEGTIC project n°ANR23-CE51-0055.

Modélisation du déclenchement de l'ébullition nucléée en convection forcée en régimes permanent et transitoire

Modeling the onset of nucleate boiling in forced convection under steady-state and transient conditions

Héloïse HENAFF[1,2*], Jean-Marc LABIT[2], Cassiano TECCHIO[2], Marie-Christine DULUC[1]

[1] Conservatoire National des Arts et Métiers, LAFSET, 75003, Paris, France
[2] CEA, STMF, 91191, Gif-sur-Yvette, France
[*](auteur correspondant : heloise.henaff@cea.fr)

Résumé - Les principaux modèles d'enclenchement de l'ébullition nucléée disponibles dans la littérature sont confrontés à une base de données expérimentales, en régimes permanent et transitoire. Afin d'intégrer l'influence de l'état de paroi sur le déclenchement de l'ébullition, un modèle est proposé, prenant en compte une répartition statistique de cavités à la paroi. Ce modèle est confronté à la base de données expérimentales. Les résultats montrent un bon accord entre le modèle et les données expérimentales.

Abstract - The main nucleate boiling models available in the literature are compared with an experimental database, in steady-state and transient conditions. In order to integrate the influence of surface conditions on the boiling incipience, a model is proposed, taking into account a statistical distribution of cavities at the wall. This model is compared with the experimental database. The results show a good agreement between the model and the experimental data

Nomenclature

D_h	Diamètre hydraulique, m	ρ	masse volumique, $\mathrm{kg\,m^{-3}}$
		σ	tension de surface, $\mathrm{N\,m^{-1}}$
h	coefficient d'échange convectif, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	σ^*	erreur quadratique moyenne, K
h_{lv}	enthalpie de vaporisation, $\mathrm{J\,K^{-1}}$	Σ	rapport de surfaces
k	conductivité thermique, $\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}$	*Indices et exposants*	
P	pression, bar	cl	convection liquide
q''	densité de flux, $\mathrm{W\,m^{-2}}$	l	liquide
Re	nombre de Reynolds $= \frac{GD_h}{\eta_l}$	obd	onset of boiling driven regime
r_c	rayon de la cavité, m	onb	onset of nucleate boiling
R_m	rugosité moyenne, m	p	paroi
R_q	moyenne quadratique de la rugosité, m	sat	écart à la saturation
T	température, K	sub	sous-saturation
Symboles grecs		v	vapeur
η	viscosité dynamique, $\mathrm{Pa\,s}$		
μ^*	erreur moyenne, K		

1. Introduction

Dans un réacteur nucléaire, une insertion de réactivité (RIA, *Reactivity Initiated Accident*) entraîne une augmentation exponentielle de la puissance générée dans le cœur, évoluant comme $e^{\frac{t}{\tau}}$ où τ est la période d'excursion du transitoire. Lors de ce type de transitoire, l'échange thermique entre la paroi du combustible et le fluide est dimensionnant pour la suite de l'accident. Le transfert thermique étant favorisé en régime d'ébullition nucléée, le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB, *Onset of Nucleate Boiling*) influence significativement le déroulement du transitoire. Il doit donc être correctement modélisé, notamment dans les codes de calculs de sûreté nucléaire. L'objectif de ce travail est, à terme, d'implémenter un modèle d'ONB dans le code CATHARE [5], code de thermo-hydraulique à l'échelle système. Plusieurs modèles existent pour déterminer le point d'ONB en fonction des conditions d'écoulement.

1.1. Modèles de la littérature

Le tableau 1 présente les principaux modèles de la littérature. Le modèle de Davis et Anderson est un modèle analytique découlant du critère de Hsu (présenté dans l'équation 3). Les modèles de Bergles et Rohsenow, Jens-Lottes et Thom sont empiriques. Le modèle de Labit part de la formulation de l'équilibre mécanique de la bulle dans un site de nucléation et est corrélé via les paramètres a et b dans le tableau 1 aux données expérimentales de Su [6], à $1\,\mathrm{bar}$ et en régime transitoire de puissance.

Modèle	Année	Formule	Plage (bar)
Davis & Anderson [1]	1966	$\Delta T_{onb} = \sqrt{\frac{8C\sigma T_{sat} q''_{onb}}{k_l h_{lv} \rho_v}}$	1-6
Bergles & Rohsenow [2]	1964	$\Delta T_{onb} = 0.556 \left(\frac{q''_{onb}}{1082 P^{1.156}}\right)^{\frac{P^{0.0234}}{2.16}}$	1-138
Jens & Lottes [3]	1951	$\Delta T_{onb} = 25 \left(\frac{q''_{onb}}{10^6}\right)^{0.25} e^{-\frac{P}{62}}$	35-138
Thom [4]	1965	$\Delta T_{onb} = 22.65 \left(\frac{q''_{onb}}{10^6}\right)^{0.5} e^{-\frac{P}{87}}$	50-138
Labit [5]	2020	$\Delta T_{onb} = \left(a + \frac{h}{k_l} b \Delta T_{sub}\right) \frac{1}{1-\frac{h}{k_l} b}$	1

Tableau 1 : *Modèles*

La définition classique de l'ONB est le point d'apparition de la première bulle à la paroi. Cependant, du point de vue de l'échange thermique et en vue d'une implémentation dans un code à échelle système, le point d'intérêt est le point d'inflexion de la courbe d'ébullition. Ce point, que l'on nommera OBD (*Onset of Boiling Driven regime*), est en général plus tardif que le point d'ONB. C'est ce point d'OBD qui sera utilisé pour évaluer les différents modèles. Ainsi, les modèles établis à partir du point d'ONB (premières nucléations à la paroi) présentés par la suite donnent des surchauffes à l'ébullition sous-estimées par rapport aux résultats expérimentaux, ce qui est dû à la différence de définition des différents points d'intérêt.

1.2. Exploitation des données expérimentales

1.2.1. Constitution d'une base de données expérimentales

La base de validation expérimentale est constituée d'études exclusivement en eau, en convection forcée, en régimes permanent et transitoire. Les études utilisées sont présentées dans les

tableaux 2 et 3. La colonne "ΔT_{sub}" correspond à la sous-saturation de la phase liquide en entrée.

Etude	Année	P (bar)	Reynolds	ΔT_{sub}(K)	Géométrie	D_h(mm)
McAdams [7]	1949	$2.1 - 6.2$	$(0.39 - 4.7) \times 10^4$	$11 - 83$	Annulaire	13
Jens-Lottes [3]	1951	138	1.5×10^4	$83 - 94$	Cylindrique	5.7
Thom [4]	1965	138	$(1.9 - 5.8) \times 10^4$	33	Cylindrique	13
Goel [8]	2017	1	$220 - 440$	$10 - 30$	Annulaire	33

Tableau 2 : *Données utilisées en régime permanent*

Etude	Année	P (bar)	Reynolds	ΔT_{sub}(K)	τ(ms)	Géométrie	D_h(mm)
Su [6]	2015	1	$(2.5 - 6) \times 10^4$	$10 - 75$	$5 - 500$	Plane	15

Tableau 3 : *Données utilisées en régime transitoire*

1.2.2. Confrontation aux modèles existants

La figure 1 présente une comparaison entre les modèles de la littérature et les données expérimentales en régimes permanent et transitoire pour ΔT_{obd}. Ainsi, "$\Delta T_{obd,exp}$" représente les points d'OBD tirés de la base de données expérimentales, et "$\Delta T_{obd,calcule}$" représente les points calculés à partir des différents modèles, aux conditions expérimentales correspondantes. On en tire les observations suivantes :

- Modèle de Bergles & Rohsenow : Ce modèle sous-estime grandement la valeur de l'OBD ($\mu^* = -9.1\,\mathrm{K}$). La détermination précise des points d'ONB utilisés pour calibrer le modèle n'est pas détaillée dans l'article de Bergles et Rohsenow, mais il est probable que le décalage entre le modèle et les valeurs expérimentales découle des différences de définitions pour le point d'ONB/OBD.
- Modèle de Jens & Lottes : Ce modèle prédit les données obtenues en régime permanent avec une marge d'erreur de $\pm 5\,\mathrm{K}$. Les données de Su, en régime transitoire, sont moins bien décrites par le modèle (jusqu'à $15\,\mathrm{K}$ d'écart entre le modèle et l'expérience).
- Modèle de Thom : Ce modèle est également satisfaisant pour les données en régime permanent (μ^*etσ^* sous les $5\,\mathrm{K}$). Pour les données en régime transitoire, les points calculés par le modèle sont très dispersés, avec une erreur allant jusqu'à $15\,\mathrm{K}$.
- Modèle de Labit : Les points à haute pression ne sont pas bien prédits. Ils sortent de la plage de validation du modèle. Les autres points en régime permanent suivent une tendance proche de celle du modèle, mais avec un écart quantitatif significatif. Pour les points en régime transitoire, sur lesquels le modèle est corrélé, on observe un décalage entre les prédictions et les valeurs expérimentales, qui s'explique par une différence de calcul du coefficient h entre la présente étude et [5].
- Modèle de Davis & Anderson (non présenté en figure 1) : Ce modèle donne des résultats similaires à celui de Bergles et Rohsenow, avec une température d'OBD largement sous-estimée ($\mu^* = -10.5\,\mathrm{K}$). La principale raison est là encore la définition du point d'ONB/OBD, car Davis et Anderson établissent la température minimale de début de nucléation,et non le point d'inflexion de la courbe d'ébullition.

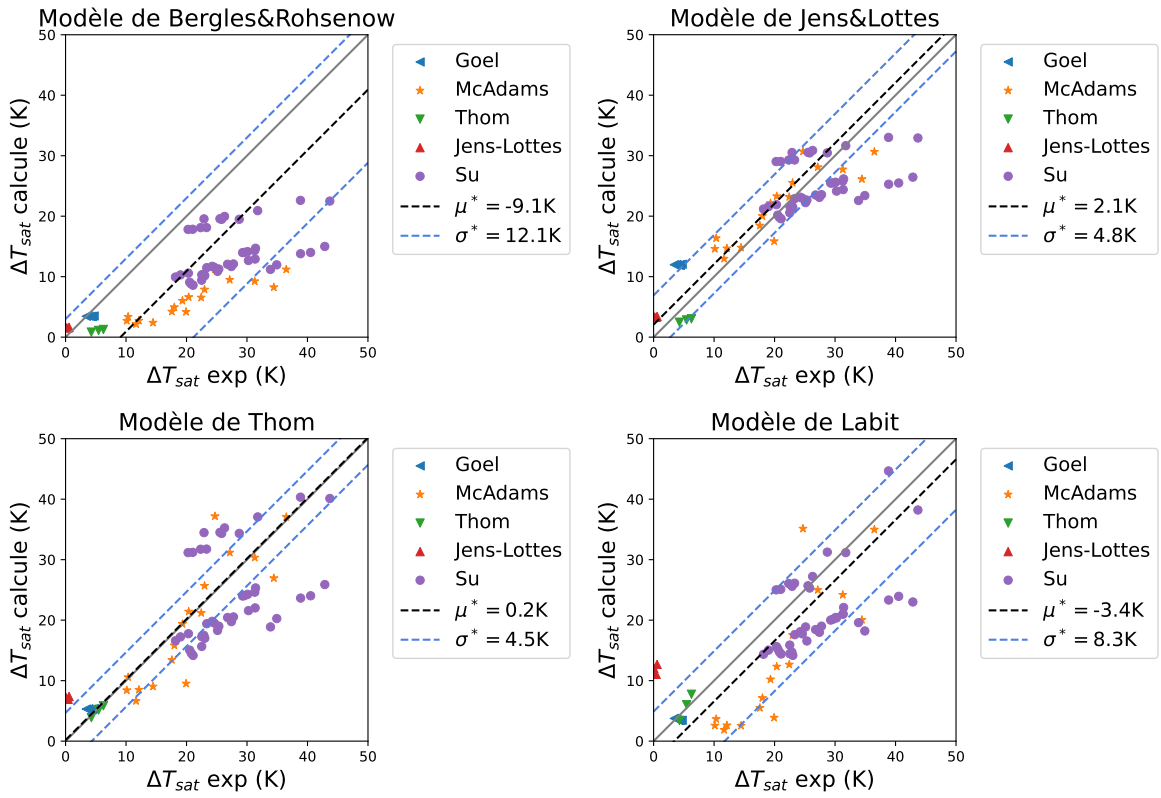


Figure 1 : *Performances des différents modèles sur les données expérimentales : comparaison à la surchauffe pariétale à l'OBD*

Aucun de ces modèles ne parvient à prédire à la fois les données en régime permanent et en régime transitoire. De plus, ces modèles ne prennent pas en compte l'influence de l'état de surface, or il a été montré que ce paramètre modifie de manière importante la courbe d'ébullition ([9],[10]). L'objectif de ce travail est donc de proposer un nouveau modèle intégrant ce paramètre, qui permette de rendre en compte des données expérimentales à disposition, aussi bien en régime permanent que transitoire.

2. Formulation du modèle

2.1. Esprit du modèle

Avant le déclenchement de l'ébullition nucléée, l'échange thermique à la paroi est purement dû à la convection dans la phase liquide. On peut exprimer le flux thermique à la paroi de la manière suivante :

$$q''_{cl} = h_{cl}(T_p - T_l) \tag{1}$$

À partir du début de l'ébullition, l'aire d'influence des bulles sur la paroi augmente, et l'aire concernée par la convection avec la phase liquide diminue. L'équation 2 exprime le flux thermique dû uniquement à la convection liquide.

$$q''_{cl}(\Delta T_{sat}) = (1 - \Sigma(\Delta T_{sat}))h_{cl}(\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) \tag{2}$$

Avec Σ la proportion de la paroi influencée par l'ébullition. La perte d'influence de l'échange thermique par convection est compensée par l'augmentation de l'échange thermique due au développement de l'ébullition nucléée. On fait l'hypothèse qu'il existe un Σ_{obd} seuil au-delà

duquel la contribution de l'ébullition au transfert thermique devient significative par rapport à la convection liquide. L'approche mise en œuvre consiste donc à modéliser $\Sigma(\Delta T_{sat})$ et à faire émerger une valeur seuil de Σ à partir des données expérimentales disponibles.

2.2. Modèle

Le modèle de Hsu [11] donne la loi d'activation des sites à la paroi en fonction de la surchauffe et du flux en considérant un profil de température linéaire proche de la paroi. Il est exprimé par :

$$r_{c\,min,max} = \frac{k_l \Delta T_{sat}}{2Cq''} \times \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8\sigma T_{sat} C q''}{\rho_v h_{lv} k_l \Delta T_{sat}^2}}\right) \tag{3}$$

La constante C peut varier entre 1 et 2, et dépend de l'angle d'ouverture de la cavité et de l'angle de contact (donc de la mouillabilité). Dans le présent travail, les bulles sont prises hémisphériques (soit $C = 1$). À une surchauffe donnée, on peut associer une plage de tailles de cavités actives. Pour obtenir une surface active, il faut également modéliser le nombre de sites activables à la paroi en fonction de leur taille. Pour des raisons de simplicité, on implémente une loi gaussienne de répartition des cavités. L'article de McHale [12] étudie des surfaces surfaces dont la rugosité est modifiée par abrasion. Il donne une rugosité moyenne de $0.1\,\mu\text{m} - 10\,\mu\text{m}$, et un écart-type de l'ordre de la rugosité moyenne. On utilisera donc une loi normale de paramètres (R_m,R_q) avec $R_m \in [0.1\,\mu\text{m}; 10\,\mu\text{m}]$ et $R_q = R_m$.

$$f(r) = \frac{N}{R_q\sqrt{2\pi}} \times e^{-\frac{(r-R_m)^2}{2R_q^2}} \tag{4}$$

$$\Sigma(r_{c\,min}, r_{c\,max}) = \int_{r_{c\,min}}^{r_{c\,max}} \pi r^2 f(r) dr \tag{5}$$

La loi gaussienne est normalisée de sorte que $\lim_{r\to\infty} \Sigma(0, r) = 1$. La figure 2 représente l'évolution de l'état d'activation de la paroi en fonction de la surchauffe à la paroi. Le point (r_0, ΔT_0) est

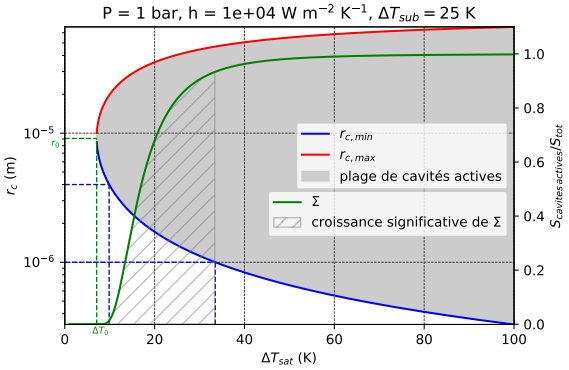


Figure 2 : Σ, $r_{c,min}$ *et* $r_{c,max}$ *en fonction de* ΔT_{sat}

le point d'activation des premières cavités, et correspond au point d'ONB dans le modèle de Davis & Anderson. La surface active croît sur une certaine plage de température à partir de ce point et le point d'OBD modélisé se situe nécessairement dans cette plage. L'étape suivante est de proposer une valeur seuil de Σ pour modéliser l'OBD.

2.3. Linéarisation et premières analyses

Le modèle décrit permet d'exprimer Σ en fonction de ΔT_{sat}. Cependant, l'objectif de la modélisation est d'exprimer ΔT_{sat} en fonction de Σ. $\Sigma(\Delta T_{sat})$ n'étant pas inversible, une linéarisation a été effectuée après observation de la forme générale de Σ. La dérivée de $\Sigma(\Delta T_{sat})$ est calculée à la surchauffe ΔT_{lin} à laquelle les sites de taille $(R_m + R_q)$ sont activés. La forme linéarisée est donc la suivante :

$$\Sigma(\Delta T_{sat}) = \Sigma(\Delta T_{lin}) + (\Delta T_{sat} - \Delta T_{lin})\Sigma'(\Delta T_{lin}) \tag{6}$$

Grâce à cette expression, la surchauffe à l'OBD peut être calculée à partir des différents paramètres expérimentaux, et à la valeur seuil Σ_{obd} :

$$\Delta T_{obd} = \Delta T_{lin} + \frac{\Sigma_{obd} - \Sigma(\Delta T_{lin})}{\Sigma'(\Delta T_{lin})} \tag{7}$$

Les figures 3 à 6 montrent l'impact des différents paramètres expérimentaux sur l'évolution de Σ avec la surchauffe.

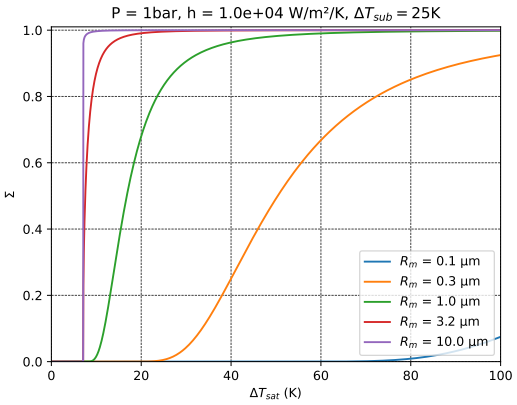


Figure 3 : *Évolution de Σ avec R_m*

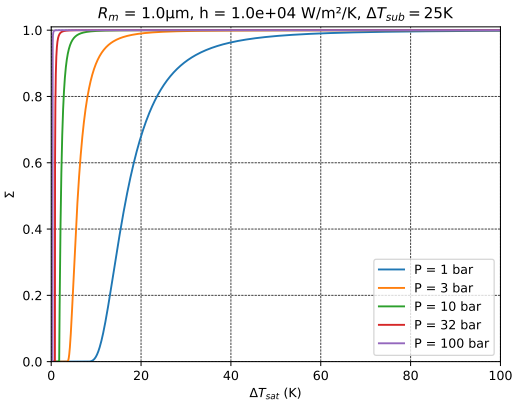


Figure 4 : *Évolution de Σ avec P*

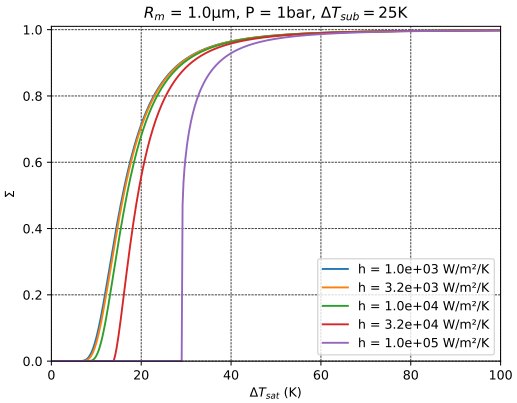


Figure 5 : *Évolution de Σ avec h_{cl}*

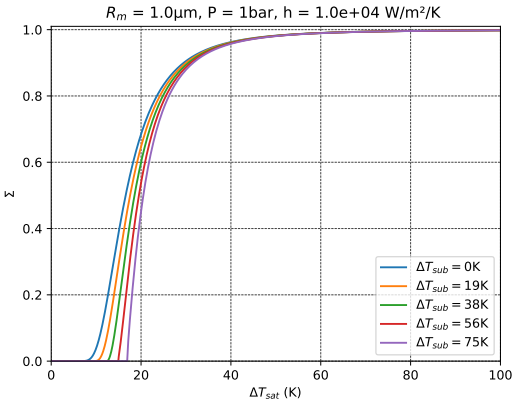


Figure 6 : *Évolution de Σ avec ΔT_{sub}*

Le déclenchement de l'ébullition est facilité par :

— des cavités de grande taille (un embryon de vapeur plus gros implique une surpression et une surchauffe plus faibles) ;

— une pression élevée (explicable par la forme de la courbe de saturation de l'eau) ;
— un coefficient d'échange faible (via l'influence sur l'épaisseur de la couche limite) ;
— une sous-saturation faible (via le profil de température près de la paroi) ;

Ces observations qualitatives sont conformes avec les résultats expérimentaux. Cependant, le modèle prédit une sensibilité vis-à-vis du paramètre R_m (donc de l'état de surface) très importante, or l'état de surface des données expérimentales n'est pas toujours connu avec précision.

3. Validation expérimentale

L'état de surface des parois utilisées dans la production des données expérimentales n'est pas connu avec précision. Il est donc difficile d'obtenir une valeur fiable de R_m. Une première confrontation du modèle aux données expérimentales permet de sélectionner une plage de R_m pour laquelle le modèle donne des résultats comparables aux données expérimentales.

3.1. Corrélation de Σ_{obd}

Pour les données en régime permanent, une valeur de R_m fixée à $0.2\,\mu\mathrm{m}$ permet d'obtenir des résultats cohérents. Il ressort de la confrontation aux données expérimentales que la valeur de Σ_{obd} est corrélée positivement au nombre de Reynolds. Ainsi, bien que les effets du nombre de Reynolds soient déjà pris en compte implicitement dans le modèle de Hsu, il semble également influencer le paramètre Σ_{obd}, et il faut ajouter au modèle une corrélation de ce type :

$$\Sigma_{obd} = e^{-\frac{5.10^{-4}}{\mathrm{Re}}} \tag{8}$$

Pour les données en régime transitoire, une valeur de $0.5\,\mu\mathrm{m}$ (proche des mesures effectuées par Su [6]) permet d'obtenir des résultats cohérents. Contrairement aux données en régime permanent, il ne semble pas y avoir de dépendance claire entre Σ_{obd} et le Re. Cependant, on trouve une dépendance de Σ_{obd} à la période exponentielle τ. En conséquence, une corrélation est ajoutée :

$$\Sigma_{obd} = 0.1(1 + 5e^{-50\tau}) \tag{9}$$

avec τ exprimé en secondes.

3.2. Résultats

La figure 7 évalue le modèle corrélé aux données expérimentales. Le modèle présente un μ^* et un σ^* comparables à celles des modèles de Jens-Lottes et de Thom, avec l'avantage de rester correct pour les données en régime transitoire. Seules les données de Goel, obtenues en régime d'écoulement laminaire, sortent de la plage d'erreur $\pm 8\,\mathrm{K}$. L'utilisation de la version linéarisée du modèle entraîne une dégradation de ses performances (doublement de σ^*), principalement liée à la sur-estimations des données de Goel. Pour les autres données expérimentales, le modèle linéarisé donne des résultats très similaires au modèle de départ, son implémentation est donc envisageable.

4. Conclusion - Perspectives

Un modèle de déclenchement de l'ébullition nucléée a été proposé en combinant un modèle classique d'activation de cavité et un modèle de répartition des tailles de site à la paroi. Le modèle a été confronté aux données expérimentales, afin d'en tirer une corrélation sur des grandeurs macroscopiques d'intérêt. Les conclusions tirées de ce travail sont les suivantes :

— La dépendance de l'OBD aux grandeurs macroscopiques est cohérente qualitativement,

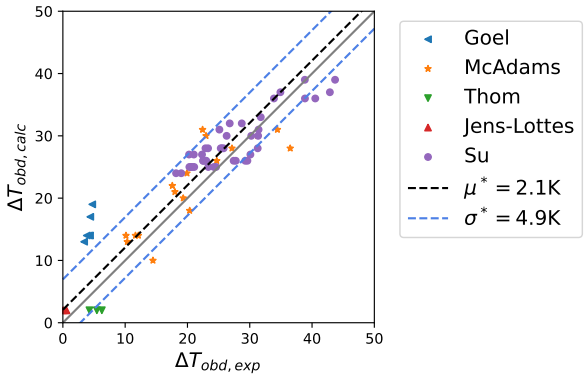


Figure 7 : *Évaluation du modèle vis-à-vis données expérimentales*

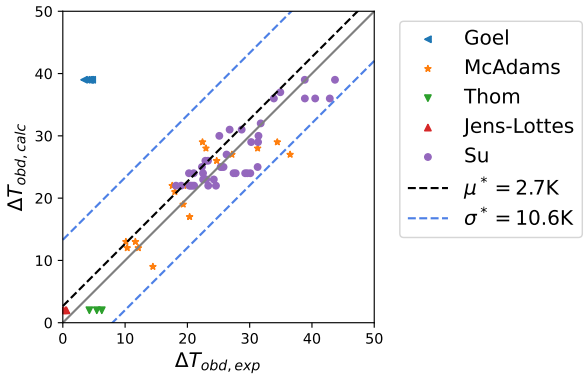


Figure 8 : *Évaluation du modèle linéarisé vis-à-vis données expérimentales*

— Une fois corrélé, le modèle donne des prédictions très prometteuses pour les données en régime permanent et en régime transitoire, avec une précision comparable à celle des meilleurs modèles existants,
— La sensibilité du modèle à l'état de surface est très forte, ce qui constitue une limitation vis-à-vis des données expérimentales où l'état de surface n'est pas précisément connu,
— La linéarisation du modèle ne dégrade pas significativement sa performance, et permet une implémentation facilitée dans un code de calcul.

Le modèle ayant été corrélé et validé sur la même base de données expérimentales, il est nécessaire de le valider sur un ensemble de données plus large afin de vérifier sa pertinence. Il sera également utile d'étudier l'influence de la mouillabilité, via la prise en compte de données expérimentales obtenues avec d'autres fluides que l'eau.

Références

[1] E. J. Davis, G. H. Anderson, The incipience of nucleate boiling in forced convection flow, *AIChE Journal* (1966)
[2] A. E. Bergles, W. M. Rohsenow. The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer, 365-372. (1964)
[3] W.H. Jens, P. A. Lottes, Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density date for high-pressure water, *No. ANL-4627. Argonne National Lab.(ANL), Argonne, IL (United States)* (1951)
[4] J.R.S. Thom et al, Paper 6 : boiling in sub-cooled water during flow up heated tubes or annuli, *Proceedings of the institution of mechanical engineers, conference proceedings. Vol. 180. No. 3. Sage UK : London, England : Sage Publications* (1965)
[5] JM Labit, *Modélisation multiphysique des transitoires d'insertion de réactivité et méthodologie de validation appliquée au réacteur CABRI*, Université Grenoble Alpes (2020)
[6] GY Su, et al., Transient boiling of water under exponentially escalating heat inputs. Part II : Flow boiling, *International journal of heat and mass transfer : 685-698* (2016)
[7] W.H. McAdams et al., Heat transfer at high rates to water with surface boiling, *Industrial & Engineering Chemistry 41.9 : 1945-1953.* (1949)
[8] P. Goel et al., Experimental study of bubble departure characteristics in forced convective subcooled nucleate boiling., *Experimental heat transfer 31.3 (2018) : 194-218* (2018)
[9] G. M. Aguiar, Infrared Thermometry Analysis of Surface Effects in Subcooled and Saturated Boiling of Water, *Doctoral dissertation, Massachusetts Institute of Technology* (2024)
[10] N. A. F. Campbell et al., Nucleate boiling investigations and the effects of surface roughness, *No. 1999-01-0577. SAE Technical Paper* (1999)
[11] Y. Y. Hsu, On the size range of active nucleation cavities on a heating surface, *ASME* (1962)
[12] John P. McHale, V. Garimella Suresh, Nucleate boiling from smooth and rough surfaces–Part 2 : Analysis of surface roughness effects on nucleate boiling, *Experimental Thermal and Fluid Science* (2013)

Impact de l'écoulement interne sur le dépôt de particules dans une goutte sessile chauffée localement.

Impact of internal flow on particle deposition in a locally heated sessile droplet

Mebrouk AIT SAADA[1*], Salah CHIKH[1], Lounès TADRIST[2]

[1]USTHB, Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés, LTPMP, Alger 16111, Algérie
[2]Aix-Marseille Université, CNRS, Laboratoire IUSTI, UMR 7343, Marseille 13453, France
[*](Corresponding author: m_aitsaada@yahoo.fr)

Résumé - Cette étude numérique analyse l'impact de l'écoulement interne sur le dépôt de particules dans une goutte sessile en évaporation. La goutte colloïdale s'évapore sur une surface adiabatique et elle est chauffée localement par le dessous, soit au centre, soit à la périphérie. Le modèle numérique prend en compte les effets de la poussée, du refroidissement par évaporation et de la thermo-capillarité. Sur une surface totalement adiabatique, un écoulement dans le sens horaire, combiné à un écoulement radial sortant, entraîne un dépôt en forme d'anneau. Une surface totalement isotherme génère un écoulement dans le sens antihoraire, formant une bosse centrale. Le chauffage local périphérique crée un anneau et une bosse centrale, tandis que le chauffage local central réduit l'anneau et produit une bosse plus fine et plus étendue. Ces résultats soulignent l'influence du chauffage local sur l'écoulement interne et par conséquent sur les motifs de dépôt.

Abstract - This numerical study investigates the impact of internal flow on particle deposition in an evaporating sessile droplet. The colloidal droplet evaporates on an adiabatic surface and is locally heated from below, either at the center or the periphery. The numerical model incorporates the effects of buoyancy, evaporative cooling and thermo-capillarity. On a fully adiabatic surface, a clockwise flow combined with outward radial flow at low contact angles results in ring-shaped deposition. In contrast, a fully isothermal surface induces a counterclockwise flow, forming a central bump. Peripheral local heating enhances edge deposition, creating both a ring and a central bump. Central local heating reduces the edge ring and produces a thinner and more extended central bump. These results highlight the influence of thermal boundary conditions on internal flow and consequently on deposition patterns.

Nomenclature

C	concentration, kg/m^3
D	vapor diffusion coefficient, m^2/s
D_p	particle diffusion coefficient, m^2/s
k	thermal conductivity, W/m K
P	pressure, Pa
R	contact radius, m
T	temperature, °C
t	time, s
$\vec{V}$	velocity vector, m/s
$\vec{V}_I$	velocity vector of moving interface, m/s
$\vec{n}, \vec{t}$	normal and tangential unit vectors
X_p	particle concentration, kg/m^3
X_{ps}	particle Surface concentration, kg/m^2
Greek Symbols	
α, β, ϕ	toroidal coordinates, rd
α_T	thermal diffusivity, m^2/s
μ	dynamic viscosity, kg/m s
ρ	density, kg/m^3
$\bar{\bar{\tau}}$	stress tensor, Pa
θ	contact angle, °
σ	surface tension, N/m
Subscripts	
ℓ, g	liquid, gas
∞	at infinity in surrounding air

1. Introduction

The evaporation of sessile droplets is a complex physical process involving fluid flow, heat and mass transfer and interactions between solid, liquid and gas phases. Growing interest in this phenomenon stems from its importance in numerous technological applications. In fields such as nano-coating, chip manufacturing and disease diagnostics, precise control over the size and shape of particle deposition is a critical factor for optimizing performance [1].

The literature shows few numerical studies on particle deposition, while experimental research focuses on identifying deposition patterns and understanding their formation mechanisms [2]. Particle-substrate interaction has a minor role, while internal fluid flow in the evaporating droplet strongly influences deposition [3]. Thermal boundary conditions affect flow structure: high thermal conductivity substrates drive strong flow through thermocapillary forces and evaporation near the contact line [4, 5], while insulating substrates reduce evaporation and weaken the flow [6]. Deegan et al. [7] showed that a pinned contact line and high evaporation flux generate a radial outward flow, forming the coffee-ring stain. Gleason et al. [8] found that lower contact angles reduce radial flow, minimizing the coffee-ring effect. Yen et al. [9] used a laser-induced differential evaporation technique to create a central-peak deposition pattern by inducing a radial inward flow. Hu and Larson [10] found that the thermocapillary effect creates a cellular flow, forming a central bump-shaped deposition. Ristenpart et al. [11] showed that internal thermocapillary flow direction depends on the thermal conductivity ratio between the substrate and droplet. Malinowski et al. [12] used external vapor sources to create temperature gradients, altering internal flow and reducing the coffee-ring effect. All these results underline the importance of understanding the mechanisms driving the internal flow and the influence on particle deposition. By elucidating how thermal properties and flow dynamics interact during droplet evaporation, one can better control the size and shape of particle deposits, a key factor for applications involving colloidal droplets on homogeneous substrates.

This study investigates the evaporation of a colloidal sessile droplet through the implementation of a numerical model that accounts for both buoyancy-induced convection in the surrounding air and thermo-capillary convection within the fluid phases. The main focus is on understanding how the internal flow within the evaporating droplet influences particle transport and the resulting deposition pattern. The flow is induced by non-uniform thermal boundary conditions at the contact surface of the droplet. Specifically, a local heating is applied either at the center of the droplet or at the periphery, while the remaining surface is adiabatic.

2. Mathematical formulation

Figure 1 represents a sessile droplet with an initial volume of 1 mm³. The liquid in the droplet is a colloidal suspension composed of polystyrene nanoparticles with a diameter of 100 nm. diluted in water with an initial concentration of 0.1 g/L (polystyrene/water density ratio ≈ 1. mass diffusion coefficient = 1.7×10^{-11} m^2/s). The droplet evaporates on a horizontal adiabatic solid surface with a radius of R_∞=100 R and an initial contact angle θ_0=50°. Local heating is applied beneath the droplet, either at its center or near its periphery. It is represented as a narrow isothermal zone with a thickness of 0.05 R and a temperature $T_w \geq T_\infty$. The spherical cap shape of the droplet and the pinned contact line are maintained during evaporation [6]. The relative humidity (Ha) is 50% and the ambient air temperature (T_∞) is 25°C.

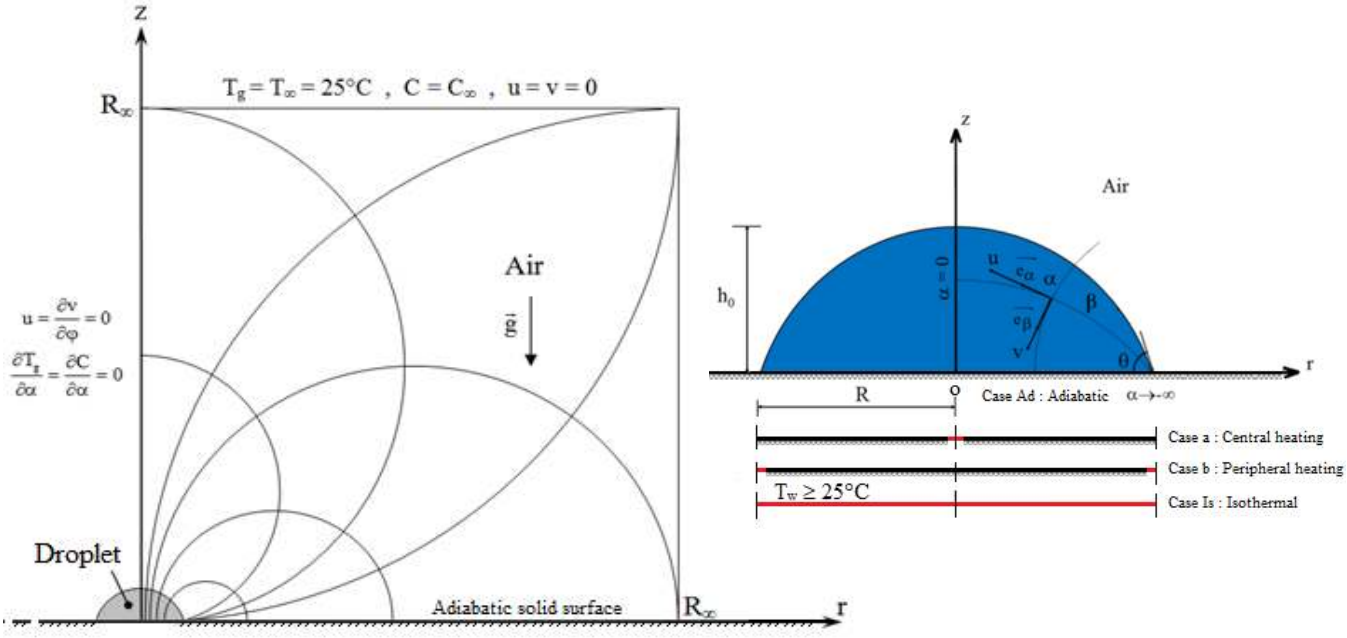


Figure 1: *Physical domain: The droplet is deposited on an adiabatic solid surface with an isothermal zone (red) located either at the droplet center (case a) or periphery (case b).*

The mathematical formulation of the studied problem is based on the continuity equation, the Navier-Stokes equations, the energy equation, the particle concentration equation within the droplet, and the vapor concentration equation in the surrounding air. These governing equations are expressed in toroidal coordinates to accurately model the interactions at the liquid-gas interface [4]. They are given by:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \tag{1}$$

$$\rho\left(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{V} = -\vec{\nabla}P + \mu\,\Delta\vec{V} - \rho\, g\,[\beta_T(T - T_\infty) + \gamma\,\beta_C(C - C_\infty)]\,\vec{I} \tag{2}$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla}T = \alpha_T \Delta T \tag{3}$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla}C = D\,\Delta C \tag{4}$$

$$\frac{\partial X_p}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left(\vec{V}\,X_p - D_p\,\vec{\nabla}X_p\right) = 0 \tag{5}$$

where $\beta_{T,C}$ denotes the thermal or solutal expansion coefficient of the fluid, $\vec{I}$ is a unit vector such as $\vec{I} = -\vec{e}_z$ and the parameter γ is equal to 1 in gas phase and 0 in liquid phase. For momentum, energy, and vapor mass transport, the ratio of the diffusion time (t_d) to the droplet evaporation time (t_f) is much smaller than unity. This validates the quasi-steady evolution of fields during the evaporation process. However, particle diffusion within the droplet is exceedingly slow. Consequently, the particle concentration field (X_p) evolves in an unsteady manner as the liquid-gas interface recedes. To solve the governing equations, appropriate boundary conditions must be defined. Far from the droplet, the fluid is assumed to be stationary, and the vapor concentration is given by $Ha\ C_v(T_\infty)$. The solid surface is modeled with no vapor permeability, no particle-substrate interaction, and a no-slip condition. Figure 1 illustrates the application of non-uniform thermal boundary conditions at the droplet base. At the liquid-gas interface, specific conditions are imposed to account for the physical processes governing evaporation and particle transport [4]. Mass continuity is given by:

$$\rho_\ell\left(\vec{V}_\ell\text{-}\vec{V}_I\right)\cdot\vec{n} = \rho_g\left(\vec{V}_g\text{-}\vec{V}_I\right)\cdot\vec{n} = \vec{J}\cdot\vec{n} \tag{6}$$

where J is the local evaporation flux. The total evaporation rate is obtained by integrating this flux over the entire interface. The mechanical stress balance, incorporating the thermo-capillary effect, is expressed as:

$$\left[(\vec{n}\,\bar{\bar{\tau}})_\ell - (\vec{n}\,\bar{\bar{\tau}})_g\right]\cdot\vec{t} = \nabla\sigma\cdot\vec{t} \tag{7}$$

The energy balance at the interface follows:

$$J\,h_{\ell g} - \vec{q}_\ell\cdot\vec{n} + \vec{q}_g\cdot\vec{n} = 0 \tag{8}$$

where $h_{\ell g}$ is the latent heat of evaporation and $\vec{q}$ is local heat flux. Air at the interface is in a saturated state; its vapor concentration depends on temperature. Finally, the condition for particle transport at the interface ensures that particles do not cross it:

$$\left[-D_p\,\vec{\nabla}X_p + \left(\vec{V} - \vec{V}_I\right)X_p\right].\vec{n} = 0 \tag{9}$$

3. Numerical Approach

The governing equations (1–5) along with the associated boundary and interface conditions are solved numerically by using the finite volume method in a Eulerian approach [15]. Staggered and non-uniform grids with 66×114 nodes (α×β) are utilized in the study domain with a very fine cell sizes (order of 10^{-6} R) around the contact line. Refining the mesh induces a maximum relative error less than 0.5% when evaluating the fields of u, v, P, T, C and X_p. The velocity-pressure coupling is addressed by SIMPLE algorithm. The unsteady particle transport equation (5) is time-discretized using a first order implicit scheme, with a time step chosen to correspond to a 0.01° change in the contact angle. This selection ensures both numerical stability and accuracy in tracking the evolution of particle concentration within the droplet. The time step is determined based on the evaporation rate and the variation in droplet volume. To discretize the convection and diffusion terms in the governing equations, the first order power law discretization scheme (PLDS) is employed. This method reduces numerical diffusion and provides a more accurate representation of convective effects, particularly at high Peclet numbers. The Gauss-Seidel method and the Thomas algorithm are combined to iteratively solve the system of discretized equations based on convergence criteria: maximum relative error on each dependent variable ≤ 0.1%, maximum residual of each conservation equation ≤ 10^{-5} and maximum allowable residual of continuity equation ≤ 10^{-8}. The developed computation program in Fortran is validated against the numerical results of Wang [16]. In his PhD thesis, this author numerically studied the effects of Marangoni flows on particle transport and deposition during droplet evaporation on a glass substrate. As shown in Fig. 2, a satisfactory qualitative agreement is observed by comparing the particle concentration field obtained by the computation program and that of Wang for θ = 20°.

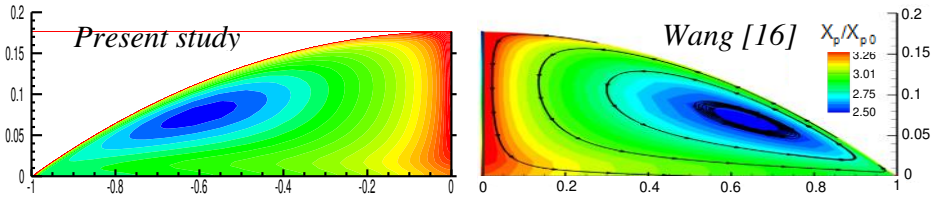


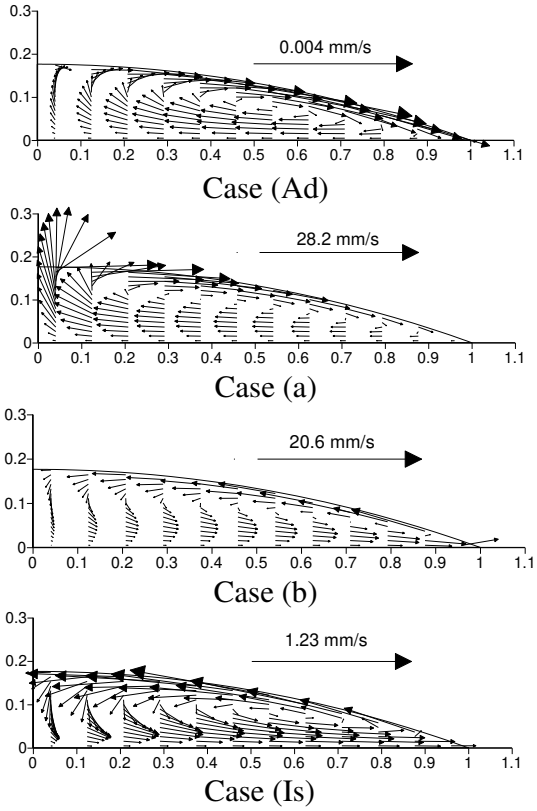
Figure 2: *Comparison with particle concentration field obtained numerically by Wang [16] for a contact angle of 20°. The droplet is made up of water with dispersed polystyrene particles.*

4. Results and discussion

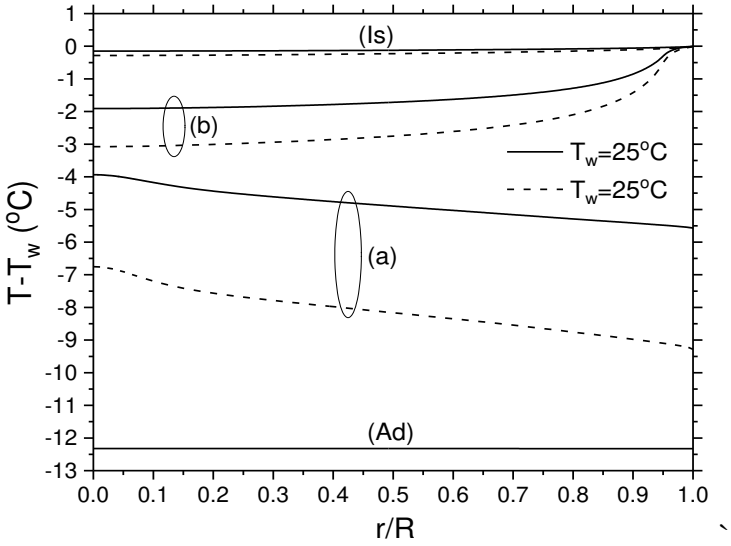
The pinned droplet evaporates on an adiabatic surface with two local heating cases: center (a) and contact line (b). Two limits are also considered: fully adiabatic (Ad) and fully isothermal

(Is). These thermal boundary conditions (BCs), applied beneath the droplet, can significantly influence internal flow patterns, thereby affecting particle transport and deposition.

Figure (3) illustrates velocity fields and temperature profiles at liquid-gas interface for a contact angle of 20°. The interface temperature gradients indicate the thermo-capillarity importance and allow to explain the flow pattern appearing inside the droplet. For the fully adiabatic contact surface (Ad), the surface temperature is low and decreases slightly from the droplet apex to the contact line, resulting in an almost negligible negative temperature gradient and very weak thermocapillary effects. This leads to a clockwise unicellular flow that transitions to an outward radial flow at low contact angles.



(i) Velocity field for T_w = 30 °C



(ii) Temperature profile for T_w = 25 °C or 30 °C

Figure 3: *Velocity fields and temperature profiles for a contact angle of 20 °.*

In case (a), with local heating at the center of the wetting surface, the droplet receives more heat compared to the adiabatic case. Here, the surface temperature decreases from the apex to the contact line with a steeper gradient along the interface, generating strong thermocapillary effects that sustain a clockwise unicellular internal flow, even at low contact angles. For case (b), where local heating is applied at the contact line, the contact line temperature exceeds that of the apex. This creates significant thermocapillary effects, resulting in a counterclockwise unicellular internal flow that persists until evaporation is complete. Lastly, for the fully isothermal wetting surface (Is), the surface temperature is the highest among all cases. However, the thermocapillary effects remain weak, and the positive temperature gradient along the liquid-gas interface induces a counterclockwise unicellular flow inside the droplet.

Figure 4 shows temperature gradient variations along the liquid–gas interface as a function of the contact angle. The temperature gradient is almost zero when the drop base is subjected to fully adiabatic boundary conditions. However, it increases significantly in other cases, especially when local heating is applied with T_w = 30 °C. Thermocapillary effects are relatively weak and diminish over time as the contact angle decreases during evaporation on a fully

isothermal wetting surface. In contrast, the introduction of local heating intensifies the thermocapillary effects, which, unlike in the fully isothermal case, increase in time during evaporation. The position of the local heating significantly affects the dynamics of the cellular flow and induces its inversion. Thermocapillary effects are more pronounced when local heating is applied at the periphery of the drop (case b). However, at low contact angles, these effects become even stronger when local heating is applied at the center of the drop (case a).

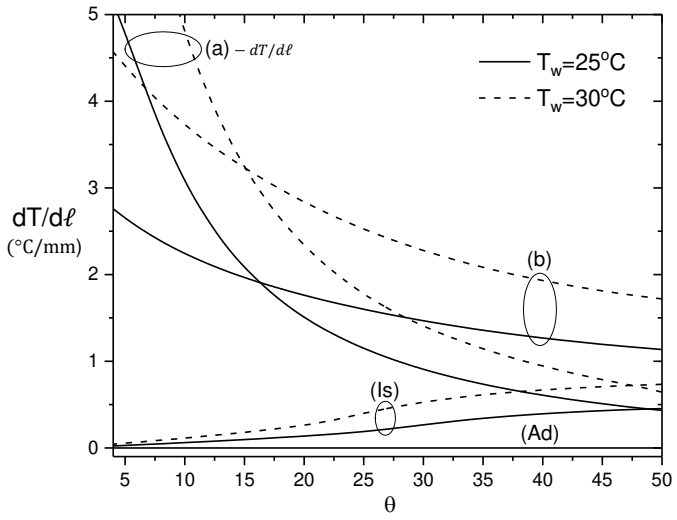


Figure 4: *Temperature gradient along liquid-gas interface as a function of contact angle.*

Figure 5 represents particle concentration fields in the sessile droplet for a wall temperature of 30°C and a contact angle of 6°. These fields are strongly influenced by the internal flow generated by the different thermal boundary conditions considered (cases Ad, a, b, Is).

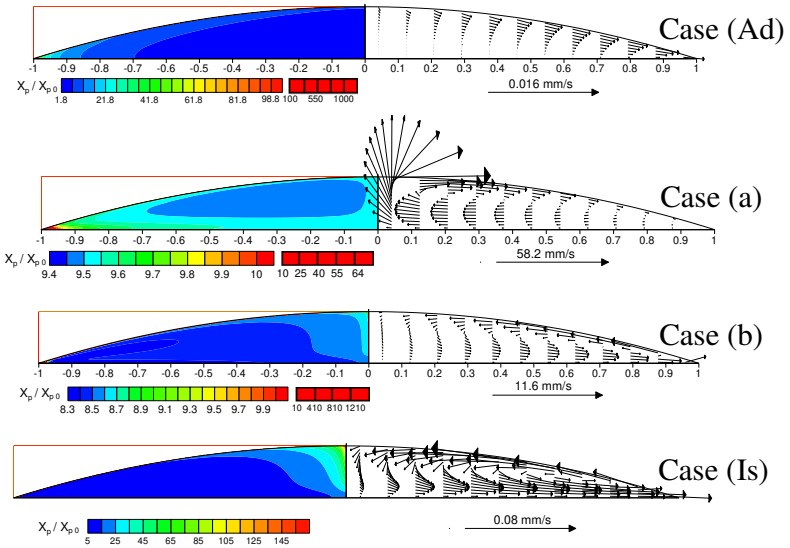


Figure 5: *Velocity fields (right) and particle concentration fields (left) for a wall temperature of 30°C and a contact angle of 6°. At this contact angle, the droplet, due to its small volume, exhibits a significantly higher average particle concentration than the initial one.*

In the fully isothermal case (Is), particles show low concentration near the droplet edge, while they primarily accumulate in the central region. For the fully adiabatic case (Ad), thermocapillary effects induce a clockwise unicellular flow that rotates particles within the droplet. At low contact angles, such as 6°, a dominant radial flow transports particles toward the contact line, forming ring-like deposition pattern after drying. In contrast, for non-uniform thermal boundary conditions, the internal flows create distinct dynamics. In case (a), a high-velocity and clockwise unicellular flow dominates, limiting particle transport to the droplet

edge and keeping most particles circulating within the droplet. In case (b), the counterclockwise unicellular flow has a dual effect: on one hand, it transports particles toward the droplet center, and on the other, the strong evaporation around the localized isothermal zone draws particles toward the contact line. These observations demonstrate that the thermal boundary conditions at the droplet base play a crucial role in structuring the internal flows, directly influencing particle distribution and the deposition patterns formed during evaporation.

Figure 6 illustrates particle surface concentration distributions at the droplet base, evaluated near the end of evaporation at a low contact angle of 6°. The surface concentration X_{ps}, representing the mass of particles deposited per unit area, is determined without particle-substrate interaction. Below this contact angle, evaporation occurs rapidly, and the final surface concentration profile remains similar to that observed at 6°.

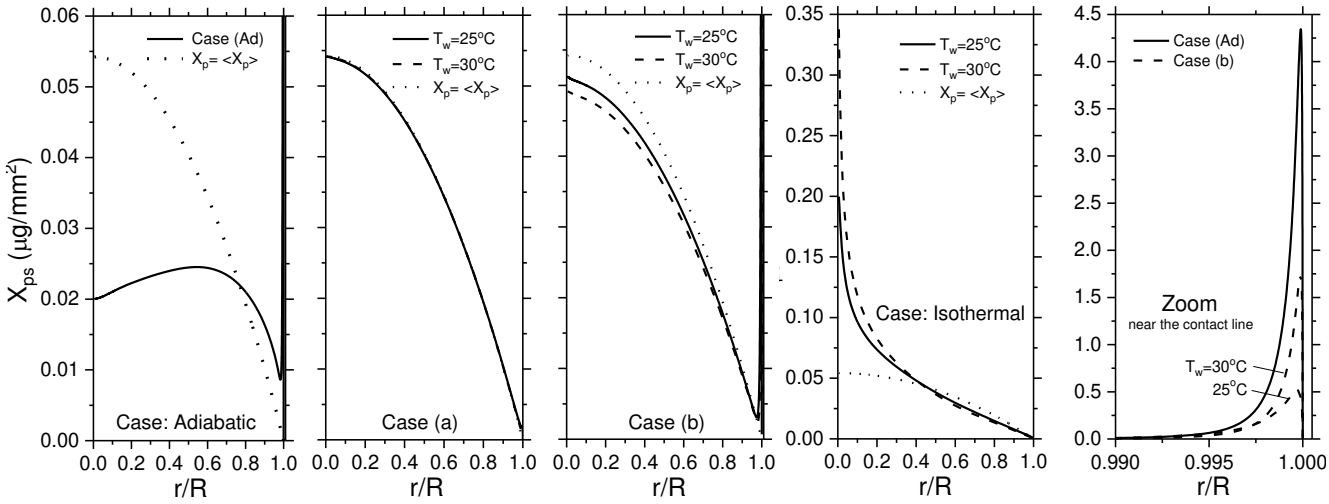


Figure 6: *Particle surface concentration profiles for a contact angle of 6 ° (T_w = 25 °C or 30 °C).*

By examining Fig. 6, distinct distributions of particle surface concentration are observed depending on the applied thermal boundary conditions. In the fully isothermal case, the maximum particle concentration is located along the central axis of the droplet, gradually decreasing to zero at the contact line. This results in particle deposition forming a bump at the center of the droplet base [10]. In the fully adiabatic case, particles form a ring of maximum concentration at the contact line, followed by a thin layer of particles spread across the rest of the wetting solid surface. In the case with a local heating at the contact line (case b), a smaller ring of particles forms near the droplet edge, compared to the fully adiabatic case. A central bump also appears, larger and thinner than in the fully isothermal case. In the case with a local heating at the center of the droplet (case a), only a few particles are transported to the contact line, forming a very small ring. Most particles recirculate inside the droplet, resulting in a wider but thinner central bump compared to the fully isothermal case [12].

5. Conclusion

A numerical investigation is conducted to study the influence of internal flow on particle deposition patterns in an evaporating sessile droplet. The colloidal suspension droplet evaporates in a pinned mode on an adiabatic solid surface with the wetting zone subjected to local isothermal heating. The numerical model incorporates the effects of buoyancy, evaporative cooling, and surface tension gradients. The results reveal that internal flow within the droplet significantly influences particle transport and deposition. For a fully adiabatic wetting surface, a clockwise unicellular flow, combined with an outward radial flow at low contact angles, leads to ring-shaped particle deposition. Conversely, for a fully isothermal

wetting surface, a counterclockwise unicellular flow during evaporation results in a central bump-shaped particle deposition. When the droplet is locally heated at the periphery of its base, strong flow near the contact line transports some particles to the droplet edge, forming a ring, while the remaining particles circulate within the droplet core, producing a central bump. However, when the droplet is locally heated at the center of its base, the ring at the edge nearly disappears and the central bump becomes more extended and thinner compared to the fully isothermal case. To conclude and provide a perspective for this work, experiments should be conducted to validate the numerical results obtained.

References

[1] M. Parsa, S. Harmand, K. Sefiane, M. Bigerelle, and R. Deltombe, Effect of Substrate Temperature on Pattern Formation of Bidispersed Particles from Volatile Drops, *J. Phys. Chem. B*, 121-48 (2017), 11002–11017.

[2] M. Ait Saada, S. Chikh, and L. Tadrist, A numerical study of particle transport in an evaporating colloidal sessile droplet, *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, 4-4 (2016), 217–233.

[3] D. Nagesh, P.G. Patil, R. Bange, R. Bhardwaj, and A. Sharma, Effects of Substrate Heating and Wettability on Evaporation Dynamics and Deposition Patterns for a Sessile Water Droplet Containing Colloidal Particles, *Langmuir*, 32-45 (2016), 11958–11972.

[4] C. Bouchenna, M. Ait Saada, S. Chikh, and L. Tadrist, Generalized formulation for evaporation rate and flow pattern prediction inside an evaporating pinned sessile drop, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 109 (2017), 482–500.

[5] W. Foudhil, C. Aricò, P. Perré, and S. Ben Jabrallah, Use of Heating Configuration to Control Marangoni Circulation during Droplet Evaporation, *Water*, 14 (2022), 1653.

[6] M. Ait Saada, S. Chikh, and L. Tadrist, Evaporation of a sessile drop with pinned or receding contact line on a substrate with different thermophysical properties, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 58 (2013), 197–208.

[7] R.D. Deegan, O. Bakajin, T.F. Dupont, G. Huber, S.R. Nagel, and T.A. Witten, Contact line deposits in an evaporating drop, *The American Physical Society*, 62 (2000), 756–765.

[8] K. Gleason, H. Voota, and S.A. Putnam, Steady-state droplet evaporation: Contact angle influence on the evaporation efficiency, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 101 (2016), 418-426.

[9] T.M. Yen, X. Fu, T. Wei, R.U. Nayak, Y. Shi, and Y.-H. Lo, Reversing Coffee-Ring Effect by Laser-Induced Differential Evaporation, *Sci. Rep.*, 8 (2018), 1–11.

[10] H. Hu and R.G. Larson, Marangoni Effect Reverses Coffee-Ring Depositions, *J. Phys. Chem. B*, 110 (2006), 7090–7094.

[11] W.D. Ristenpart, P.G. Kim, C. Domingues, J. Wan, and H.A. Stone, Influence of substrate conductivity on circulation reversal in evaporating drops, *Phys. Rev. Lett.*, 99 (2007), 234502.

[12] R. Malinowski, G. Volpe, I.P. Parkin, and G. Volpe, Dynamic Control of Particle Deposition in Evaporating Droplets by an External Point Source of Vapor, *J. Phys. Chem. Lett.*, 3 (2018), 659–664.

[13] R.G. Larson, Transport and deposition patterns in drying sessile droplets, *AIChE J.*, 60 (2014), 1538–1571.

[14] K. Raznjevic, Handbook of thermodynamic tables, Begell House, 1995.

[15] S.V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, Hemisphere, Washington, D.C., 1980.

[16] L. Wang, Effects of Marangoni flows on particle transport and deposition during drop evaporation, Doctoral dissertation, Purdue University, West Lafayette, Indiana, 2019.

Élaboration et caractérisation des propriétés thermiques d'un matériau à gradient de propriétés céramique/métal.

Development and characterization of the thermal properties of a ceramic/metal gradient material.

Baraa SAIDANI[1], Julie CEDELLE[1*], Damien BREGIROUX[2], Johann PETIT[1], Jihed ZGHAL[1], Isabelle BRUANT[1]

[1]Laboratoire Energétique Mécanique Electromagnétisme, Université Paris Nanterre
Rue de Sèvres – 92410 Ville d'Avray
[2]Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris, Sorbonne Université
Place Jussieu– 75005 Paris
[*](auteur correspondant : julie.cedelle@parisnanterre.fr)

Résumé - Les matériaux à gradient de fonction (FGM) combinent céramique et métal via une transition continue, offrant des propriétés complémentaires pour des environnements extrêmes. L'étude se concentre sur un FGM Ni/BaTiO3, élaboré par frittage flash (SPS), avec une transition progressive de composition. Des analyses de conductivité thermique et de dilatation ont révélé une loi de puissance modélisant la variation des propriétés selon le gradient. Ces résultats améliorent la précision des modèles numériques et ouvrent des perspectives pour des applications exigeant un contrôle précis des propriétés thermiques.

Abstract - Function gradient materials (FGMs) combine ceramics and metals via a continuous transition, offering complementary properties for extreme environments. The study focuses on a $Ni/BaTiO_3$ FGM, developed by plasma sintering (SPS), with a gradual transition in composition. Thermal conductivity and expansion analyses revealed a power law modeling the variation of properties with gradient. These results improve the accuracy of numerical models and open up prospects for applications requiring precise control of thermal properties.

Nomenclature

L	longueur, m	α	Coefficient de dilatation thermique, 10^{-6} K^{-1}
k	indice, sans unité		
T	Température, K	λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$

1. Introduction

Depuis quelques années, les matériaux à gradient de fonction (FGM, *Functionally Graded Materials*) ont émergé, initialement développés pour résoudre des problématiques thermiques [1]. Leur spécificité réside dans la variation continue de leurs propriétés selon une ou plusieurs directions, associant typiquement des matériaux céramiques et métalliques aux caractéristiques complémentaires via une transition progressive [2]. Récemment, ces concepts ont été étendus aux matériaux piézoélectriques, donnant naissance aux FGPM (*Functionally Graded Piezoelectric Materials*). Ces matériaux innovants permettent d'améliorer la récupération d'énergie et le contrôle actif des vibrations [3,4], tout en évitant les limitations des structures multicouches classiques, comme le délaminage ou le décollement des pastilles piézoélectriques.

Au sein du Laboratoire Énergétique Mécanique Électromagnétisme (LEME), une étude sur l'élaboration et la caractérisation d'un FGPM à base de Ni/$BaTiO_3$ a été menée en collaboration avec le Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris [5]. Des échantillons multicouches cylindriques ont été fabriqués grâce à la technique de frittage par plasma (SPS). Les travaux réalisés ont permis de caractériser les propriétés thermiques, mécaniques et piézoélectriques des échantillons, en proposant notamment une loi d'homogénéisation pour la conductivité thermique. Cet article présente une partie de ces travaux, en mettant l'accent sur l'élaboration et la caractérisation de propriétés telles que la conductivité thermique et la dilatation thermique du FGM avant sa polarisation.

2. Élaboration des échantillons

Les pastilles cylindriques FGM Ni/$BaTiO_3$ ont été élaborées par la technique de SPS (*Spark Plasma Sintering*) à partir de mélanges de deux poudres. La poudre céramique utilisée est du $BaTiO_3$ nanométrique ($\phi_{grain} \leq 100nm$) et la poudre métallique est du Nickel micrométrique ($\phi_{grain} \leq 1\mu m$). Dans cette première étude, nous avons choisi d'élaborer un FGM ayant une variation de composition en pourcentage massique linéaire dans l'épaisseur, allant d'une composition de 100% Ni à celle de 100% $BaTiO_3$. Pour ce faire, nous avons décidé de l'obtenir à partir de 5 couches de mélanges superposées et d'épaisseur égale. Ainsi, le FGM sera obtenu à partir des mélanges de poudres suivants : 100% Ni ,75% Ni -25%$BaTiO_3$, 50% Ni - 50% $BaTiO_3$, 25%Ni - 75% $BaTiO_3$, 100% $BaTiO_3$.

2.1. Le procédé d'élaboration SPS

Le procédé de frittage flash SPS s'appuie sur des temps de traitement thermique très brefs par l'application simultanée de décharges de courant continu pulsé de faible tension et d'une grande intensité (1500 A) et d'une pression uni-axiale externe [6]. Cette combinaison permet d'augmenter significativement les cinétiques de frittage, rendant possible la fabrication de matériaux nanostructurés et la possibilité d'obtenir des pièces complètement denses à des températures relativement basses. Les échantillons obtenus ont la forme des petites pastilles denses, de diamètre 10 ou 15 mm et d'épaisseur pouvant varier de 2.5 à 5 mm. La poudre préparée est placée dans une matrice en graphite d'un diamètre intérieur de 10 mm. L'ensemble est positionné dans la chambre SPS (Figure 1), où un thermocouple, inséré dans un orifice latéral de la matrice, contrôle précisément la température. Une fois en place, la chambre est mise sous vide et une charge uni axiale minimale 100 MPa est appliquée pour garantir le bon déroulement du processus de frittage.

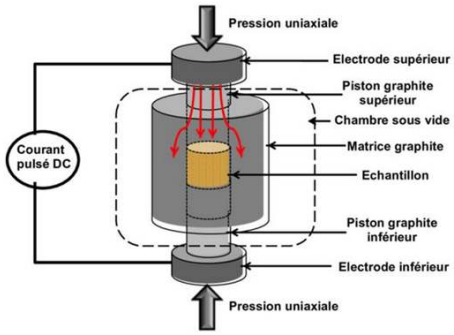


Figure 1 : *Principe du procédé d'élaboration SPS*

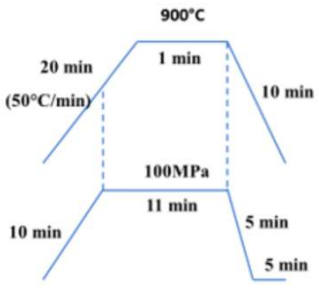


Figure 2 : *Cycle de frittage*

Les densités relatives des échantillons monolithiques, comprises entre 96 % et 98 % mettent en évidence l'efficacité du procédé SPS pour produire des matériaux à la fois denses et homogènes. Cette densité élevée, proche de la densité théorique, confirme que le SPS permet de réduire au maximum les porosités tout en assurant des propriétés mécaniques et fonctionnelles optimales dans les mélanges BaTiO3-Ni.

2.2. Microstructure des échantillons

La figure 3 présente un échantillon FGM d'une épaisseur de 3 mm fabriqué à partir de 5 couches de mélanges de poudre superposées.

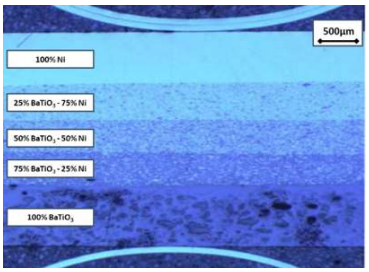


Figure 3 *: Observation microscopique de la coupe transversale du FGM Ni/BaTiO₃*

Figure 4 : *Échantillons monolithiques représentant les différentes sections du FGM*

L'analyse microstructurale des différentes couches ainsi que des interfaces du FGM a montré qu'elles pouvaient être considérées comme idéales [5]. Cela nous a permis d'assimiler chaque monolithe de mélange présentés sur la figure 5 à une section spécifique du FGM. Ainsi, les mesures expérimentales effectuées sur chacun de ces monolithes ont été utilisées pour interpoler la loi de variation des diverses propriétés.

3. Mesures expérimentales

3.1. Mesure de la conductivité thermique

Dans un matériau à gradient de fonction, la conductivité thermique λ varie spatialement le long du gradient. Cela est dû à la transition progressive entre différentes phases du matériau, telles que la céramique $BaTi0_3$ et le métal Ni dans le FGM de notre étude. Cette variation spatiale est généralement modélisée par des lois de mélanges, telles que la loi de puissance qui relie la conductivité thermique au gradient de composition. La conductivité thermique d'un FGM est influencée par plusieurs facteurs, notamment la proportion des phases constitutives, la microstructure du matériau et la température. Par exemple, les transitions de phase peuvent provoquer des variations significatives de la conductivité thermique.

La conductivité thermique a été déterminée conformément à la norme ISO 22007-2 :2015, en utilisant la méthode de la source plane transitoire développée par Gustafsson [7]. Une sonde Hot Disk TPS2500 a été placée entre deux échantillons identiques. Pendant 10 secondes, la sonde applique une puissance électrique constante, suffisamment élevée pour provoquer une augmentation de température de 0,5 K à la surface des échantillons. L'évolution de cette température est mesurée en fonction du temps. La sonde sert de détecteur de température, et la variation de la température de surface, mesurée via la résistance, est directement liée aux propriétés de transport thermique du matériau. La conductivité thermique est ainsi obtenue en

analysant la réponse thermique de la surface pendant le chauffage. Pour éviter toute incertitude liée aux conditions aux limites radiatives et convectives, le modèle et l'expérience se basent sur l'hypothèse d'une géométrie semi-infinie. Les dimensions des échantillons respectent les contraintes de la norme, ce qui les qualifie comme semi-infinis.

3.2. Mesure du coefficient de dilatation thermique

Les mesures des coefficients de dilatation ont été réalisés à l'aide du dilatomètre Netzsch DIL 402 C. Ce dilatomètre à poussoir horizontal permet de mesurer les variations de longueur des matériaux, conformément à la norme DIN 51045. Il est conçu pour fonctionner sur une large plage de températures, allant de -180°C à 1650°C. Le dilatomètre mesure les variations de longueur des échantillons en fonction de la température. L'échantillon est positionné dans un porte-échantillon en alumine, maintenu par une tige de poussée avec une force de contact réglable entre 15 et 45 cN. Lors de la dilatation de l'échantillon, la tige se déplace, ce qui induit un courant électrique qui est amplifié et proportionnel la dilatation. Un thermocouple de type Pt-Pt/Rh (type S), intégré au porte-échantillon, garantit un contrôle précis de la température. Le chauffage est assuré par un four à haute température avec un élément en carbure de silicium, pouvant atteindre 1650 °C avec une vitesse de chauffe optimale de 5 °C/min. Les variations dimensionnelles de l'échantillon sont enregistrées en continu et analysées via un logiciel connecté.

Le cycle thermique est présenté sur la figure 5. L'appareil est étalonné avant les mesures, utilisant le même cycle thermique, à l'aide d'un étalon en alumine et sous atmosphère d'argon.

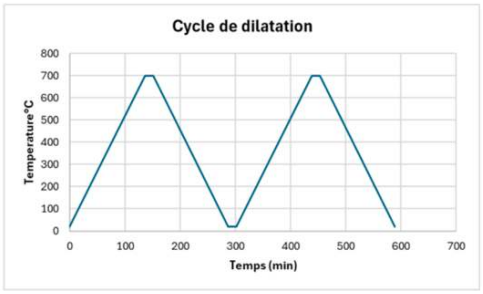


Figure 5 : *Cycle thermique mis en œuvre*

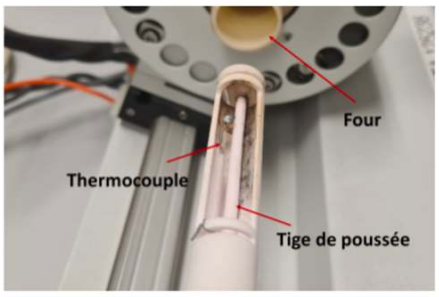


Figure 6 : *Dilatomètre Netzsch DIL 402 C*

3.2.1. Coefficient de dilatation

Le coefficient de dilatation linéique, noté α, quantifie la variation relative de la longueur d'un matériau en fonction de la température, sous l'hypothèse d'une contrainte mécanique négligeable. Il est défini par la relation :

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L_0}\,\Delta T \qquad \text{Équation 1}$$

Il joue un rôle crucial dans le dimensionnement des structures soumises à des variations thermiques. L'état de l'art [5] donne un coefficient de dilatation thermique du nickel compris entre 13×10^{-6}. K^{-1} et 16×10^{-6}. K^{-1}. Pour le $BaTiO_3$, ce coefficient dépend fortement de la température en raison des transitions de phase du matériau. Il passe de $8{,}6 \times 10^{-6}$/K à $17{,}5 \times 10^{-6}$/K dans la plage de température de 120°C à 1050°C.

Dans le cas des matériaux à gradient de fonction (FGM), la variation progressive de composition entraîne une variation continue des propriétés thermomécaniques, dont le coefficient de dilatation linéique. Pour ces matériaux, α n'est pas constant mais évolue selon la direction du gradient de composition. Il est généralement modélisé par des lois analytiques (par exemple, une loi de puissance ou exponentielle) en fonction de la fraction volumique des phases et de la microstructure locale. Cette évolution graduelle de α permet de minimiser les contraintes thermiques internes, rendant les FGM particulièrement adaptés aux environnements soumis à des gradients thermiques sévères.

4. Résultats et Analyses

4.1. Résultats expérimentaux

Les essais réalisés avec le dilatomètre en fonction du cycle thermique présenté sur la figure 5 nous ont permis d'obtenir des courbes montrant l'allongement relatif du matériau en fonction de la température (figure 7 et 8) à partir desquelles on peut déterminer le coefficient de dilatation thermique α et déduire des propriétés thermiques et physique de nos échantillons.

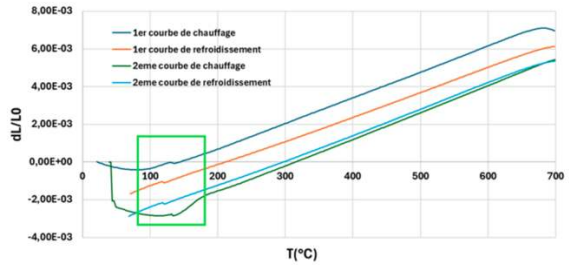


Figure 7 : Courbe de dilatation 100 % BT

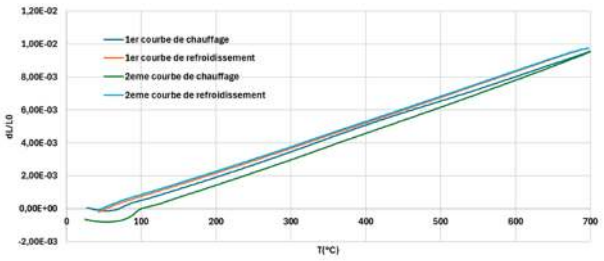


Figure 8 : Courbe de dilatation 100 % Ni

Les courbes de dilatation du $BaTiO_3$ (figure 7) monolithique présentent un point d'inflexion visible aux alentours de 110°C-120°C. Ce point marque la transition de phase de la structure tétragonale à la structure cubique, correspondant à la température de Curie du matériau. Pour obtenir et maintenir la polarisation du titanate de baryum il sera donc nécessaire de rester en dessous de cette température. On observe également un léger décalage du point d'inflexion entre les courbes de chauffage et de refroidissement. Cela peut s'expliquer par un effet de même type surfusion observable lors des transitions solide-liquide ou par une différence entre la température mesurée et celle réelle de l'échantillon, qui pourrait manquer d'homogénéité. Ce dernier point est aussi illustré par l'écart entre les courbes à une même température.

À partir de ces courbes, le coefficient de dilatation thermique du Ni et du $BaTiO_3$ a été calculé dans l'intervalle de température de 250°C à 500°C. Les valeurs obtenues sont respectivement de 16×10^{-6}. K^{-1} pour le nickel et de 14×10^{-6}. K^{-1} pour le $BaTiO_3$, en accord avec les données de la littérature [5].

Les résultats des mesures expérimentales des conductivités thermiques et des coefficients de dilatation thermique (250°C-500°C) réalisées sur les différents échantillons sont présentés dans le tableau 1 :

	λ	α
	$W.m^{-1}K^{-1}$	$10^{-6}. K^{-1}$
100 % $BaTi0_3$	2,8	14
75% BT-25% Ni	9,7	14,7
50% BT-50% Ni	31,5	15,5
25% BT-75% Ni	54,4	15,9
100% Ni	87,7	16

Tableau 1 : *Mesures des conductivités thermiques et des coefficients de dilatation thermique*

Les résultats obtenus, en accord avec les données de la littérature, montrent que le procédé SPS permet de garantir les propriétés thermiques des couches 100% Ni et 100% $BaTiO_3$. Ainsi on peut conclure que ce procédé permet d'assurer la transition de propriétés souhaitée pour le FGM Ni/$BaTiO_3$.

4.2. Analyse et discussion

Dans le cadre de cette étude, nous avons examiné la possibilité d'appliquer une loi basée sur le modèle de Voigt [5,8] pour décrire l'évolution des propriétés à travers l'épaisseur de notre matériau à gradient de fonction (FGM). Ce modèle suppose que chaque phase contribue de manière additive et proportionnelle à la propriété totale, sans prendre en compte les interactions complexes entre les différentes phases. L'équation 2 exprime cette loi, qui est utilisée pour approximer la propriété macroscopique *P* effective.

Dans une version étendue du modèle de Voigt, un exposant k peut être introduit afin de rendre compte d'une variation non linéaire des propriétés du FGM à travers son épaisseur. L'indice *k* devient alors un paramètre ajusté expérimentalement, permettant d'affiner le modèle pour mieux refléter le comportement réel des matériaux à gradient de fonction. La relation suivante exprime cette généralisation. En considérant un matériau FGM métal/céramique de hauteur h, dont le gradient est orienté selon la direction *z*, on peut écrire :

$$P(V_m) = (P_m - P_c)(V_m)^k + P_c = (P_m - P_c)(^z/_h)^k + P_C \qquad \text{Equation 2}$$

Avec V_m la fraction volumique de la phase métallique considérée ici linéaire en *z*.

P_c et P_m sont les propriétés du matériau considéré (respectivement céramique et métallique) et *k* est l'indice qui pilote la variation de la propriété *P* en fonction de V_m. La variation de ce paramètre permet d'obtenir différents profils dans la direction de l'épaisseur de l'échantillon pour chaque propriété *P*.

Les travaux récents réalisés dans le cadre d'une thèse [5,9] sur l'évolution des propriétés mécaniques, telles que la dureté et le module d'Young, sur des échantillons similaires ont montré que le coefficient *k* diffère selon chaque propriété *P(z)*. Ce résultat contraste avec la valeur de *k*=1 souvent utilisée dans les modèles numériques, en raison de la méconnaissance des évolutions réelles des propriétés [9].

Les résultats expérimentaux présentés dans le tableau 1 confirment que la loi proposée par l'équation 2 est également adaptée pour décrire l'évolution de la conductivité thermique ainsi que du coefficient de dilatation thermique à travers l'épaisseur du FGM. L'analyse des résultats relatifs à la conductivité thermique indique que l'exposant *k* dans l'équation 2 est de 1,6, ce qui

permet de modéliser correctement la variation de cette propriété. En revanche, pour le coefficient de dilatation thermique, l'analyse montre que l'exposant k doit être égal à 0,65 afin de traduire correctement la variation de cette propriété au travers de l'épaisseur.

Les résultats obtenus, qui montrent des valeurs de k variant en fonction des propriétés, soulèvent une question centrale : dans quelle mesure pouvons-nous agir expérimentalement sur k ? En particulier, est-ce que la modification des paramètres d'élaboration entraînera la même variation de k pour chaque propriété ? Ces réflexions ouvrent des perspectives de recherche prometteuses. Optimiser k dès la phase d'élaboration pourrait notamment avoir des applications significatives, par exemple en contrôle actif des vibrations, où cela permettrait d'améliorer la précision et l'efficacité des systèmes.

5. Conclusion

Cette étude a permis d'élaborer et de caractériser un matériau à gradient de propriétés (FGM) à base de Ni/$BaTiO_3$, fabriqué par frittage flash SPS. Les résultats obtenus démontrent que ce procédé garantit une transition homogène des propriétés thermiques, tout en maintenant une densité élevée et une microstructure optimisée.

L'analyse expérimentale des propriétés thermiques a confirmé l'adéquation de la loi utilisée pour modéliser les variations des propriétés dans l'épaisseur du matériau. Ces résultats remettent en question l'utilisation d'un coefficient $k = 1$ dans les modèles numériques classiques, en soulignant l'importance de paramètres microstructuraux spécifiques pour améliorer les prédictions et performances des FGMs.

Dans la continuité de ces travaux, nos recherches se concentre désormais sur la réalisation d'un matériau à gradient de fonction piézoélectrique (FGPM), intégrant une transition progressive des propriétés électriques et mécaniques afin d'optimiser le couplage électromécanique, notamment pour des applications en récupération d'énergie ou en capteurs fonctionnant sous des contraintes complexes.

Les premières étapes de polarisation sont en cours, avec des tests exploratoires visant à déterminer les conditions optimales de champ électrique et de température pour obtenir un alignement homogène des dipôles au sein du gradient. La polarisation pourrait également influencer les propriétés thermiques et mécaniques du matériau, notamment en modifiant la conductivité thermique via l'orientation des dipôles et en induisant des effets de couplage entre les domaines ferroélectriques et la structure cristalline. L'impact de ces phénomènes sera étudié afin d'optimiser les performances globales du FGPM et son adaptation aux environnements contraints.

Références

[1] M. Koizumi, FGM activities in Japan. *Composites part b: engineering,* (1997), 28(1-2):1–4.

[2] H. Yin et al. Micromechanics-based elastic model for functionally graded materials with particle interactions. *Acta Materialia*, (2004), 52(12) :3535–3543.

[3] Y. Amini et al. Time domain and frequency domain analysis of functionally graded piezoelectric harvesters subjected to random vibration: *Finite element modeling*, (2016), 136 :384–393.

[4] K. Larkin and A. Abdelkefi, Neutral axis modeling and effectiveness of functionally graded piezoelectric energy harvesters. *Composite Structures*, (2019). 213(January) :25–36.

[5] Saidani B., Élaboration et caractérisation d'un matériau à gradient de propriétés céramique/métal pour la conception d'un transducteur piézoélectrique, *Thèse, Université Paris Nanterre.* (2025).

[6] Mouawad B., Assemblages innovants en électronique de puissance utilisant la technique de “ Spark Plasma Sintering ”. *Thèse, INSA de Lyon*. (2013).

[7] Gustafsson S.E., Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials, *Rev. Sci. Instrum*. 62 (3), March 1991 pp797-804.

[8] Saidani B et al. Evaluation of mechanical properties of Ni/$BaTiO_3$ functionally graded material, *Mechanics & Industry* 25, (2024)10.

[9] J. Maruani, Modélisation et optimisation des matériaux piézoélectriques à gradient de propriétés (FGPM), application au contrôle actif de structures planes, *Thèse*, *Université Paris-Nanterre*, (2019).

Performance d'extinction incendie d'un brouillard d'eau additivée aux alcools primaires linéaires : une analyse statistique

Fire extinguishing performance of a water mist with primary linear alcohols additives : a statistical analysis

Antonin ROBINET[1*], **Ilyas SELLAMI**[1], **Khaled CHETEHOUNA**[1], **Ludovic LAMOOT**[1]

[1]PRISME (UR 4229), INSA Centre-Val de Loire, 88 boulevard Lahitolle, 18000 Bourges, France

Résumé - La performance d'extinction sur un feu de nappe d'heptane d'un brouillard d'eau additivée aux sept premiers alcools primaires linéaires est étudiée dans des concentrations variables de $0{,}6\,\%$ à $20{,}0\,\%$. Une analyse statistique détaillée des temps d'extinction a permis de mettre en évidence la supériorité du pentanol et du butanol sur les autres alcools de cette famille. Une régression linéaire a permis d'établir un modèle de prédiction du temps d'extinction en fonction des propriétés de ces alcools.

Abstract - The extinguishing performance on a heptane pool fire of a water mist with the first seven linear primary alcohols is studied in varying concentrations from $0{,}6\,\%$ to $20{,}0\,\%$. A detailed statistical analysis of the extinction times highlighted the superiority of pentanol and butanol over the other alcohols in this family. A linear regression was used to establish a model for predicting the extinction time based on the properties of these alcohols.

Nomenclature

a_i	coefficient de Shapiro-Wilk
AIT	température d'auto-inflammation, °C
CR	taux de refroidissement, °C/s
E_{ij}	effectif théorique
G	nombre de groupes
H	statistique de Kruskal-Wallis
LFL	limite inférieure d'inflammabilité
n_i	nombre d'observations du groupe i
n_{ij}	effectif de la classe ij
n_{i+}	somme des effectifs de ligne i
n_{+j}	somme des effectifs de colonne j
N	nombre total d'observations
O_{ij}	effectif réel
p	p-valeur
$\bar{r}_i$	rang moyen des observations du groupe i
$\hat{t}_{ext}$	temps d'extinction estimé
W	statistique de Shapiro-Wilk
x_i	$i^{\text{ème}}$ observation de l'échantillon
$x_{(i)}$	$i^{\text{ème}}$ plus petite observation de l'échantillon
$\bar{x}$	moyenne de l'échantillon

Symboles grecs

$\hat{\beta}_k$	$k^{\text{ème}}$ coefficient estimé du modèle
χ^2	Statistique du khi carré d'indépendance

1. Introduction

Le système d'extinction automatique d'incendie par brouillard d'eau a démontré son potentiel pour de nombreuses applications. Il pourrait constituer une alternative aux systèmes à gaz actuellement employés pour la protection de compartiments moteur de véhicules terrestres. La protection incendie de ces espaces confinés contraint sévèrement le système brouillard d'eau en matière de volume d'eau embarqué et de débit d'injection. La performance du brouillard d'eau

Figure 1 : Essai d'extinction au brouillard d'eau additivée dans le compartiment moteur.

peut être améliorée grâce à l'ajout d'additifs en solution. Ces additifs représentent toute espèce étant ajoutée à la pulvérisation, indépendamment du critère de solubilité dans l'eau. Ces additifs permettent d'attaquer davantage de feux de classe B et C (graisses, gaz, etc.), de diminuer le diamètre médian des gouttes ou encore briser la réaction en chaîne de combustion. Une revue exhaustive de la littérature a mis en évidence l'existence des solvants comme additifs [1]. Paradoxalement, ces composés inflammables ont montré leur efficacité sur le temps d'extinction en tant qu'additifs pour le brouillard d'eau. Dans cette étude, sept alcools primaires linéaires, du méthanol à l'heptanol, ont été utilisés comme additifs dans des concentrations allant de 0,6% à 20% pour une application d'extinction d'un feu de nappe par brouillard d'eau. Les résultats de temps d'extinction ont par la suite été traités statistiquement pour vérifier la dépendance du temps d'extinction au type d'additif ou à la concentration et si les différences de temps d'extinction enregistrées entre les différents alcools sont significatives. La dépendance des variables a été traitée grâce aux tests du χ^2 et de Fisher, alors que l'analyse de la variance a été menée grâce au test de Kruskal-Wallis. Enfin, un modèle prédictif du temps d'extinction a pu être développé à partir du taux de refroidissement enregistré et des propriétés des alcools, précisément la limite inférieure d'inflammabilité (LFL) et la température d'auto-inflammation (AIT).

2. Présentation du dispositif expérimental

Les expériences ont été menées dans un compartiment à pleine échelle, représentatif du bloc moteur du nouveau véhicule blindé de transport de troupes (VBMR). Le compartiment mesure 2,5 m de long, 1,25 m de haut et 1,3 m de large et est équipé d'une grande fenêtre principale et de deux petites fenêtres latérales pour le retour visuel des expériences. Il a déjà été utilisé dans le cadre d'essais d'incendie avec ventilation naturelle ou forcée [2] ainsi que d'extinction par brouillard d'eau [3]. Le système brouillard d'eau est composé d'une buse GW M2 avec un facteur K de $2\,\mathrm{L/min/bar^{1/2}}$ et un angle de cône de pulvérisation de $60°$. Il est situé $90\,\mathrm{cm}$ au-dessus du feu de coupelle d'heptane. La pression d'injection choisie est de $7\,\mathrm{bar}$, ce qui correspond à un débit de $5{,}3\,\mathrm{L/min}$.

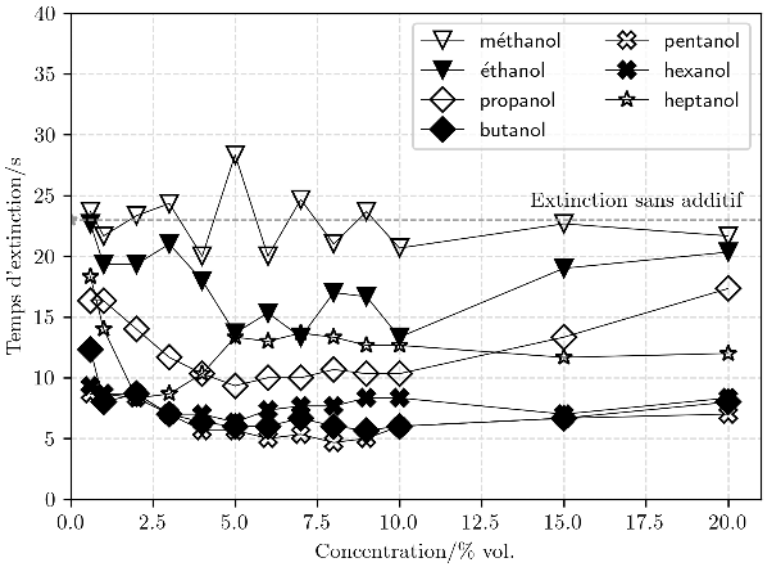


Figure 2 : Temps d'extinction moyens pour les sept premiers alcools primaires linéaires à différentes concentrations.

3. Analyse physique et statistique des résultats

3.1. Analyse des temps d'extinction

Voici, présentés sur la figure 2, les temps d'extinction moyens enregistrés en fonction de la nature de l'additif et de la concentration. Le temps d'extinction décroît lorsque le nombre de carbone augmente dans le composé. Cette tendance s'arrête au pentanol, après quoi le temps d'extinction augmente de nouveau. Ainsi, l'heptanol n'est guère plus efficace que le propanol. En se basant sur le nombre croissant de carbone dans la chaîne, les temps d'extinction moyens sont respectivement de $22\,\mathrm{s}$, $18\,\mathrm{s}$, $12\,\mathrm{s}$, $7\,\mathrm{s}$, $6\,\mathrm{s}$, $8\,\mathrm{s}$ et $12\,\mathrm{s}$.

3.2. Analyse statistique des temps d'extinction

Puisque l'écart-type moyen du temps d'extinction, tout essai confondu, est de $2{,}6\,\mathrm{s}$, une analyse statistique va maintenant être menée afin de pouvoir déterminer confirmer ou infirmer si le pentanol est bien le meilleur additif pour le brouillard d'eau parmi les alcools primaires linéaires. À chaque couple alcool–concentration correspond une variable aléatoire qui représente le temps d'extinction.

3.2.1. Tables de contingence

On va dans un premier temps chercher à démontrer ou rejeter l'indépendance des variables « type d'alcool » et « concentration » par rapport à la variable « temps d'extinction ». L'hypothèse nulle H_0 de chaque test correspond à l'indépendance des variables. L'hypothèse peut être acceptée ou rejetée en étudiant la probabilité d'obtenir une valeur plus extrême qu'une valeur seuil, appelée « p-valeur ».

Pour pouvoir mener des tests d'indépendance, on travaille sur des tables de contingence. Afin de présenter les résultats sous une forme digeste, il a été choisi de regrouper les temps d'extinction en trois catégories : $[2; 10[$, $[10; 20[$ et $[20; 30]$, qui correspondent à la partition des

temps d'extinction possibles en trois catégories égales.

3.2.2. Présentation des tests statistiques d'indépendance

Test du χ^2 : le test d'indépendance le plus connu est certainement le test du χ^2 d'indépendance pour lequel l'hypothèse nulle H_0 est l'indépendance des variables. Le test du χ^2 peut s'appliquer pour sur une table de contingence de variables aléatoires suivant une distribution normale de taille $I \times J$. Le critère de Cochran, qui est souvent utilisé, stipule en plus qu'on peut mener un test de χ^2 d'indépendance si toutes les classes E_{ij} de la table de contingence ont une valeur théorique strictement positive et que $80\,\%$ d'entre elles ont une valeur théorique $\tilde{E_{ij}}$ supérieure ou égale à 5 [4]. La valeur théorique de chaque classe se calcule de la façon suivante :

$$E_{ij} = \frac{\sum_{j=1}^{J} O_{ij} \times \sum_{i=1}^{I} O_{ij}}{N} \tag{1}$$

Pour la table de contingence contenant les différentes concentrations, le calcul permet de vérifier que le critère n'est pas respecté car toutes les classes de la troisième colonne ont une valeur de $3{,}462$, qui est inférieur à 5. Par la suite, l'effectif théorique est comparé à l'effectif réel en calculant la distance entre eux :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{I} \sum_{j=1}^{J} \frac{\left(O_{ij} - E_{ij}\right)^2}{E_{ij}} \tag{2}$$

La valeur de χ^2 est à comparer à la valeur critique indiquée dans les tables de la loi du χ^2 pour $(I-1)\,(J-1)$ degrés de liberté. Si la valeur de la statistique du test χ^2 est inférieure à la valeur critique, alors on peut remettre en cause l'hypothèse nulle d'indépendance des variables.

Test de Fisher : lorsque le critère de Cochran pour appliquer un test du χ^2 d'indépendance n'est pas respecté, on peut utiliser d'autres tests statistiques comme le test de Fisher. Il permet de calculer directement la p-valeur sans devoir recourir à une loi de probabilité qui ne devient précise que pour un grand nombre d'échantillons. L'hypothèse nulle H_0 de ce test est l'indépendance des variables. Cette simplicité apparente se paie en réalité à cause d'un calcul coûteux. En pratique, on utilise une approximation de ce test par la méthode de Monte-Carlo. La p-valeur se calcule selon la formule suivante :

$$p = \frac{\left(\prod_{i=1}^{I} n_{i+}!\right)\left(\prod_{j=1}^{J} n_{+j}!\right)}{N! \prod_{i=1}^{I} \prod_{j=1}^{J} n_{ij}!} \tag{3}$$

3.2.3. Résultats des tests statistiques d'indépendance

Le tableau 1 présente les résultats des tests d'indépendance des tables de contingence en fonction du test du χ^2 ou de Fisher. Les deux tests ont été menés sur les deux tables de contingence afin de pouvoir également comparer leurs résultats.

La p-valeur pour le tableau de contingence des concentrations est de $0{,}9285$ pour le test du χ^2 et $0{,}909$ pour le test de Fisher. Cela correspond à des valeurs élevées ($> 0,05$) qui ne permettent

Tableau 1 : Statistiques des tests d'indépendance entre le temps d'extinction et les variables de concentration et de type d'alcool.

Table de contingence	**Statistique χ^2**	**p-valeur du χ^2**	**p-valeur de Fisher**
Table des concentrations	14,7	0,9285 [a]	0,909
Table des alcools	210,3	$<2{,}2 \times 10^{-16}$	0,000 499 8

a. L'approximation du χ^2 n'est peut-être pas valable car la table de contingence ne satisfait pas au critère de Cochran [4].

pas de rejeter l'hypothèse nulle (indépendance des grandeurs). On peut donc dire que le temps d'extinction est indépendant de la concentration en additif avec un niveau de confiance de $95\,\%$. De manière analogue, la p-valeur pour le tableau de contingence des alcools est inférieure à $0{,}05$ pour le test du χ^2 et pour le test de Fisher, donc on peut rejeter l'hypothèse nulle. Cela signifie que l'on peut dire que le temps d'extinction n'est pas indépendant de la nature de l'additif alcool avec un niveau de confiance de $95\,\%$.

Comparé aux travaux de Koshiba *et al.* [5], ces conclusions peuvent s'expliquer par un écoulement bien plus turbulent. Cela introduit une prédominance des effets mécaniques du spray par rapport aux effets de la solution. Cette insensibilité à la concentration en agent additivé a également pu être observée par Chang *et al.* [6], qui utilisent un agent complexe à base de retardant de flamme, entre autres sur une coupelle d'heptane.

3.2.4. Test de normalité : test de Shapiro-Wilk

Les écarts entre les moyennes des temps d'extinction pour différentes concentrations ou entre alcools sont-ils dûs au hasard ? Pour le savoir, il faut mener une analyse de la variance. Afin de déterminer quelle méthode d'analyse il faut employer, on procède d'abord à un test de normalité des données. Pour cela, on a recours au test de Shapiro-Wilk [7], pour lequel l'hypothèse nulle H_0 est que l'échantillon provient d'une population qui suit la distribution normale. La statistique de test se calcule selon la formule suivante :

$$W = \frac{\left[\sum_{i=1}^{\left[\frac{N}{2}\right]} a_i \left(x_{(N+1-i)} - x_{(i)}\right)\right]^2}{\sum_{i=1}^{N} \left(x_i - \bar{x}\right)^2} \tag{4}$$

La valeur de W est ensuite comparée à une table de Shapiro-Wilk [7] pour déterminer si on peut ou non rejeter l'hypothèse nulle. Les résultats montrent qu'un certain nombre de cas présentent une p-valeur inférieure à $5\,\%$. Cela signifie que les hypothèses de normalité et d'homogénéité de la variance nécessaires pour mener un test ANOVA (Analysis of Variance) paramétrique ne sont pas remplies.

3.2.5. Analyse de la variance : test de Kruskal-Wallis

Puisque les valeurs de certaines catégories ne sont pas distribuées selon la loi normale, on peut mener une analyse ANOVA non paramétrique grâce au test de Kruskal-Wallis [8], qui est largement utilisée en analyse statistique comme méthode alternative, pour lequel l'hypothèse

nulle H_0 est que les échantillons considérés proviennent d'une même population. La statistique de test se calcule selon la formule suivante :

$$H = \frac{12}{N\,(N+1)} \sum_{i=1}^{G} n_i \bar{r}_i^2 - 3\,(N+1) \tag{5}$$

Par la suite, on compare la valeur de H obtenue par rapport à une valeur critique obtenue dans les tables de Kruskal-Wallis [8] afin de déterminer si on rejette l'hypothèse nulle ou non. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 2. Pour les concentrations, la p-valeur est de $0{,}42$. Cela signifie que l'hypothèse nulle ne peut pas être rejetée. Autrement dit, les différences de temps d'extinction pour différentes concentrations ne sont pas statistiquement significatives. À l'inverse pour les alcools, la p-valeur est très petite, bien inférieure au seuil de $0{,}05$. Cela signifie qu'au moins un des échantillons de temps d'extinction pour un alcool se comporte différemment des autres. Dans les faits, un test des rangs signés de Wilcoxon permet de confirmer que la majorité des échantillons de temps d'extinction pour un alcool donné se comportent différemment des autres. Cela nous permet de conclure que les différences de temps d'extinction moyens observées proviennent bien de la nature de l'additif, et pas d'un mécanisme sous-jacent. L'ensemble de ces résultats permet de confirmer que le butanol et le pentanol sont bien les meilleurs additifs parmi les alcools linéaires choisis et qu'ils pourraient le rester en changeant de configuration d'extinction.

Tableau 2 : Test de Kruskal-Wallis avec la série, la statistique de test H et la p-valeur.

Série	**Statistique H**	**p-valeur**
Concentrations	12,3	0,42
Alcools	185,5	$<2{,}2 \times 10^{-16}$

3.3. Prédiction du temps d'extinction par rapport aux propriétés des alcools

Une analyse de grandeurs physiques parmi la température, le flux de chaleur et la concentration d'oxygène au cours des essais permet d'identifier que le refroidissement est la cause de la différence de performance entre les additifs alcoolisés pour le brouillard d'eau. On se propose de développer un modèle prédictif du temps d'extinction en fonction du taux de refroidissement, ainsi que des caractéristiques physico-chimiques des alcools primaires linéaires, nommément la limite inférieure d'inflammabilité (LFL pour *Lower Flammability Limit* en anglais) ainsi que la température d'auto-inflammation (AIT pour *Auto-Ignition Temperature* en anglais). Ces caractéristiques sont rappelées pour les différents alcools primaires linéaires dans le tableau 3.

En supposant que la relation soit linéaire, on en cherche la meilleure approximation :

$$\hat{t}_{ext,i} = \hat{\beta}_0 + \hat{\beta}_1 x_{1,i} + \hat{\beta}_2 x_{2,i} \tag{6}$$

On estime les coefficients du modèle grâce à la méthode des moindres carrés ordinaires. Afin de confirmer que les modèles de régression soient solides sur le plan statistique on doit vérifier ces cinq conditions statistiques : (1) Significativité globale de la régression, en utilisant le test de Fisher [10], qui permet d'affirmer qu'au moins un coefficient est significativement différent de zéro ; (2) Significativité individuelle des coefficients, en utilisant le test de Student [11], qui permet d'affirmer que chaque coefficient est significativement différent de zéro ; (3)

Tableau 3 : Limite inférieure d'inflammabilité (LFL) et température d'auto-inflammation (AIT) des alcools primaires linéaires [9].

Composé	**LFL/**$\%$	**AIT/**$^\circ$C
méthanol	6,0	440
éthanol	3,3	400
propanol	2,2	371
butanol	1,4	345
pentanol	1,2	320
hexanol	1,2	290
heptanol	0,9	275

Homoscédasticité, en utilisant le test de White [12], c'est-à-dire que la variance des erreurs entre le modèle et l'observation doit être constante tout au long des observations ; (4) Normalité des résidus, en utilisant le test de Jarque-Bera [13] ; (5) Absence de multicollinéarité, en utilisant le facteur d'inflation de la variance, car on ne souhaite pas qu'il existe de relation linéaire entre deux paramètres d'entrée.

3.4. Interprétation des régressions linéaires obtenues

Les résultats des tests statistiques appliqués aux régressions linéaires sont présentés dans le tableau 4. Les valeurs indiquent que les critères de signification globale du modèle et individuelle des paramètres, l'homoscédasticité du modèle, la normalité des résidus et l'absence de multicollinéarité entre les paramètres sont tous vérifiés. Les régressions obtenues sont les suivantes :

$$\hat{t}_{ext} = 25{,}32 + 1{,}48\,(LFL) - 0.40\,(CR) \tag{7}$$

$$\hat{t}_{ext} = 21{,}09 + 0{,}03\,(AIT) - 0.50\,(CR) \tag{8}$$

Tableau 4 : Résultats des tests statistiques sur les régressions linéaires sur les alcools en fonction de leurs caractéristiques.

Test		**équation 7**	**équation 8**
Fisher	Statistique F	193,8	60,67
	p-valeur	0,000104	0,00102
White	Statistique W	5,010	6,342
	p-valeur	0,415	0,274
Jarque-Bera	Statistique JB	0,517	0,348
	p-valeur	0,772	0,840
VIF		2,238	1,548

L'équation 7 s'interprète tout d'abord grâce à son coefficient de détermination R^2 qui est de $99{,}0\,\%$. Par la suite, la statistique de Fisher ($193{,}8$) et sa p-valeur ($0{,}000\,104$). Cela démontre un excellent ajustement du modèle de régression par rapport aux temps d'extinction mesurés. Le temps d'extinction augmente de $1{,}48\,\mathrm{s}$ lorsque la limite inférieure d'inflammabilité du composé

augmente de $1\,\%$. De même, le temps d'extinction diminue de $0{,}40\,\mathrm{s}$ lorsque le taux de refroidissement imposé augmente de $1\,^{\circ}\mathrm{C\,s^{-1}}$. Enfin, la constante de $25{,}32\,\mathrm{s}$ correspond au temps d'extinction lorsque la limite inférieure d'inflammabilité et le taux de refroidissement sont nuls. Ce temps est relativement proche du temps d'extinction moyen sans additif ($23\,\mathrm{s}$), ce qui a du sens en tant que constante du modèle. La signification des paramètres est assurée par le test de Student, pour lequel aucune p-valeur associée à un paramètre ne dépasse $0{,}4\,\%$, ce qui inférieur à $5\,\%$. L'équation 8 s'interprète pareillement, aux valeurs des coefficients près.

4. Conclusion

Une étude sur la performance des alcools primaires linéaires utilisés comme additifs pour le brouillard d'eau a été conduite sur un cas pleine échelle d'un feu de coupelle d'heptane au sein d'un compartiment moteur. Une étude statistique a permis de confirmer la supériorité du pentanol et du butanol en tant qu'additif sur la diminution du temps d'extinction. La concentration de l'alcool en solution n'a pas eu d'effet sur le temps d'extinction dans notre configuration. Par la suite, le refroidissement ayant été identifié comme la cause de cette supériorité, un modèle prédictif du temps d'extinction a été développé en se basant sur le refroidissement, la limite inférieure d'inflammabilité et la température d'auto-inflammation des alcools et qui est correct pour des configurations proches.

Références

[1] A. Robinet, K. Chetehouna, A Review of Additives for Water Mist Fire Suppression Systems, *Fire Technol.*, 60 (2024) 2923–2961.

[2] I. Sellami, K. Chetheouna, A. Robinet, S. Hamidouche, A. Oger, Experimental study on flow and burning behaviors of pool fires under ventilation conditions inside an engine compartment, *Therm. Sci. Eng. Prog.*, 58 (2025) 103240.

[3] A. Robinet, K. Chetheouna, I. Sellami, S. Hamidouche, N. Gascoin, D. Guedal, Case study on thermal and flow analysis of a water mist on a pool fire in a ventilated engine compartment, *Appl. Therm. Eng.*, 258C (2025) 124694.

[4] W. Cochran, Some Methods for Strengthening the Common χ^2 Tests, *Biometrics*, 10 (1954) 417–451.

[5] Y. Koshiba, Y. Yamamoto, H. Ohtani, Fire suppression efficiency of water mists containing organic solvents, *J. Loss Prev. Process Ind.*, 62 (2019) 103973.

[6] W.-Y. Chang, P.-K. Fu, C.-H. Chen, Y.-L. Shu, Evaluating the performance of a portable water–mist fire extinguishing system with additives, *Fire Mater.*, 32 (2008) 383–397.

[7] S. Shapiro, M. Wilk, An analysis of variance test for normality, *Biometrika*, 52 (1965) 591-611.

[8] W. Kruskal, W. Wallis, Use of Ranks in One-Criterion Variance Analysis, *J. Am. Stat. Assoc.*, 47 (1952) 583–621.

[9] W. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press (2016).

[10] R. Fisher, F. Yates, *Statistical Methods for Research Workers*, Oxford University Press (1990).

[11] Student, The Probable Error of a Mean, *Biometrika*, 6 (1908) 1–25.

[12] H. White, A Heteroskedasticity-Consistent Covariance Matrix Estimator and a Direct Test for Heteroskedasticity, *Econometrica*, 48 (1980) 817-838.

[13] C. Jarque, A. Bera, Efficient tests for normality, homoscedasticity and serial independence of regression residuals, *Econ. Lett.*, 6 (1980) 255–259.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude pour le financement de la part de l'Agence Innovation Défense (AID) et de l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR) dans le cadre des projets RAPID VIPERE (AID, subv. n°2021 23 0974) et LabCom GreenSprink (ANR, subv. n°18-LCV3-0002-01). Les auteurs expriment également leur gratitude envers L'AID et la Région Centre-Val de Loire pour le financement de la thèse de doctorat du premier auteur (AID, subv. n°2021 65 0030 et Région Centre-val de Loire, subv. n°2021 00148892).

De la microstructure à la conductivité thermique dans des céramiques UO_2, par une technique mathématique originale

From UO_2 ceramics microstructure to thermal conductivity using an original mathematical technique

Etienne Delobre[1], **Renaud Masson**[1], **Marc Josien**[1] **et Michel Bornert**[1]

[1]CEA, DES, IRESNE, DEC, Cadarache F-13018 Saint-Paul-lez-Durance, France
[2]Laboratoire Navier, Ecole des ponts et chaussées, Institut Polytechnique de Paris, Univ. Gustave Eiffel, CNRS, 6-8 avenue Blaise Pascal, Champs-sur-Marne, 77455 Marne-la-Vallée

Résumé - On considère une microstructure diphasique, dont la géométrie est figée, mais le contraste des propriétés matériaux est variable. Est-il possible, à partir des valeurs de conductivités effectives calculées pour quelques contrastes, de déduire une densité spectrale caractéristique de la microstructure et un modèle réduit de propriété effective ? En partant de la représentation de la conductivité par une intégrale de Stieltjes, notre méthode alternative propose d'approcher cette conductivité par une fraction rationnelle barycentrique à l'aide de l'algorithme AAA. Avec quelques simulations, cette méthode permet d'obtenir une loi de comportement thermique condensée. Testée sur le modèle analytique de Bruggeman, puis pour estimer la conductivité d'une céramique d'UO_2 dotée d'un réseau poreux complexe, cette méthode se révèle très performante.

Abstract - We consider a two-phase microstructure with a fixed geometry, but variable contrast in material properties. Is it possible, based on the effective conductivity values calculated for a few contrasts, to deduce a characteristic spectral density of the microstructure and a reduced model of effective property ? Our method offers an alternative approach : it is based on representing conductivity through Stieltjes's integral, approximated using a barycentric rational fraction coupled with the AAA algorithm. With only a few simulations, this approach enables the derivation of a compact thermal behavior law. Initially tested on Bruggeman's analytical model and later applied to estimate the conductivity of UO_2 ceramic with a complex porous network, this method has proven to be highly effective.

1 Introduction

Le matériau considéré ici est une céramique de dioxyde d'uranium (UO_2) abritant une distribution de porosités sphériques à petite échelle et un réseau poreux interconnecté à une échelle plus grande. Des travaux précédents, [1] et [2], s'appuyant sur la fabrication de microstructures modèles, leur caractérisation et leur modélisation ont montré le rôle déterminant du degré d'interconnexion du réseau poreux sur la conductivité effective de la céramique. Le modèle, validé par comparaison à des mesures expérimentales [3], s'appuie sur une modélisation morphologique 3D du réseau poreux affectant la microstructure. Des simulations à champ complet de la réponse thermique de ces microstructures virtuelles donnent la conductivité thermique équivalente. Mais ce modèle complexe de conductivité est trop lourd pour être utilisé directement dans une simulation a une échelle supérieur. Tabuler des valeurs de conductivité thermique pour différents jeux de

paramètres serait possible mais limité. C'est pourquoi, nous proposons ici de revisiter les résultats théoriques afin de proposer une loi (et non une corrélation) dépendant de la morphologie du réseau poreux et de la conductivité de la phase matrice et gazeuse.

Dans le cas considéré ici, celui d'un matériau isotrope diphasique à géométrie fixée, la conductivité effective peut être représentée théoriquement par une intégrale de Stieljes. Son intégrande dépend de façon distincte du contraste et d'une fonction scalaire, la densité spectrale de la microstructure, voir [4]. Nous revenons sur ce résultat théorique en section 2. Connaissant la conductivité effective en fonction de quelques contrastes (dans notre cas grâce à des résultats de simulation à champ complet), est-il possible de déterminer cette densité spectrale de la microstructure et de déduire une expression analytique de la conductivité effective ? Dans la section 2, nous rappelons comment une représentation de la conductivité effective par des approximants de Padé permet à [5] d'estimer la densité spectrale d'une microstructure donnée. Dans cette même section 2, nous proposons une alternative basée sur la représentation barycentique des fractions rationnelles et l'algorithme AAA proposé par [6]. Dans les sections 3 puis 4, nous appliquons cette approche au modèle analytique de Bruggeman [7] puis à des microstructures modèles des céramiques UO_2 présentant un réseau poreux plus ou moins interconnecté.

2 Cadre théorique

On considère un matériau hétérogène constitué de deux phases, une phase inclusionnaire dispersée dans une matrice, dont les conductivités sont respectivement notées λ_p et λ_m. Dans ce qui suit, ces conductivités ne dépendent pas de la température (thermique linéaire). La conductivité effective de ce matériau, notée $\tilde{\lambda}$, est la conductivité du matériau homogène ayant le même comportement thermique moyen que le matériau hétérogène. Cette conductivité thermique effective dépend de la conductivité de ses constituants, λ_m et λ_p, et de l'organisation spatiale des deux phases aussi nommée microstructure. En définissant le contraste z par le rapport entre la conductivité des inclusions et de la matrice, $z = \lambda_p/\lambda_m$, la propriété de linéarité de la conductivité effective [8] (p. 372) vis à vis des conductivités de ses deux constituants est utilisée pour définir la conductivité thermique normalisée, notée $\tilde{m}_m(z)$, par :

$$\tilde{m}_m(z) = \frac{\tilde{\lambda}(\lambda_m, \lambda_p)}{\lambda_m} = \tilde{\lambda}\left(1, \frac{\lambda_p}{\lambda_m}\right) = \tilde{\lambda}\left(1, z\right). \tag{1}$$

Pour une microstructure fixée, la conductivité effective, dont on cherche une estimation, ne dépend ainsi plus que d'une seule variable : le contraste z. Cette fonction est analytique sur le plan complexe privé de l'axe réel négatif, voir [8]. La fonction F dérivant de la conductivité effective, utilisée par la suite, est définie par :

$$F(s) = 1 - \tilde{m}_m(z), \quad \text{où} \quad s = \frac{1}{1-z}. \tag{2}$$

Par la transformation $s = \frac{1}{1-z}$, cette fonction est analytique sur tout le plan complexe privé de l'intervalle $[0,\, 1]$. Les auteurs de [4] ont montré que $F(s)$ possède la représentation intégrale suivante :

$$F(s) = \int_0^1 \frac{f(x)\mathrm{d}x}{s - x}, \tag{3}$$

où f est une fonction nommée densité spectrale dépendant uniquement de la microstructure. Cette représentation à l'avantage de découpler l'information de la microstructure – contenue dans f – des conductivités thermiques des deux constituants du milieu, portées par s.

2.1 Estimations de la conductivité effective sous la forme d'approximations algébriques

Si on cherche à approcher la densité spectrale par une somme de raies discrètes $p_0 < \cdots < p_N$ localisées dans l'intervalle $[0,\, 1]$, cela conduit à une approximation de $F(s)$ sous forme d'une fraction rationnelle dont les pôles simples sont $p_0 = 0 < p_1 < \cdots < p_N < 1$ et les résidus sont $r_0 \ldots r_N$ selon :

$$F(s) \approx \frac{r_0}{s} + \sum_{i=1}^{i=N} \frac{r_i}{s - p_i}. \tag{4}$$

En introduisant les N réels négatifs $q_i = 1 - 1/p_i$ ($i = 1 \ldots N$), on retrouve ainsi des résultats reportés dans les travaux de D. J. Bergman [9]. Ces travaux montrent que la conductivité thermique effective normalisée peut être approchée par une fraction rationnelle dépendant du contraste z et de la morphologie de la microstructure sous cette forme :

$$\tilde{m}_m(z) \approx a_0 + a_\infty\, z + \sum_{i=1}^{i=N} \frac{t_i}{z - q_i}, \tag{5}$$

où $a_0 = 1 - r_0 + \sum_{i=1}^{i=N} r_i\,(1 - q_i)$, $t_i = -r_i\,(1 - q_i)^2$ et $a_\infty = r_0$. Les N résidus et pôles t_i, q_i ($i = 1 \ldots N$) sont négatifs et strictement négatifs, respectivement. a_0 est un coefficient réel positif tout comme a_∞ qui traduit le comportement thermique du milieu pour des inclusions infiniment plus conductrices que la matrice ($z \to \infty$). Dans le cas où la phase inclusionnaire p n'est pas percolante, $a_\infty = 0$. Les éléments caractéristiques de la fraction rationnelle – les pôles, les résidus, a_∞ et a_0 – dépendent donc uniquement de la morphologie de la microstructure. S'ils sont connus, une approximation analytique de $\tilde{m}_m$ pour tout contraste réel positif est établie.

Inversement, connaissant soit par des mesures soit par simulation numérique la conductivité effective du milieu hétérogène considéré pour différentes valeurs du contraste, est-il possible d'identifier la densité spectrale caractéristique de la microstructure considérée ? Par la suite nous supposons connues les valeurs de la conductivité effective normalisée pour M valeurs du contraste $(z_1, \ldots,\, z_M)$ et donc d'après la relation (2) de la fonction $F(s)$ pour les M valeurs correspondantes de s notées $s_k = 1/(1 - z_k)$ pour $k = 1 \ldots M$. S désigne cet ensemble de points pour lesquels $\forall\ s_k \in S$, la fonction $F(s_k)$ est connue. Nous cherchons une fraction rationnelle de la forme (4) approchant au mieux cette fonction $F(s)$ et nous notons $r(s)$ cette fraction rationnelle. Plusieurs méthodes existent pour retrouver les éléments caractéristiques de la fraction rationnelle, celle de [5] est résumée dans la section 2.2 et une méthode alternative est proposée en section 2.3.

2.2 Méthode proposée par D. Zhang et E. Cherkaev

Cette approche directe est adoptée dans [5] et [10] dans le cas de l'émissivité effective. En résumé, on cherche un approximant de Padé de la fonction $F(s)$ calculée pour différentes valeurs de s notées, $s_1, \ldots, s_M$ de la forme :

$$F(s) \approx \frac{n_0 + n_1\, s + \cdots + n_{N_p+1}\, s^{N_p}}{d_0 + \ s + \ d_2 s^2 + \cdots + d_{N_p}\, s^{N_p+1}}, \tag{6}$$

où les $M = 2\,N_p + 2$ coefficients $(n_0, \ldots, n_{N_p}, d_0, d_2, \ldots d_{N_p+1})$ dépendent de la microstructure. À partir des points connus $F(s_k) = F_k$ $(k = 1 \ldots 2N_p + 2)$, la section 4 de [5] détaille le calcul de ces coefficients qui conduit au système linéaire suivant :

$$n_0 + n_1 s_k + \cdots + n_{N_p+1} s_k^{N_p+1} - d_0 F_k - d_2 d_k^2 - \cdots - b_{N_p} = F_k s_k, \quad (k = 1, \ldots, 2N_p + 2). \tag{7}$$

Mais ce système étant mal conditionné, il lui est préféré une optimisation sous contrainte. Les couples pôle-résidu trouvés par la suite servent à calculer la fonction de densité spectrale f de (3) comme proposé dans [10].

2.3 Alternative proposée : fraction rationnelle barycentrique et algorithme AAA

Comme expliqué précédemment, la représentation classique de la fraction rationnelle (6), tout comme celle en (5) conduit à un problème de minimisation mal conditionné. C'est pourquoi nous proposons ici d'adopter la représentation en fraction rationnelle barycentrique donnée par :

$$F(s) \approx \frac{\sum_{k=1}^{N_b} \frac{w_k \overline{F}_k}{s - \overline{s}_k}}{\sum_{k=1}^{N_b} \frac{w_k}{s - \overline{s}_k}} = \frac{\mathrm{num}(s)}{\mathrm{den}(s)} = r(s), \tag{8}$$

où $\overline{s}_k \in \overline{S} \subset S (k = 1 \ldots N_b)$ représente des nœuds d'interpolation parmi S pour lesquels la fonction $F(s)$ est connue et notée $\overline{F}_1 = 1 - \tilde{m}_m(\overline{z}_1)$, …, $\overline{F}_{N_b} = 1 - \tilde{m}_m(\overline{z}_{N_b})$. Ainsi, les nœuds $\overline{s}_k$ sont associés à des poids w_k non nuls qui sont des singularités apparentes dans (8) et l'approximation r vérifie bien $r(\overline{s}_k) = \overline{F}_k$ pour $k = 1 \ldots N_b$.

Parmi les méthodes permettant de trouver les coefficients du développement (8), l'algorithme adaptive Antoulas–Anderson (AAA) [6] est l'un des plus efficace. AAA est un algorithme itératif qui construit l'approximation r sous la forme d'une fraction rationnelle barycentrique (8) par ajout successif de termes $\frac{w_k \overline{F}_k}{s - \overline{s}_k}$ et $\frac{w_k}{s - \overline{s}_k}$. Lors de l'initialisation, un élément de $S = \{s_1, \ldots, s_M\}$ – l'ensemble des points où la fonction F est connue – noté $\overline{s}_1$ est sélectionné et son poids w_1 associé est fixé à 1. On dit que $\overline{s}_1$ est un nœud de r car r interpole F au point $\overline{s}_1$. L'itération n de la boucle qui suit l'initialisation de l'algorithme débute par le calcul de l'écart $|F(s_j) - r(s_j)|$ pour tout $s_j \in S^{(n-1)}$ où $S^{(n)} = S \setminus \{\overline{s}_1, \ldots, \overline{s}_n\}$ est l'ensemble des points qui ne sont pas des nœuds à l'itération n. Le point s_j pour lequel l'écart est le plus grand est choisi comme nœud et désormais noté $\overline{s}_n$ puis les poids w_1, …, w_n sont choisis par optimisation sous contrainte tels que :

$$C_n(w_1, \ldots, w_n) = \min_{w_k} \left(\| F\,\mathrm{den} - \mathrm{num} \|_{S^{(n)}} \right), \qquad \|w\|_n = 1, \tag{9}$$

où $\|\cdot\|$ désigne la norme L_2. L'optimisation sous contrainte de [5] pose un problème de conditionnement selon les auteurs, ce qui n'est pas le cas ici, car pour un choix judicieux de points connus S, les nœuds d'interpolation $\overline{S}$ sont assez indépendants des pôles de l'approximation r [6]. Les itérations s'arrêtent lorsque l'une des conditions d'arrêts suivantes est atteinte : 1. $C_n(w_1, \ldots, w_n)$ est inférieure à une tolérance donnée ; 2. le nombre d'itérations souhaité est atteint. Notons que tous les éléments de S peuvent ne pas être des nœuds d'interpolation et dans ce cas $N_b < M$. Les pôles et résidus trouvés par AAA sont ensuite utilisés, tout comme dans [10], pour approcher la densité spectrale et la conductivité effective.

3 Application au modèle de Bruggeman

La méthode alternative décrite dans la section 2.3 est appliquée au modèle analytique de Bruggeman [7] pour calculer une approximation de la densité spectrale f. Les résultats sont comparés à ceux de [10] qui utilise la méthode résumée dans la section 2.2. La fonction F est :

$$F(s) = 1 - \frac{1}{4}\left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 8\left(\frac{s-1}{s}\right)}\right), \quad \text{où} \quad \gamma = (3c-1)\left(\frac{s-1}{s}\right) + 2 - 3c, \tag{10}$$

où c désigne la fraction volumique d'inclusion. Dans [10] les auteurs montrent que la densité spectrale f contient une raie discrète en $x = 0$ lorsque la fraction volumique c dépasse le seuil de percolation égal ici à $\frac{1}{3}$ et un spectre continue f_c entre x_1 et x_2 donné par :

$$f_c(x) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi x}\sqrt{-9x^2 + 6(c+1)x - (3c-1)^2} & \text{si } x_1 < x < x_2, \\ 0 & \text{si } x \leq x_1 \text{ ou } x \geq x_2, \end{cases} \tag{11}$$

où x_1 et x_2 sont obtenus analytiquement. Deux cas sont étudiés ici : 1. $c = 20\ \%$; 2. $c = 75\ \%$, cas où il y a percolation des deux phases qui se traduit par l'apparition d'un pôle isolé en $s = 0$.

Ici le nombre de points de contrastes pour lesquels la conductivité effective normalisée est calculé vaut $M = 30$. Ces points sont répartis pour des valeurs de z choisies sur un intervalle volontairement large : $[10^{-4}, 10^{4}]$. La liste des s, obtenue avec la relation (2) permet de constituer les 30 couples $(s, F(s))$ qui sont donnés à AAA pour obtenir les pôles et résidus de l'approximation. La partie gauche des figures 1 et 2 montrent les pôles et les résidus donnés par AAA et [10]. Il est difficile de comparer deux courbes résidus(pôles) car la valeur des résidus varie en fonction du nombre de pôles. Le pôle attendu en $s = 0$ et son résidu, qui ne varient pas avec le nombre de pôles cherché, sont retrouvés par AAA. La partie droite des figures 1 et 2 donnant la densité spectrale f montre une bonne adéquation entre les points obtenus avec AAA et les résultats analytiques calculés avec (11). À noter que dans [10], les points x_1 et x_2 (cf. (11)) calculés analytiquement sont utilisés pour approximer la densité spectrale, ce qui n'est pas le cas ici.

Notre méthode alternative se révèle efficace dans le cas du modèle de Bruggeman. Cependant, le pôle isolé en $s = 0$ est connu *a priori* ici et il est donc possible de l'écarter au moment du calcul de la densité spectrale, ce qui n'est pas faisable lorsque le spectre discret est inconnu.

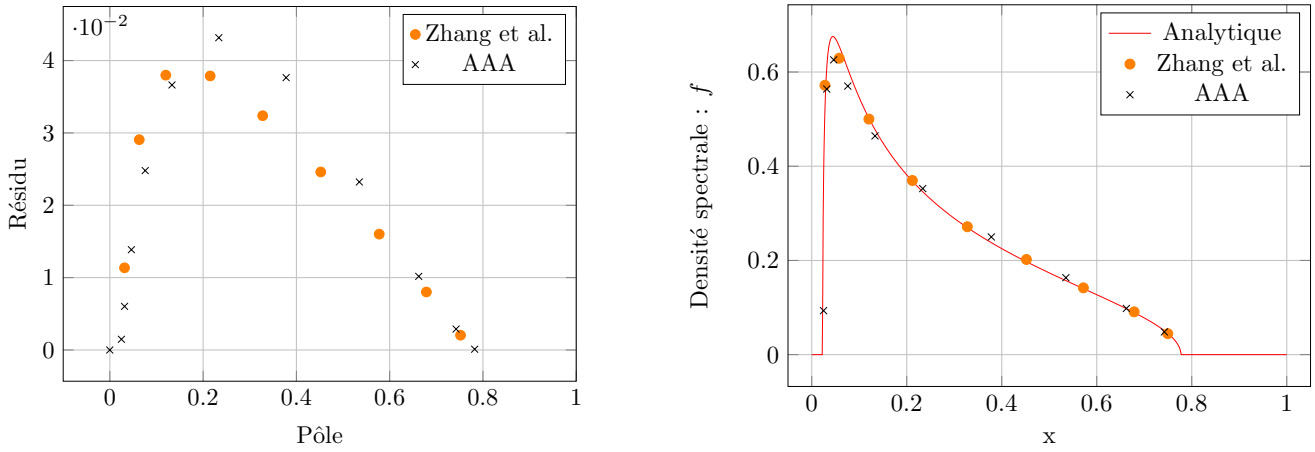


Figure 1 : Pôles et résidus à gauche et densité spectrale à droite dans le cas $c = 20\ \%$.

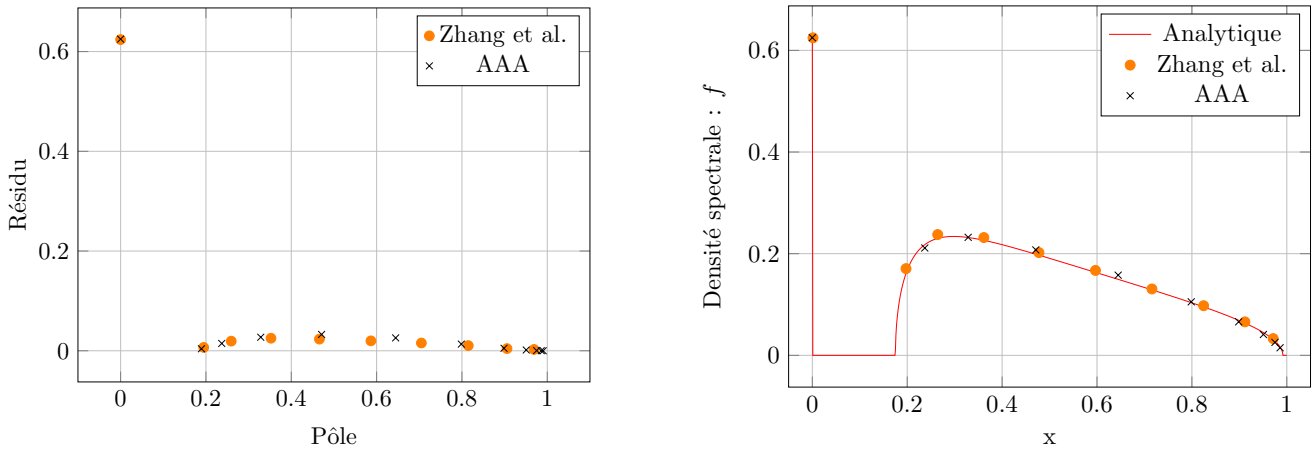


Figure 2 : Pôles et résidus à gauche et densité spectrale à droite dans le cas $c = 75\ \%$.

4 Application à des céramiques de dioxyde d'uranium (UO_2)

4.1 Microstructures étudiées

La méthodologie détaillée dans la section 2.3 est appliquée à deux microstructures virtuelles nommées $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$ possédant un réseau poreux localisé aux joints inter-granulats visible en bleu sur la figure 3. Ces microstructures, dont la construction est détaillée dans [11], sont constituées de deux phases correspondant à des céramiques poreuses de dioxyde d'uranium "non standards" où à des CERMETS (céramiques avec additifs métalliques). Visuellement, la microstructure $\mathcal{M}_2$ possède un réseau poreux plus étendu et interconnecté que $\mathcal{M}_1$, qui est un cas limite de percolation.

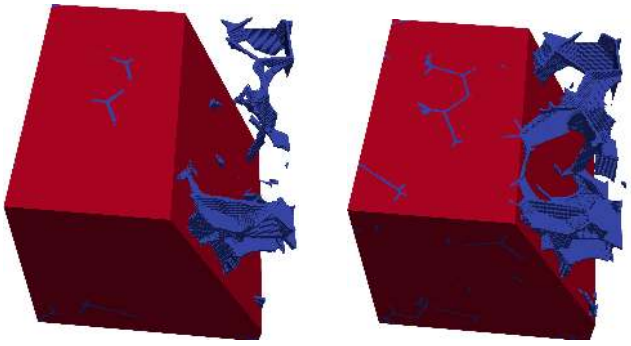


Figure 3 : Image des microstructures $\mathcal{M}_1$ à gauche et $\mathcal{M}_2$ à droite obtenues avec [12]. Une coupe laisse apparaître le réseau poreux.

À notre connaissance, il n'existe pas de méthodes analytiques permettant d'estimer la conductivité effective de tels matériaux composites. Les bornes et estimations classiques sont trop éloignées des résultats de calcul FFT sauf à considérer des cas extrêmes correspondant soit à une forte dilution de la phase inclusionnaire ou au contraire le cas de granulats complètement séparés par la phase métallique dans le cas de CERMETS.

4.2 Construction des deux fractions rationnelles

Pour les deux microstructures, la conductivité effective $\tilde{m}_m$ est calculée par FFT pour 16 contrastes z dans $[10^{-4}, 10^4]$. Les couples $(s, F(s))$ associés à ces calculs sont donnés à AAA qui renvoie des couples (p_i, r_i). Le tableau 1 récapitule les éléments caractéristiques des fractions rationnelles (sous la forme de (5)) utilisés pour tracer la conductivité normalisée sur la figure 4.

$\mathcal{M}_1$	
$a_0 = 14$	$a_\infty = 0$
Pôles	Résidus
$q_1 = -9.0 \times 10^{-2}$	$t_1 = -4.9 \times 10^{-3}$
$q_2 = -11$	$t_2 = -0.91$
$q_3 = -160$	$t_3 = -70$
$q_4 = -1.2 \times 10^{4}$	$t_4 = -1.6 \times 10^{5}$

$\mathcal{M}_2$	
$a_0 = 1.5$	$a_\infty = 6.1 \times 10^{-3}$
Pôles	Résidus
$q_1 = -1.5 \times 10^{-2}$	$t_1 = -1.6 \times 10^{-3}$
$q_2 = -7.8 \times 10^{-2}$	$t_2 = -7.4 \times 10^{-3}$
$q_3 = -8.6$	$t_3 = -0.67$
$q_4 = -98$	$t_4 = -53$

Tableau 1 : Valeurs de a_0, a_∞, des quatre premiers pôles et résidus des fractions rationnelles trouvées avec la méthode alternative pour $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$.

4.3 Analyse des approximations trouvées

Les arguments théoriques de [9] montrent que les pôles de la fonction rationnelle qui approximent la conductivité effective sont négatifs et les résidus sont strictement négatifs, ce qui, d'après le tableau 1 est vérifié. La figure 4 présente la conductivité normalisée et sa dérivée obtenue par FFT et par la méthode alternative. Les points oranges sont utilisés pour trouver les résidus et les pôles des approximations tandis que les points de vérifications verts sont calculés *a posteriori*. Les approximations de la conductivité effective sont très proches des points de vérifications, l'écart relatif maximum entre l'approximation et les points de vérification est de $0.10\ \%$.

Disposer d'expressions analytiques et concises de la conductivité thermique effective de ces microstructures est d'un grand intérêt. En plus du comportement effectif, ces expressions permettent pour toute valeur du contraste d'estimer avec précision les statistiques des champs thermiques. Ainsi, on peut estimer les fluctuations par phase du champ d'intensité dans les porosités à partir de la dérivée de la conductivité effective par rapport au contraste (voir [9]) :

$$\langle \boldsymbol{e}(z,\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{e}(z,\boldsymbol{x}) \rangle_p = \frac{1}{c_p}\, \tilde{m}'_m(z)\, \overline{\boldsymbol{e}} \cdot \overline{\boldsymbol{e}}, \tag{12}$$

où $\tilde{m}'_m(z) = \frac{d\tilde{m}_m}{dz}(z)$ et où $\langle \cdot \rangle_p$ désigne la moyenne spatiale dans la phase p, $\boldsymbol{e} = -\boldsymbol{\nabla} T$ le champ d'intensité, c_p la fraction de phase p et $\overline{\boldsymbol{e}}$ le gradient d'intensité macroscopique. Or nous disposons avec les deux fractions rationnelles obtenues dans la section 4.2, d'expressions dérivables sur $\mathbb{R}^+$ de la conductivité effective pour les deux microstructures considérées. Quelle précision peut-on attendre du calcul de ces dérivées ? Pour répondre à cette question, les dérivées de ces fractions rationnelles sont comparées pour différentes valeurs du contraste aux points obtenus par FFT sur la partie droite de la figure 4. Les points FFT ont été obtenus en calculant par post-traitement la moyenne $\langle \boldsymbol{e}(z,\boldsymbol{x}) \cdot \boldsymbol{e}(z,\boldsymbol{x}) \rangle_p$ du champ d'intensité. Là encore, l'approximation est en très bon accord avec les points de vérification avec un écart relatif maximum de $4.3\ \%$.

Le caractère percolant du réseau $\mathcal{M}_2$ est matérialisé par une dérivé stationnaire non nulle aux forts contrastes, ce qui n'est pas le cas pour $\mathcal{M}_1$ dont la dérivée de la conductivité normalisée semble tendre vers 0. Cela laisse penser que le réseau est non percolant, mais l'examen visuel de la connectivité du réseau poreux montre qu'un chemin de percolation existe. Ce chemin étant très étroit (quelques voxels), des contrastes qui nous sont inaccessibles seraient nécessaires pour observer les effets de cette percolation sur la conductivité. Nous considérons alors cette microstructure

comme non percolante et donc $a_\infty = 0$, ce qui explique les différences entre les pôles et résidus des deux microstructures. Pour toutes valeurs de contraste $\tilde{m}'_{m,\mathcal{M}_1}(z) < \tilde{m}'_{m,\mathcal{M}_2}(z)$, ce qui indique que l'effet du contraste sur le comportement thermique est plus important sur $\mathcal{M}_2$ que sur $\mathcal{M}_1$

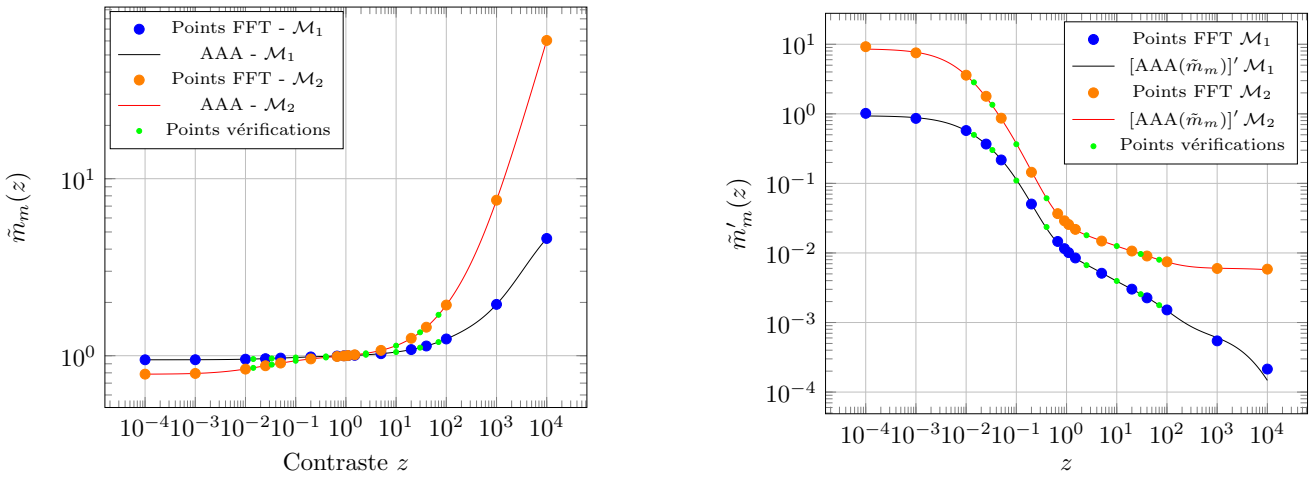


Figure 4 : Conductivité effective normalisée $\tilde{m}_m$ à gauche et sa dérivée à droite pour $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$.

5 Conclusion

Dans cette article, nous proposons une méthode pour approcher plusieurs fonctions d'intérêts comme la conductivité thermique effective et la densité spectrale, qui porte l'information sur la microstructure. Connaissant la propriété effective pour plusieurs valeurs de contraste, on cherche à approcher la fonction $F(s)$ par une fraction rationnelle. La représentation de la conductivité effective par une fraction rationnelle barycentrique couplée à l'utilisation de l'algorithme AAA conduit à un problème de minimisation mieux conditionné que [5] qui permet de trouver les pôles et les résidus de la microstructure. Dans le cas du modèle de Bruggeman où la densité spectrale est connue, cette méthode permet bien de reconstruire cette fonction. Appliquée par la suite à une microstructure 3D, la conductivité effective est reconstruite avec succès tout comme sa dérivée par rapport au contraste, ce qui permet aussi d'estimer les seconds moments par phase des champs.

Références

[1] J. Meynard, Thèse de doct. Aix-Marseille Université, (2019).
[2] L. Moutin, Thèse de doct. Aix-Marseille Université, (2023).
[3] L. Moutin *et al.*, *Journal of Nuclear Materials*, 599 (2024).
[4] K. Golden *et al.*, *Communications in Mathematical Physics*, 90.4 (1983), p. 473-491.
[5] D. Zhang *et al.*, *Inverse Problems in Science and Engineering*, 16.4 (2008), p. 425-445.
[6] Y. Nakatsukasa *et al.*, *SIAM Journal on Scientific Computing*, 40.3 (2018), A1494-A1522.
[7] D. A. G. Bruggeman, *Annalen der Physik*, 416.7 (1935), p. 636-664.
[8] G. W. Milton, *The Theory of Composites*, Milton & Patton Publishing, (2002).
[9] D. J. Bergman, *Physics Reports*, 43.9 (1978).
[10] D. Zhang *et al.*, *Applied Mathematics and Computation*, 217.17 (2011), p. 7092-7107.
[11] L. Moutin *et al.*, *International Journal of Solids and Structures*, 275 (2023), p. 112249.
[12] M. Josien, *Journal of Computational Science*, 81 (2024), p. 102359.

Simulation des transferts thermiques par la méthode des cellules coupées

Dorian DUPUY[1,2,*], **Adrien Toutant**[2], **Antoine du Cluzeau**[1], **Guillaume Bois**[1]

[1] Université Paris-Saclay, CEA, Service de Thermo-hydraulique et de Mécanique des Fluides (STMF), CEA Centre de Saclay, Gif-sur-Yvette, 91191, France
[2] PROMES-CNRS, Université de Perpignan Via Domitia, Rambla de la thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan, France
[*](auteur correspondant : dorian.dupuy@cea.fr)

Résumé - Cette communication aborde la simulation des transferts de chaleur dans un écoulement diphasique avec une méthode des cellules coupées. Les cellules coupées, issues de l'intersection entre l'interface et une grille cartésienne fixe, apparaissent et disparaissent suivant le mouvement de l'interface. Une discrétisation en volume finis permet d'imposer strictement la conservation de l'énergie. On propose en particulier une méthode pour adapter le schéma d'avancement temporel Runge–Kutta au cas des cellules coupées, dont les surfaces évoluent rapidement avec le déplacement de l'interface.

Nomenclature

$\mathscr{C}$	flux convectif, $\mathrm{W/m^2}$	*Symboles grecs*	
$\mathscr{D}$	flux diffusif, $\mathrm{W/m^2}$	Ω	cellule du maillage
H	enthalpie, J	Σ	face d'une cellule
Pe	nombre de Péclet	Γ	interface
V	volume, $\mathrm{m^3}$	λ	conductivité thermique, $\mathrm{W/(mK)}$
S	aire, $\mathrm{m^2}$	ρ	masse volumique, $\mathrm{kg/m^3}$
T	température, K	*Indices et exposants*	
c_p	capacité thermique isobare, $\mathrm{J/(kg\ K)}$	1	première phase (phase ψ_1)
$\boldsymbol{n}$	normale extérieure	2	deuxième phase (phase ψ_2)
t	temps, s	c	flux correctif
$\boldsymbol{u}$	vitesse, $\mathrm{m/s}$	d	direction (x, y ou z)
$\boldsymbol{x}$	position, m	$\overline{\circ}$	quantité efficace

1. Introduction

Les méthodes numériques utilisées pour la simulation numérique directe d'écoulements diphasiques, avec une résolution explicite de l'interface, sont souvent classées selon la conformité du maillage à l'interface entre les phases. Un maillage mobile, coïncidant à chaque instant avec l'interface, est utilisé dans le cadre d'approches Euler–Lagrange arbitraire (ALE, [1]). Un maillage fixe, non conforme, est caractéristique des méthodes de frontières immergées (IBM, [2]). Celles-ci emploient différentes stratégies pour imposer le couplage entre les phases sans condition aux limites explicite, par exemple via un terme de forcage [3], un domaine fictif [4] ou des cellules fantômes [5]. La méthode des cellules coupées combine certains aspects des approches à maillage conforme et non-conforme. Une grille fixe, généralement cartésienne, est utilisée. Cependant, les cellules traversées par l'interface entre les phases sont coupées au niveau de l'intersection. Le maillage résultant se conforme dynamiquement à l'interface entre les phases tout en préservant la structure de grille sous-jacente. Cela permet une prescription directe de la condition aux limites interfaciale et une résolution numérique conservative des équations monophasiques de chaque côté de l'interface.

Les présents travaux portent sur le développement d'une méthode des cellules coupées pour la résolution de l'équation de la chaleur dans un écoulement diphasique. L'interface est représentée explicitement à l'aide de marqueurs lagrangiens connectés. Le découpage de la grille fixe, géométriquement bien définie, produit des cellules coupées de volumes variables, et qui apparaissent et disparaissent suivant le mouvement de l'interface. La stabilité numérique est assurée dans les petites cellules sans restriction du pas de temps, avec un schéma temporel explicite, grâce à une stratégie de redistribution des flux [6]. La méthode numérique est comparée à une méthode mono-fluide purement cartésienne pour la convection-diffusion de la chaleur autour d'une particule sphérique en mouvement et échangeant avec le fluide environnant. On s'intéresse en particulier à l'effet de l'intégration temporelle des surfaces associées aux flux numériques, qui évoluent rapidement avec le déplacement de l'interface. De plus, on propose et évalue une méthode pour adapter le schéma d'avancement temporel Runge–Kutta au cas des cellules coupées tout en maintenant les propriétés de conservation des schémas.

Cette communication est organisée comme suit. La section 2 présente la méthode numérique. La section 3 discute les résultats numériques.

2. Méthode

2.1. Méthode des cellules coupées

La présente méthode des cellules coupées résout l'équation de la chaleur dans un système diphasique sans changement de phase, composé de deux phases (ψ_1 et ψ_2) séparée par une interface $\Gamma(t)$,

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\mathscr{C}} + \nabla \cdot \boldsymbol{\mathscr{D}}, \tag{1}$$

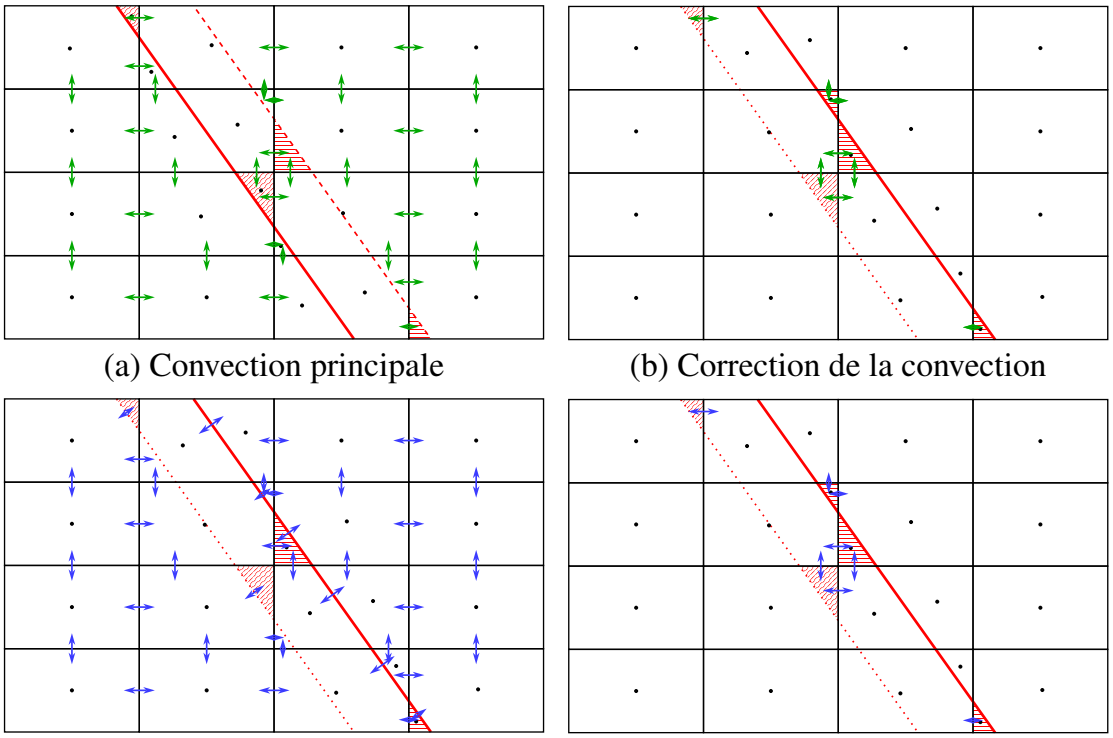
où $\boldsymbol{\mathscr{C}}(\boldsymbol{x},t) = \rho c_p(\boldsymbol{x},t) T(\boldsymbol{x},t) \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ et $\boldsymbol{\mathscr{D}}(\boldsymbol{x},t) = \lambda(\boldsymbol{x},t) \nabla T(\boldsymbol{x},t)$ sont respectivement les flux convectif et diffusif. La conductivité thermique $\lambda(\boldsymbol{x},t)$ et la capacité thermique isobare par unité de volume $\rho c_p(\boldsymbol{x},t)$ sont constantes et uniformes dans chaque phase. Le champ de vitesse $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ est donc continu. La méthode numérique repose sur un formalisme en volumes finis et une discrétisation décalée de la vitesse. Dans les cellules coupées par l'interface, les schémas de discrétisation tiennent compte des variations du volume des cellules coupées et des aires des surfaces associées avec le mouvement de l'interface.

Soit $\Omega^{\psi}_{i,j,k}(t)$ une maille du maillage coupé, associée à la phase ψ. L'avancement temporel de la température de t_n à t_{n+1} peut s'exprimer en appliquant le théorème de transport de Reynolds,

$$H^{\psi}_{i,j,k}(t_{n+1}) - H^{\psi}_{i,j,k}(t_n) = \int_{t_n}^{t_{n+1}} \left[S^{\Gamma}_{i,j,k}(t) \mathscr{D}^{\psi,\Gamma}_{i,j,k}(t) + \sum_{F \in \mathfrak{F}^{\psi}_{i,j,k}} S_F(t) \left(\boldsymbol{\mathscr{D}}_F(t) - \boldsymbol{\mathscr{C}}_F(t) \right) \cdot \boldsymbol{n}_F \right] dt, \tag{2}$$

où $H^{\psi}_{i,j,k}(t) = \int_{\Omega^{\psi}_{i,j,k}(t)} \rho c_p T \, dV$ est l'enthalpie de la cellule. Le flux $S^{\Gamma}_{i,j,k}(t) \mathscr{D}^{\psi,\Gamma}_{i,j,k}(t)$ est le flux diffusif interfacial, associé à la portion de la surface externe $\partial\Omega^{\psi}_{i,j,k}(t)$ de la cellule appartenant à l'interface. Les flux $S_F(t) \boldsymbol{\mathscr{D}}_F(t) \cdot \boldsymbol{n}_F$ et $S_F(t) \boldsymbol{\mathscr{C}}_F(t) \cdot \boldsymbol{n}_F$ sont les flux diffusifs et convectifs associées aux faces F de la cellule (ensemble $\mathfrak{F}^{\psi}_{i,j,k}$), en excluant l'interface. Aucun flux convectif n'est présent sur l'interface, car la vitesse de déplacement de l'interface et la vitesse de convection de la température sont identiques.

L'équation exacte (2) est avancée en temps en utilisant un schéma d'intégration temporel explicite, qui impose une restriction déraisonnable du pas de temps $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ fondée sur la taille de la plus petite cellule du maillage coupé. Une telle restriction est évitée en corrigeant la température dans les petites cellules avec une méthode stable, dans une stratégie de redistri-



(a) Convection principale (b) Correction de la convection

(c) Diffusion principale (d) Correction de la diffusion

Figure 1 : *Étapes de l'algorithme de résolution. Les lignes rouges pleines, en tirets et en pointillés représentent les positions actuelle, suivante et précédente de l'interface. Les flèches représentent les flux. Les hachures indiquent les cellules qui apparaissent ou disparaissent au cours du pas de temps.*

bution des flux [6]. L'algorithme de résolution est ainsi subdivisé en quatre étapes : les schémas "principaux" de convection (a) et de diffusion (c), ainsi que leurs corrections respectives (b) et (d) dans les petites cellules (figure 1). Avec un schéma Euler explicite,

$$\begin{aligned} \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{a})} &= -\sum_{F\in\mathfrak{F}_{i,j,k}^{\psi}} S_F \boldsymbol{\mathscr{C}}_F \cdot \boldsymbol{n}_F \Delta t, & \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{b})} &= \sum_{F\in\mathfrak{F}_{i,j,k}^{\psi}} S_F \boldsymbol{\mathscr{C}}_F^c \cdot \boldsymbol{n}_F \Delta t, \\ \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{c})} &= \sum_{F\in\mathfrak{F}_{i,j,k}^{\psi}} S_F \boldsymbol{\mathscr{D}}_F \cdot \boldsymbol{n}_F \Delta t + S_{i,j,k}^{\Gamma} \mathscr{D}_{i,j,k}^{\psi,\Gamma} \Delta t, & \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{d})} &= \sum_{F\in\mathfrak{F}_{i,j,k}^{\psi}} S_F \boldsymbol{\mathscr{D}}_F^c \cdot \boldsymbol{n}_F \Delta t, \end{aligned} \tag{3}$$

où $H_{i,j,k}^{\psi}(t_{n+1}) - H_{i,j,k}^{\psi}(t_n) = \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{a})} + \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{b})} + \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{c})} + \Delta H_{i,j,k}^{\psi,(\mathrm{d})}$ est l'avancement total du pas de temps. L'exposant c désigne un flux correctif, appliqué uniquement sur les faces des petites cellules, de volume $V_{i,j,k}^{\psi} < 2,5\%\Delta^3$, où Δ est la taille d'une cellule cartésienne non coupée. Chaque étape est appliquée successivement en utilisant le champ de température prédit par la sous-étape précédente. Le flux convectif principal $\boldsymbol{\mathscr{C}}_F$ est calculé en utilisant le schéma QUICK [7]. Si le stencil n'est pas disponible, proche de l'interface, un schéma amont est utilisé. Le flux diffusif principal $\boldsymbol{\mathscr{D}}_F$ est calculé par un schéma centré. Le flux interfacial $\mathscr{D}_{i,j,k}^{\psi,\Gamma}$ est calculé en sommant les contributions de chaque facette du maillage discrétisée de l'interface. Pour une facette donnée ℓ, de barycentre $\boldsymbol{x}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n)$, le flux $\mathscr{D}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n)$ est calculée à partir de l'interpolation à l'ordre 1 de la température sur deux sondes situés à une distance normale Δ de la facette (positions $\boldsymbol{x}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n) - \Delta\boldsymbol{n}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n)$ et $\boldsymbol{x}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n) + \Delta\boldsymbol{n}_{\mathrm{fct}}^{(\ell)}(t_n)$), en supposant le flux diffusif continu à l'interface. Pour déterminer les flux correctifs, on suppose pour (b), que la température d'une petite cellule après l'étape de convection correspond à la moyenne, pondérée par l'intensité des flux convectifs principaux, de la température des cellules voisines, et pour (d) que la diffusion ne modifie pas la température des petites cellules. Les flux sont

ensuite déterminés, dans une stratégie de redistribution des flux [6], de manière à imposer la variation de température souhaitée tout en assurant la conservation de l'énergie.

2.2. Intégration temporelle des surfaces

Si l'interface Γ est déplacée selon un schéma explicite, les propriétés géométriques (volumes et surfaces avant et après le déplacement) sont bien définies et connues. La variation de volume de la cellule $\Omega^{\psi}_{i,j,k}$ est reliée aux flux volumiques sur la surface externe, hors interface,

$$V^{\psi}_{i,j,k}(t_{n+1}) - V^{\psi}_{i,j,k}(t_n) = -\int_{t_n}^{t_{n+1}} \Big[\sum_{F \in \mathfrak{F}^{\psi}_{i,j,k}} S_F \boldsymbol{u}_F \cdot \boldsymbol{n}_F \Big] dt. \tag{4}$$

La satisfaction numérique de cette propriété est la loi de conservation géométrique dans le cadre d'approches Euler–Lagrange arbitraire [8]. Il est clair qu'une approximation explicite des flux volumiques ne respecte pas exactement cette propriété. L'interface étant déplacée de manière explicite, une estimation précise de la surface efficace du pas de temps, $\overline{S}_F = (1/\Delta t)\int_{t_n}^{t_{n+1}} S_F(t)dt$, est nécessaire pour assurer la loi de conservation géométrique. On considère trois méthodes d'intégration des surfaces coupées :

— intégration explicite : $\overline{S}_F^{\text{expl}} = S_F$.

— intégration semi-implicite algébrique :

$$\overline{S}_F^{\text{algb}} = \begin{cases} (1/4)(3S_F(t_n) + S_F(t_{n+1})) & \text{si } S_F(t_n) \in \{0,1\} \text{ et } 0 < S_F(t_{n+1}) < 1, \\ (1/4)(S_F(t_n) + 3S_F(t_{n+1})) & \text{si } 0 < S_F(t_n) < 1 \text{ et } S_F(t_{n+1}) \in \{0,1\}, \\ (1/2)(S_F(t_n) + S_F(t_{n+1})) & \text{sinon,} \end{cases} \tag{5}$$

ce qui correspond à la moyenne arithmétique des surfaces initiales et finales, avec un biais vers la valeur non coupée si celle-ci apparaît ou disparait au cours du pas de temps.

— intégration semi-implicite conservative : solution de (4), ce qui correspond à la recherche d'un ensemble de surfaces $\overline{S}_F^{\text{cons}}$ permettant une vérification exacte de la loi de conservation géométrique. Cela assure que la convection préserve exactement un champ uniforme.

2.3. Schéma de discrétisation temporel

L'avancement temporel de l'enthalpie H (équation (3)) est couplé à celui de la vitesse $\boldsymbol{u}$ et de la position $\boldsymbol{x}^{\Gamma}$ de l'interface. Soit $Q = (\boldsymbol{x}^{\Gamma}, H, \boldsymbol{u})$ le vecteur d'état qui regroupe ces informations sur l'ensemble des points de discrétisation. L'avancement temporel de Q peut s'écrire formellement $Q(t_{n+1}) - Q(t_n) = \int_{t_n}^{t_{n+1}} f(Q(t))dt$, où $f(Q(t))$ est la dérivée temporelle de Q au temps t. Sous l'hypothèse d'un schéma temporel de type Runge–Kutta qui partitionne le pas de temps en s sous-pas disjoints non-nuls, l'intégrale est approximée en introduisant s états intermédiaires Q_p,

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} f(Q(t))dt = \sum_{p=1}^{s} b_p f_p \Delta t, \tag{6}$$

où $f_p = f(Q_p)$ est la pente associée à l'état intermédiaire $Q_p = Q(t_n) + \sum_{q=1}^{p} a_{p,q} f_q \Delta t$ et où $a_{p,q}$ et b_p sont des coefficients du schéma temporel. Pour simplifier les notations, on note $\theta_{p,q}$ le coefficient tel que $\{\theta_{p,q} = a_{p,q}$ si $p \leq s$; et $\theta_{s+1,q} = b_q\}$.

L'avancement temporel peut également s'écrire comme la somme des intégrales temporelles sur les sous-pas de temps :

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} f(Q(t))dt = \sum_{p=1}^{s} \int_{t_p}^{t_{p+1}} f(Q(t))dt = \sum_{p=1}^{s} \overline{\overline{f}}_p \Delta t_p, \tag{7}$$

avec $t_p = t_n + \Delta t_p$ le temps initial du sous-pas p, où par convention $t_1 = t_n$ et $t_{s+1} = t_{n+1}$, et l'opérateur $(\overline{=}_p)$ représente une moyenne sur le sous-pas de temps p. En décomposant l'intégration sur le sous-pas de temps $\int_{t_p}^{t_{p+1}} f(Q(t))dt = \int_{t_n}^{t_{p+1}} f(Q(t))dt - \int_{t_n}^{t_p} f(Q(t))dt$ et en substituant $\int_{t_n}^{t_p} f(Q(t))dt = Q_p - Q(t_n)$, on peut montrer que la somme des intégrales temporelles sur les sous-pas de temps est équivalente au schéma de discrétisation Runge-Kutta si l'opérateur $\overline{=}_p$ est défini par

$$\overline{\overline{f}}_p = \left[\theta_{p+1,p+1} f_{p+1} + \sum_{q=1}^{p} (\theta_{p+1,q} - \theta_{p,q}) f_q\right] \frac{\Delta t}{\Delta t_p}, \tag{8}$$

Dans l'équation (7), la somme cumulative des sous-intégrales fournit alors une approximation d'ordre croissant, avec l'indice p du sous-pas, de l'intégrale $\int_{t_n}^{t_p} f(Q(t))dt$.

Traitons maintenant le cas particulier de l'enthalpie H. Sans perte de généralité, on se focalise sur l'intégration temporelle la convection principale :

$$H^{\psi}_{i,j,k}(t_{n+1}) - H^{\psi}_{i,j,k}(t_n) = -\sum_{p=1}^{s} \int_{t_{p-1}}^{t_p} \Big[\sum_{F \in \mathfrak{F}^{\psi}_{i,j,k}} S_F \widehat{T}_F \boldsymbol{u}_F \cdot \boldsymbol{n}_F \Big] dt. \tag{9}$$

où $\widehat{T}_F \boldsymbol{u}_F$ est le flux donné par le schéma QUICK [7]. Nous proposons d'approximer cette intégrale en séparant l'intégration temporelle de la surface et celle du flux. On obtient alors

$$H^{\psi}_{i,j,k}(t_{n+1}) - H^{\psi}_{i,j,k}(t_n) = -\sum_{F \in \mathfrak{F}^{\psi}_{i,j,k}} \sum_{p=1}^{s} \overline{S}_F \overline{\overline{(\widehat{T}_F \boldsymbol{u}_F)}}_p \cdot \boldsymbol{n}_F \Delta t_p, \tag{10}$$

en appliquant le schéma Runge–Kutta pour approximer l'intégrale sur le flux surfacique. En plus de faciliter l'imposition de la loi de conservation géométrique, cette reformulation permet de traiter de manière avantageuse les surfaces dans les cellules qui apparaissent sur un sous-pas, au cours du pas de temps. Le schéma temporel n'étant pas applicable dans cette configuration, le flux est calculé avec une approche Euler explicite jusqu'au début du pas de temps suivant. Cela affecte également les cellules voisines, qui opèrent alors avec une combinaison de flux avec et sans correction Runge–Kutta. Dans les cellules pures, la présente approche est équivalente à un schéma temporel Runge–Kutta classique.

3. Résultats

3.1. Configuration et paramètres numériques

On considère une particule sphérique initialement chaude diffusant sa chaleur au fluide environnant. La température est un scalaire passif. La vitesse est dépendante du temps et uniforme dans l'espace. Vue d'un observateur en mouvement, la particule suit une trajectoire ellipsoïdale cyclique d'excentricité $e_0 = \sqrt{3}/2$ et de demi-grand axe $a_0 \approx 1.6 d_p$, où $d_p = 2R$ est le diamètre de la particule. La période des oscillations est $\tau = 0.5$ s. Les propriétés du fluide sont représentatives d'une bulle d'air sous pression : $\lambda_1 = 6.898 \times 10^{-1}$ W m^{-1}K^{-1} $\rho c_{p,1} = 6.009 \times 10^{+6}$ J K^{-1} m^{-3} dans la particule et $\lambda_2 = 2.210 \times 10^{-2}$ W m^{-1}K^{-1} $\rho c_{p,2} = 2.526 \times 10^{+5}$ J K^{-1} m^{-3} dans le fluide extérieur. Le nombre de Péclet $Pe_2 = \rho_2 c_{p,2} u_0 d_p / \lambda_2$ défini avec la vitesse maximale u_0 de la particule est 914. Un fort nombre de Péclet est sélectionné pour mettre en lumière les limite la formulation mono-fluide dans ce régime, mais la méthode des cellules coupées est également capable de simuler un régime à diffusion dominante. Au temps initial, la particule est placée au centre du domaine et la température suit un profil gaussien $T(\boldsymbol{x}, 0) = T_0 + \Delta T_0 \exp(-(\|\boldsymbol{x}\|/d_p)^2/2)$, où $T_0 = 293$ K est la température extérieure et $\Delta T_0 = 80$ K l'amplitude du saut de température.

Le domaine de calcul est un cube de longueur $L = 5d_p$ avec des limites périodiques. L'interface est discrétisée avec des facettes triangulaires de côté typique $\Delta_\Gamma/d_p = 0.035$. Le domaine cubique est maillé avec une grille régulière d'espacement $\Delta = d_p/41.6$. Cette taille de maille est suffisante pour une convergence en maillage des résultats. Le calcul est réalisé à l'aide du solveur TRUST/TrioCFD [9]. La formulation en cellules coupées, présentée dans la section 2, est comparée à une formulation mono-fluide. La méthode mono-fluide résout l'équation de la chaleur (1) sur un maillage purement cartésien, avec un schéma QUICK d'ordre 3 pour la convection [7] et un schéma centré d'ordre 2 pour la diffusion. Une moyenne harmonique de la conductivité thermique et de la capacité thermique isobare dans les cellules hybrides (formulation TOF de [10]) est utilisée. Le schéma de discrétisation temporel est un schéma Runge–Kutta d'ordre 3 (RK3) à faible stockage [11]. L'interface est déplacée avec le même schéma temporel. Le pas de temps des simulations est déterminé à partir des pas de temps de stabilité convectif $\Delta t^{\mathscr{C}} = (1/2)\Delta/\max(u, v, w)$ et diffusif $\Delta t^{\mathscr{D}} = (1/6)\Delta^2/\max(\lambda_\psi/(\rho_\psi c_{p,\psi}))$ selon l'expression

$$\Delta t = F_t \min(\Delta t^{\mathscr{C}}, \Delta t^{\mathscr{D}}), \tag{11}$$

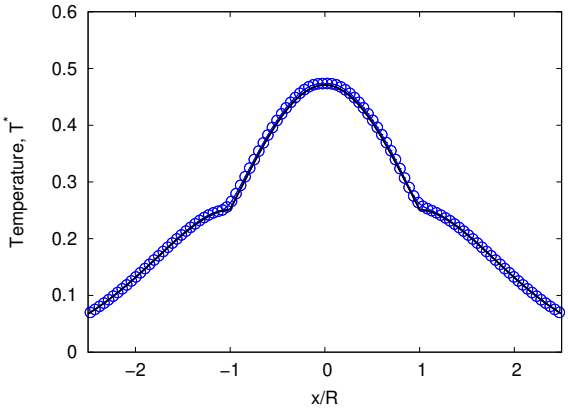
où F_t est un coefficient d'avancement temporel qui permet d'ajuster le pas de temps final. Les coefficients d'avancement temporel $F_t = 0.6$, $F_t = 1.2$, $F_t = 1.6$ et $F_t = 2.4$ sont considérés dans cette étude. En pratique, le pas de temps est limité par la convection. La simulation est arrêtée après 5 cycles elliptiques, ce qui correspond à une distance totale parcourue de $39d_p$.

3.2. Intégration temporelle des surfaces

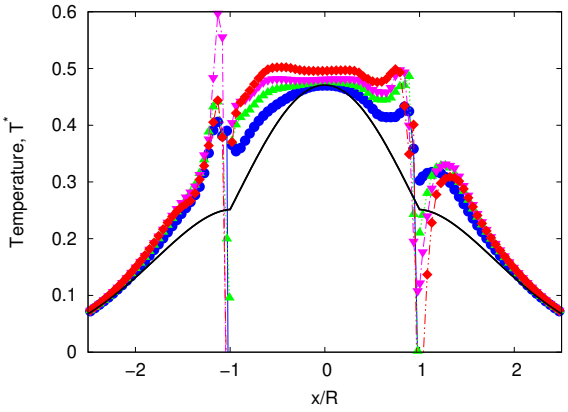
Les profils finaux de température obtenus avec la méthode des cellules coupées et la méthode mono-fluide sont données sur la figure 2. Ils sont comparés à un profil de référence, obtenu en résolvant l'équation de la chaleur dans le cas statique, sans convection, avec une résolution spatiale et temporelle élevée. Avec la méthode mono-fluide, la simulation est stable avec $F_t = 0.6$ et en accord avec le profil de référence. La simulation est instable pour les coefficients d'avancement temporel supérieurs $F_t = 1.2$, $F_t = 1.6$ et $F_t = 2.4$. Avec la méthode des cellules coupées, la simulation reste stable jusqu'à $F_t = 2.4$. Cependant, la précision du profil résultant dépend grandement de la méthode d'intégration temporelle utilisée pour les surfaces coupées. Avec une intégration explicite des surfaces, les profils de température sont imprécis pour tous les coefficients F_t considérées. Avec une intégration semi-implicite algébrique des surfaces, on observe une perturbation numérique des profils de température dans le voisinage de l'interface entre les phases, dont l'amplitude augmente avec le coefficient F_t. L'effet de cette perturbation est limitée spatialement. Au centre de la particule ou loin de l'interface, les profils restent précis pour tous les coefficients F_t considérées. Enfin, avec une intégration semi-implicite conservative des surfaces, la simulation est stable est précise jusqu'à $F_t = 2.4$ et aucune perturbation n'est visible en proche interface sur les profils de température. Ainsi, la méthode des cellules coupées permet, avec une intégration temporelle appropriée des surfaces coupées, de réaliser une simulation avec des pas de temps plusieurs fois plus élevées que permis par la méthode mono-fluide.

3.3. Schéma de discrétisation temporel

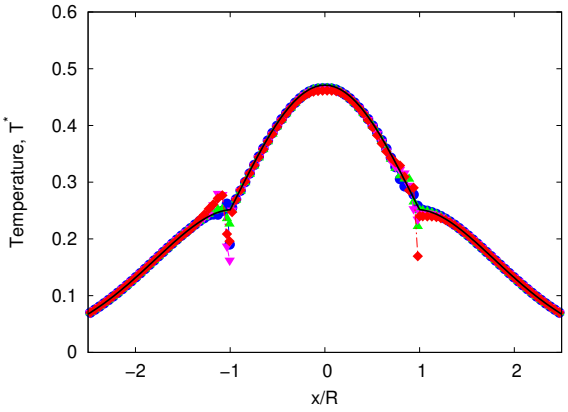
Le schéma de discrétisation temporel utilisée dans la section 3.2 pour les cellules coupées est comparé à un schéma temporel Euler explicite sur la figure 3 en utilisant une intégration temporelle semi-implicite conservative des surfaces coupées. Le profil de température n'est pas convergé en temps dans la simulation Euler explicite avec $F_t = 0.2$, dont le coût est comparable à la simulation Runge–Kutta avec $F_t = 0.6$ (un pas de temps Euler explicite correspond à



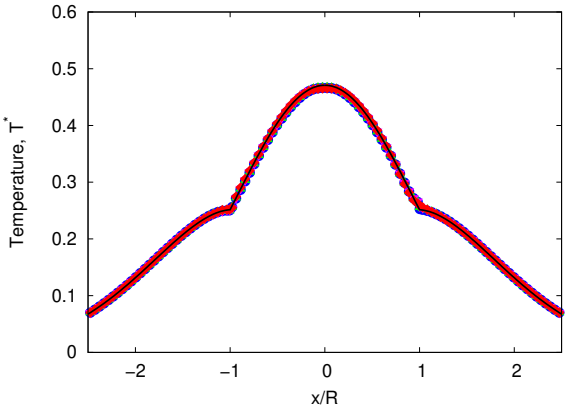
(a) Méthode mono-fluide pour $F_t = 0.6$ (non stable avec $F_t = 1.2$ ou supérieur)



(b) Méthode des cellules coupées avec surfaces explicites



(c) Méthode des cellules coupées avec surfaces semi-implicites algébriques



(d) Méthode des cellules coupées avec surfaces semi-implicites conservatives

Figure 2 : *Profil de température adimensionnée $T^* = (T - T_0)/\Delta T_0$ selon la direction x en fonction du pas de temps de simulation, avec la méthode mono-fluide (a) et la méthode des cellules coupées (b–d), pour différentes méthodes d'intégration temporelles des surfaces coupées. Profil de référence : ——; Coefficients d'avancement temporel : —●— $F_t = 0.6$; ···▲··· $F_t = 1.2$; -·▼-· $F_t = 1.6$; -·◆-· $F_t = 2.4$.*

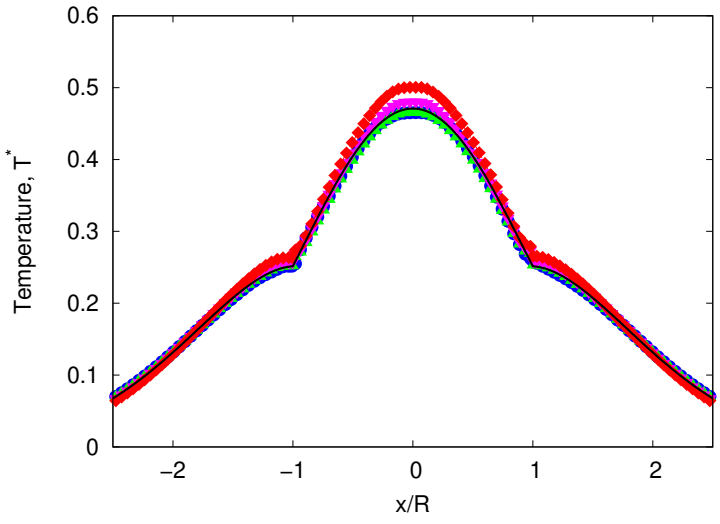


Figure 3 : *Profil de température adimensionnée $T^* = (T - T_0)/\Delta T_0$ selon la direction x en fonction du schéma temporel et du pas de temps de simulation, avec la méthode des cellules coupées et une intégration temporelle semi-implicite conservative des surfaces coupées. Profil de référence : ——; Schémas temporels : —●— RK3, $F_t = 2.4$; ···▲··· Euler, $F_t = 0.02$; -·▼-· Euler, $F_t = 0.1$; -·◆-· Euler, $F_t = 0.2$.*

trois sous-pas RK3). Pour ce coefficient d'avancement temporel, le transfert de chaleur de la particule vers le fluide environnant est sous-estimé. La température au centre de la particule est par conséquent plus grande que sur le profil de référence. La convergence en pas de temps montre que des profils similaires à la simulation Runge–Kutta sont obtenues dans la simulation Euler explicite avec $F_t = 0.02$. La méthode proposée pour adapter le schéma d'avancement temporel Runge–Kutta au cas des cellules coupées est donc intéressante.

4. Conclusion

Une méthode des cellules coupées est évaluée pour la simulation des transferts de chaleur dans un écoulement diphasique, spécifiquement une particule sphérique initialement chaude en mouvement. La méthode est alliée à une discrétisation en volumes finis et une stratégie de redistribution des flux. La simulation numérique des transferts de chaleur est stable et conservative. La précision des champs de température prédits dépend de l'intégration temporelle utilisée. En effet, le déplacement de l'interface au cours d'un pas de temps de simulation induit des variations rapides du volume et surfaces des cellules coupées. On utilise une intégration semi-implicite des surfaces coupées, qui satisfait la loi de conservation géométrique, et une approche particulière pour appliquer le schéma Runge–Kutta dans les cellules coupées. La méthode numérique des cellules coupées développée est stable pour des pas de temps de simulation plus élevés que la méthode mono-fluide de référence.

Références

[1] C. W. Hirt, A. A. Amsden, and J. L. Cook. An arbitrary lagrangian-eulerian computing method for all flow speeds. *Journal of computational physics*, 14-3 (1974) 227–253.

[2] R. Mittal and G. Iaccarino. Immersed boundary methods. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 37 (2005) 239–261.

[3] C. S. Peskin. Numerical analysis of blood flow in the heart. *Journal of computational physics*, 25-3 (1977) 220–252.

[4] Z. Yu, X. Shao, and A. Wachs. A fictitious domain method for particulate flows with heat transfer. *Journal of Computational Physics*, 217-2 (2006) 424–452.

[5] G. Bois and A. du Cluzeau. Dns of turbulent bubbly flows in plane channels using the front-tracking algorithm of triocfd. In *Fluids engineering division summer meeting* 58066, American Society of Mechanical Engineers, (2017) V01CT16A005. .

[6] I.-L. Chern and P. Colella. A conservative front tracking method for hyperbolic conservation laws. *LLNL Rep. No. UCRL-97200, Lawrence Livermore National Laboratory*, 51 (1987) 83–110.

[7] B. P. Leonard. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19-1 (1979) 59–98.

[8] P. D. Thomas and C. K. Lombard. Geometric conservation law and its application to flow computations on moving grids. *AIAA journal*, 17-10 (1979) 1030–1037.

[9] C. Calvin, O. Cueto, and P. Emonot. An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software. *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis*, 36-05 (2002) 907–921.

[10] A. Sonolet, M. Grosso, G. Bois, and A. Toutant. Conservative formulations for heat transfer simulation with sharp interfaces and discontinuous properties in two-phase flows. *Computers & Fluids*, 254 (2023) 105798.

[11] J. H. Williamson. Low-storage Runge–Kutta schemes. *Journal of computational physics*, 35-1 (1980) 48–56.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux ressources de calcul et de stockage au TGCC au travers de l'allocation de ressources A0162B07712 attribuée par GENCI sur la partition ROME du calculateur Joliot Curie.

Analyse comparative de méthodes de résolution du couplage conduction-rayonnement dans des matériaux hétérogènes semi-transparents

Comparative analysis of numerical methods to addressing conduction-radiation resolution in semi-transparent heterogeneous media

Léa PENAZZI[1]*, Mohd Afeef BADRI[2], Stéphane BLANCO[3], Cyril CALIOT[4], Sylvain CHUPIN[5], Cyril DAOÛT[5], Jérémi DAUCHET[6], Simon EIBNER[7], Mouna EL HAFI[3,7], Franck ENGUEHARD[8], Vincent EYMET[9], Olivier FARGES[10], Yann FAVENNEC[11], Alexandra Adjovi FORTUNAT[7], Richard FOURNIER[3], Dominique JEHL[12], Yann JOBIC[1], Pierre JOLIVET[13], Fabrice RIGOLLET[1], Denis ROCHAIS[5], Benoît ROUSSEAU[11], Frédéric TOPIN[1,3], Jérôme VICENTE[1], Gérard L. VIGNOLES[14]

[1,*]Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France
[2]SGLS, CEA, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France
[3]LaPlaCE, CNRS, Université Paul Sabatier, Toulouse, France
[4]LMAP, CNRS, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Anglet, France
[5]CEA, DAM, Le Ripault, Monts, France
[6]Institut Pascal, CNRS, Université Clermont Auvergne, Clermont-Ferrand, France
[7]RAPSODEE, CNRS, IMT Mines Albi, Albi, France
[8]Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, Poitiers, France
[9]Méso-Star, Toulouse, France
[10]LEMTA, CNRS, Université de Lorraine, Vandoeuvre-lès-Nancy, France
[11]LTeN, CNRS, Nantes Université, Nantes, France
[12]ArianeGroup, Saint-Médard-en-Jalles, France
[13]LIP6, CNRS, Sorbonne Université, Paris, France
[14]LCTS, CNRS, Université de Bordeaux, Pessac, France
*(auteur correspondant : lea.penazzi@univ-amu.fr)

Résumé - Cet article compare les méthodes numériques de simulation développées par sept équipes de recherche françaises rattachées au GDR CNRS 2047 TAMARYS collaborant pour la résolution d'un problème couplé conduction-rayonnement dans un milieu hétérogène semi-transparent. Les équipes ont travaillé sur une configuration commune, analysant les profils de températures et de flux nets (totaux, conductifs et radiatifs). Cette étude met en évidence les points forts et limites de chaque méthode au regard de la configuration choisie, chacune offrant une perspective distincte et complémentaire aux autres.

Abstract - This article compares numerical methods developed by seven french research teams attached to the GDR CNRS 2047 TAMARYS for coupled conduction-radiation for coupled conduction-radiation heat transfer resolution in heterogeneous semi-transparent media. The teams work on a common configuration, analyzing net heat flux (total, conductive, radiative) and temperature profiles. The study highlights the benefits and limitations of each approach concerning the selected configuration, with each providing a unique perspective that enhances the others.

Nomenclature

L	longueur, m	D	densité de flux radiative, $\mathrm{W/m^2}$
t	paramètre de forme	Q_z	flux radiatif intégré selon $\boldsymbol{e}_z$, $\mathrm{W/m^2}$
$\boldsymbol{e}_z$	vecteur unité perpendiculaire aux semelles	$\boldsymbol{u}$	angle solide, str
i	numérotation de méthode ($i \in 1, ..., 7$)	I	luminance, $\mathrm{W/m^2/str}$
T	température, K		

1. Introduction

La résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) dans les milieux hétérogènes (morphologies complexes telles que milieux poreux, milieux fibreux, mousses, ...) pose des difficultés notamment lorsque le domaine est trop petit par rapport aux tailles caractéristiques de ses hétérogénéités pour pouvoir être homogénéisé. Le terme intégral rendant compte de la diffusion complexifie grandement la résolution de l'ETR, et impose bien souvent le recours à des méthodes numériques. Depuis les années 50, deux approches très différentes sont envisagées pour traiter le problème : (i) l'école déterministe développe des algorithmes mathématiques et numériques permettant de calculer avec précision le terme de transport et le terme de redistribution directionnelle de l'énergie radiative ; (ii) l'école stochastique met en œuvre les "méthodes Monte Carlo" qui consistent à suivre les trajets d'une multitude de rayonnements au fur et à mesure des événements aléatoires d'interaction qu'ils subissent avec le milieu d'étude.

Sept équipes françaises rattachées au GDR CNRS 2047 TAMARYS et actives dans le domaine de la simulation du transfert thermique au sein de milieux hétérogènes se sont rapprochées pour participer à un exercice d'analyse comparée de leurs méthodologies de traitement de la conduction et du rayonnement. Après un descriptif des différentes stratégies de modélisation mises en œuvre, le cas d'étude imposé aux équipes sera détaillé, puis les résultats obtenus par les différentes équipes seront présentés et analysés.

2. Description des différentes méthodologies mises en œuvre

2.1. Approches déterministes

2.1.1. Maillages volumiques non structurés

La Méthode des Ordonnées Discrètes (MOD) basée sur la discrétisation de la sphère unitaire est utilisée pour semi-discrétiser angulairement l'ETR. L'ensemble d'équations différentielles correspondant est ensuite converti sous forme vectorielle, de sorte que la Méthode des Eléments Finis Vectoriels (MEFV) introduite dans [1] soit utilisée. Dans les situations typiques traitées, des centaines de directions sont nécessaires dans la méthode des ordonnées discrètes et une discrétisation spatiale suffisamment fine est également nécessaire pour assurer que la solution numérique soit suffisamment proche de la solution réelle. Pour faire face à ces difficultés, l'approche de décomposition du domaine est réalisée sur cette équation vectorielle [1], des solveurs efficaces basés sur des méthodes de sous-espaces de Krylov sont utilisés [2], et une approche sans semi-matrices est mise en place sur ces bases [3]. L'équation de la chaleur est également résolue par éléments finis. Cette équation étant non linéaire, elle est linéarisée par la méthode de Newton-Raphson, et une approche du couplage faible est mise en œuvre [4]. Cette méthode, développée au laboratoire LTeN (Nantes), sera référencée par l'acronyme MOD-MEFV.

Le logiciel commercial COMSOL Multiphysics® basé sur la méthode des éléments finis

(MEF) est capable de traiter divers problèmes multiphysiques complexes, dont ceux incluant le rayonnement. Le transfert de chaleur par conduction dans le solide est couplé au rayonnement de surface à surface pour traiter le cas-test couplé conduction-rayonnement par la méthode dite Hemicube [5]. La module de résolution par rayonnement a recours à la méthode "Surface to Surface Radiation" (S2SR). Cette méthode ne donnant pas accès au flux radiatif volumique, ceux-ci sont calculés par une méthode de lancer de rayon.

StarCCM+ [6] est un code commercial volumes et éléments finis (MVF/MEF) polyvalent pour la résolution de problèmes multiphysiques complexes. L'avantage principal de ce logiciel est la facilité d'utilisation du générateur de maillage pour les géométries complexes. Les modèles de conduction et de rayonnement sont utilisés de manière entièrement couplée. Le module de rayonnement surface à surface s'appuie sur la méthode des facteurs de vue (S2SR) [7], en ayant recours à une discrétisation spatiale des surfaces limites en sous-domaines, ce qui permet un compromis entre précision et coût de calcul ; l'hypothèse de corps gris y est également adoptée. Pour cet exercice d'analyse comparée, les températures ainsi que leurs gradients sont extraits dans la phase solide. Les flux radiatifs sont ensuite déduits de ces quantités grâce à la conservation du flux total.

2.1.2. Maillages volumiques structurés

Le code THERMIVOX du CEA, décrit en détail dans [8], est basé sur une discrétisation par volumes finis (MVF) de l'équation de bilan d'énergie couplée à l'ETR. Le matériau hétérogène numérique modélisé est composé de voxels homogènes cubiques. A chaque voxel sont attribuées les propriétés thermophysiques et radiatives du composant qu'il contient, et chaque voxel peut être absorbant (et émettant). L'ETR et l'équation de bilan d'énergie sont résolues dans chaque voxel pour modéliser le transfert couplé de chaleur. Certaines hypothèses restrictives sont faites, en particulier la suivante : sur chaque face de chaque voxel, la luminance est supposée isotrope dans chaque demi-espace. Deux luminances (arrière et avant) sont donc envisagées pour chaque face. Ainsi, il y a treize inconnues dans chaque voxel : la température et douze luminances. Pour chaque voxel, nous résolvons l'ETR entre chaque face et les cinq autres (i.e. six équations), ainsi que l'équation de l'équilibre des flux impliquant les flux conductif et radiatif échangés par le voxel avec ses six voisins (i.e. une équation). Le problème mathématique est clos par six équations d'interfaces – une sur chaque face – exprimant la luminance entrante par la face du voxel comme la somme de la partie réfléchie de la luminance sortante par cette face et de la partie transmise de la luminance sortante par la même face du voxel voisin. De cette façon, la diffusion est gérée aux interfaces entre les voxels à l'intérieur de la structure numérique. Différentes conditions aux limites peuvent être prises en compte : température ou flux imposé, surface avec émission et réflexion diffuse, adiabatique et surface totalement réfléchissante, dissipation de la chaleur par un coefficient convectif-radiatif couplé.

genMat est un logiciel de simulation qui résout simultanément le couplage fort entre conduction et rayonnement dans des milieux hétérogènes en utilisant un maillage structuré en voxels. Ce solveur s'appuie sur la méthodes des volumes finis (MVF) pour résoudre la conduction à l'état stationnaire et sur une méthode zonale modifiée pour résoudre le rayonnement via un calcul des facteurs d'échanges radiatifs par une méthode de Monte Carlo Ray Tracing. Sa particularité réside dans l'approche de décomposition par blocs, où un large volume est subdivisé par de plus petits volumes (blocs) afin d'effectuer la résolution physique à l'échelle de ces blocs. Chaque bloc regroupe plusieurs voxels et est associé à un tenseur de conductivité thermique calculé localement. Les blocs sont reliés par des conductivités thermiques en série [10]. Cette pratique trouve son origine dans la détermination de grandeurs radiatives macroscopiques de

milieux poreux hétérogènes à travers une approche d'homogénisation en considérant des volumes élémentaires représentatifs (VER) [9]. Elle permet ainsi une résolution efficace et parallélisable, réduisant le temps de calcul pour des échantillons poreux complexes [11]. Le couplage conduction-rayonnement est finalement obtenu en résolvant le divergent des flux conductif et radiatif à l'échelle des blocs.

2.2. Approches stochastiques sans maillage

2.2.1. Calculs en essaim

Le solveur SHTRAC développé au laboratoire LCTS (Pessac) simule le transfert de chaleur couplé par rayonnement et conduction au moyen d'un schéma hybride original de marches aléatoires de Monte Carlo dans une représentation 3D d'un milieu poreux dont l'interface vide/solide est discrétisée par une technique de Simplified Marching Cube [12]. Chaque marcheur est supposé ici représenter un quantum d'excès d'enthalpie par rapport à la référence prise à la température la plus basse. Les marcheurs obéissent à un mouvement Brownien (schéma d'Ito-Taylor) avec des paramètres représentatifs de la conduction thermique (diffusion) à l'intérieur du solide tandis qu'ils se déplacent quasi-instantanément en ligne droite dans le vide. Le rapport entre le rayonnement et la conduction est lié à la probabilité, lorsqu'un marcheur "conducteur" frappe la surface solide, d'être "émis" en tant que rayon dans le vide, cette probabilité étant reliée à l'inverse du nombre de Stark. Ici, tous les marcheurs atteignant le côté froid sont instantanément transférés au côté chaud, ce qui permet un calcul facile du flux total. Le profil de température est dérivé du profil de concentration des marcheurs. La simulation est initialisée avec un profil de température (i.e. de concentration) linéaire et est suivie dans le temps jusqu'à la stabilité du flux et du profil de température.

2.2.2. Calculs sondes

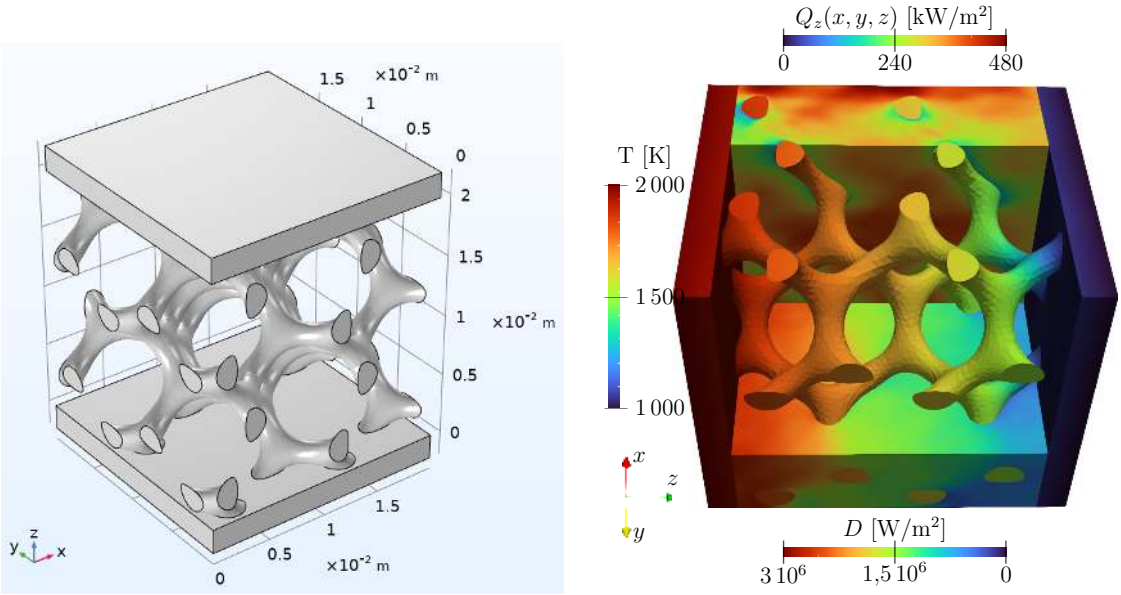
Les calculs présentés sont issus d'un modèle conducto-radiatif, reformulé en espace de chemins et probabilisé dans l'esprit des travaux de Feynman-Kac. La méthode de Monte Carlo utilisée pour la résolution numérique consiste alors à échantillonner la variable aléatoire représentant les chemins thermiques, en s'appuyant sur les travaux de réécriture des propagateurs en fonctions de Green de premier passage [13]. Dans le logiciel Stardis [14], l'ensemble de cette chaîne conduit notamment à pouvoir stocker les éléments suffisants sur un échantillon de chemin pour produire à coût zéro un modèle très rapide de simulation qui ne dégrade ni la physique initiale ni la complexité géométrique [15]. Compte tenu des écarts de température dans la configuration choisie pour cet article, la non-linéarité des transferts radiatifs entre surfaces de solides opaques est prise en compte par le logiciel Stardis d'après une méthode proposée dans la thèse de J.-M. Tregan [16]. Elle consiste à reformuler la probabilisation de la condition de Robin en incluant la non-linéarité dans l'expression des probabilités. Cette reformulation est rendue possible par l'utilisation de la technique des collisions nulles ainsi qu'une méthode de Picard modifiée.

3. Description du problème physique étudié

La géométrie du cas-test conduction-rayonnement proposé se base sur une surface TPMS (Triply Periodic Minimal Surface) de type gyroïde, décrite par l'équation suivante :

$$f(x,y,z) = \sin(2\pi x/L)\cos(2\pi y/L) + \sin(2\pi y/L)\cos(2\pi z/L) + \sin(2\pi z/L)\cos(2\pi x/L) - t$$

La surface $f(x, y, z) = 0$ constitue la frontière 2D séparant 2 domaines 3D : l'un opaque et conducteur (occupant 9.75%v du volume) et l'autre transparent et non conducteur (90.25%v). Le domaine opaque est décrit par $f(x, y, z) \geq 0$ avec $0 \leq x, y, z \leq 2L$, qui correspond à $2 \times 2 \times 2$ périodes de gyroïde ; le domaine transparent est le complémentaire ($f(x, y, z) < 0$). Les paramètres t and L sont respectivement fixés à 1.2 et 1 cm. Le domaine opaque-transparent obtenu est ensuite encapsulé entre 2 semelles 3D opaques constituées du même matériau que la gyroïde et dont l'épaisseur est de 2 mm (Figure 1 a)).La conductivité thermique du domaine opaque est fixée à 13 W/m/K, correspondant au SiC à 1500 K. L'émissivité des surfaces opaques est imposée à 0.85 (valeur indépendante de la longueur d'onde et de la direction).



a) Géométrie globale b) Champs 3D

Figure 1 : *Configuration géométrique incluant* $2 \times 2 \times 2$ *périodes de gyroïde* ($t = 1.2$) *enserrées entre 2 semelles, l'ensemble représentant le domaine opaque. Le fluide environnant (vide) est transparent.*

Ensuite, une expérience numérique de type plaque chaude gardée est retenue : des conditions aux limites de Dirichlet sont appliquées sur les surfaces externes de chacune des deux semelles (2000 K et 1000 K) tandis que les 4 faces latérales sont isolées thermiquement pour conserver l'ensemble du flux thermique dans le volume. Physiquement, les quatre faces latérales constitutives du domaine transparent sont parfaitement réflechissantes. Pour comparer les méthodes de résolution, les profils (i) de température moyenne, (ii) de flux conductif, (iii) de flux radiatif et (iv) de flux total sont fournis le long de l'axe z (cet axe étant perpendiculaire aux semelles). Intrinsèquement à la définition de ce problème de conduction-rayonnement, le flux total traversant la structure doit être constant et indépendant de z. Ainsi, dans la zone gyroïde, le flux total (somme des contributions conductive et radiative) doit être égal aux flux conductifs dans les semelles. A partir de la géométrie présentée à la Figure 1 a), un maillage surfacique au format `.stl` a été créé et partagé aux différents auteurs de l'article. Ce maillage surfacique constitue le point d'entrée de référence pour les sept équipes engagées dans cette intercomparaison.

4. Résultats et discussion

Les profils de température et de flux livrés par les différentes équipes sont représentés à la Figure 2. Les profils tracés correspondent à l'écart relatif entre les températures T_i obtenues après résolution du cas conduction-rayonnement, avec $i \in 1, ..., 7$ et les températures T_{cond} obtenues

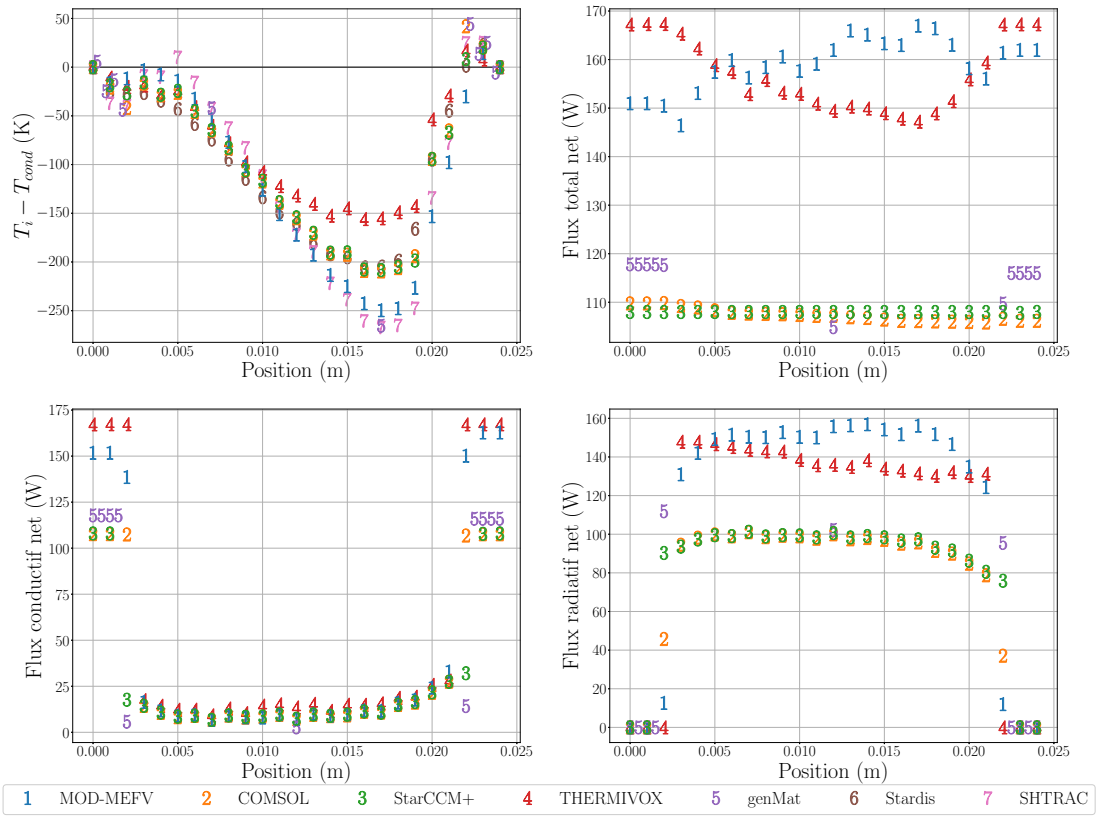


Figure 2 : *Profils (haut-gauche) des écarts relatifs entre les températures calculées dans le cas conduction-rayonnement (T_i , $i \in 1, ..., 7$) et les températures dans un cas conductif pur, (haut-droite) flux totaux nets, (bas-gauche) flux conductifs nets et (bas-droite) flux radiatifs nets pour les sept méthodes numériques. Les résultats donnés en fonction de la position selon l'axe z (Figure 1) sont moyennés sur le plan $x - y$, dans la phase solide pour les températures et le flux conductif, dans le vide pour le flux radiatif.*

par résolution d'un cas conductif pur. Les résultats des modèles académiques (MOD-MEFV, THERMIVOX, genMat, Stardis et SHTRAC) sont comparés à ceux issus des outils commerciaux (COMSOL, Star-CCM+). Ces derniers fournissent des résultats de référence grâce à leurs hypothèses et méthodes de résolution bien adaptées à la résolution de ce problème. Si les profils de température se superposent raisonnablement bien, en revanche les profils de flux montrent des différences assez sensibles ; en particulier, les flux totaux varient entre 103 et 167 W selon les équipes. Dans ce qui suit, on liste les possibles faiblesses et pistes d'amélioration des différentes approches.

La méthode MOD-MEFV permet de quantifier le champ de température $T(\cdot)$ dans la phase solide ainsi que les intensités radiatives $I(\cdot)$ dans la phase vide. Comme visible sur la Figure 1 b), la densité de flux radiative $D(x, y, z) = \int_{4\pi} I(x, y, z, \boldsymbol{u})\, \mathrm{d}\boldsymbol{u}$ ainsi que le flux intégré selon la direction $\boldsymbol{e}_z$, c'est-à-dire $Q_z(x, y, z) = \int_{4\pi} I(x, y, z, \boldsymbol{u})\, \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{e}_z\, \mathrm{d}\boldsymbol{u}$, peuvent être extraits à l'issue de la résolution. Les solveurs de conduction et de rayonnement ont été minutieusement validés via la méthode des solutions manufacturées (voir par exemple [1]) ; les erreurs associées à ces deux solveurs sont donc assurément très petites. En revanche, le calcul des échanges de

flux aux frontières solide/vide mériterait lui aussi d'être proprement validé et amélioré si besoin.

La méthode S2SR Hemicube (S2SR-H) utilisée dans COMSOL permet de calculer les températures et les flux conductifs, et la méthode S2SR de lancer de rayons (S2SR-R) permet de calculer les flux radiatifs et totaux. Les flux conductifs traversant les 2 semelles sont bien égaux (107.6 W), mais le flux total dans la zone gyroïde décroît légèrement de 110 à 106 W. Le flux total moyen dans cette zone est de 107.4 W, en très bon accord avec les flux conductifs dans les semelles. Finalement, notons que le profil de température issu du calcul S2SR-R (qui n'est pas presenté ici) diffère de seulement 0.28% de celui issu du calcul S2SR-H, avec un écart-type de 0.15%.

La modélisation THERMIVOX impose d'attribuer à chaque voxel les propriétés thermiques et radiatives du constituant qu'il contient, en l'occurrence la conductivité thermique et l'indice optique complexe. La conductivité thermique de la phase fluide a été fixée à 10^{-6} W/m/K afin d'empêcher la conduction dans cette phase. A la différence des autres équipes, la notion d'émissivité est utilisée uniquement au niveau des conditions aux limites du domaine de calcul. En effet, à l'intérieur du domaine, le flux radiatif échangé à l'interface de deux voxels de constituants différents est calculé via les luminances réfléchies et transmises à cette interface, et ce calcul repose sur le contraste d'indices optiques complexes. Dans cet exercice, pour modéliser les échanges radiatifs de surface à surface sans prendre en compte le contraste d'indices entre constituants, (i) la valeur 1 a été donnée à l'indice de réfraction de tous les voxels, (ii) la réflectivité d'un rayonnement incident sur une face depuis la phase fluide a été fixée à 0.15, et (iii) la réflectivité d'un rayonnement incident sur une face depuis la phase solide a été fixée à 0. Comme on peut le voir sur la figure 2 (figure en haut à droite), cette approximation n'assure pas une parfaite conservation du flux total.

L'approche genMat calcule un tenseur de conductivité thermique effective pour chaque bloc, puis suppose que chaque bloc est isotherme. La quantité de grandeurs calculées (températures et flux) dépend de la finesse de la discrétisation spatiale et des dimensions des blocs. Un compromis doit être trouvé concernant la taille des blocs : ils doivent être suffisamment grands pour être homogénéisables vis-à-vis de la conduction, mais pas trop afin que les rayons puissent les traverser et en sortir. Cette approche, tout-à-fait adaptée pour de grands volumes de milieux hétérogènes, l'est a priori moins pour des milieux non homogénéisables tels que celui de cette étude. Néanmoins, les résultats produits par genMat se superposent plutôt bien avec ceux des autres méthodes.

La méthode SHTRAC fait face à une limitation d'ordre théorique, à savoir la lente convergence (en $n^{-1/2}$) des calculs. Le profil de température tracé à la figure 2 (figure en haut à gauche) a cependant été obtenu avec un nombre assez faible de marcheurs ; les auteurs sont confiants sur le fait qu'un traitement plus approfondi du problème fournirait des résultats grandement améliorés.

Enfin, les calculs Monte Carlo exécutés par Stardis reposent sur le deuxième ordre de la méthode de Picard modifiée et permettent de capturer la non linéarité des échanges radiatifs. Les flux conductifs et radiatifs ne sont pas intégrés dans la version actuelle de Stardis et nécessiteraient des développements théoriques et numériques nouveaux.

5. Synthèse et perspectives

Sept équipes de recherche rattachées au GDR CNRS 2047 TAMARYS se sont associées pour participer à un exercice d'analyse comparée de leurs méthodologies, d'inspirations très

diverses, de résolution du couplage conduction-rayonnement au sein d'un milieu hétérogène non homogénéisable.

Cet exercice est un projet au long cours, et ses premiers résultats ont soulevé de nombreuses questions parmi les contributeurs qui vont continuer d'être examinées afin d'améliorer les différentes techniques de modélisation.

Références

[1] M. A. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau et Y. Favennec, High performance computation of the radiative transfer equation using the finite element method, *Journal of Computational Physics*, 360 :74–92 (2018) DOI :10.1016/j.jcp.2018.01.027

[2] M. A. Badri, P. Jolivet, B. Rousseau et Y. Favennec, Preconditioned Krylov subspace methods for solving radiative transfer problems with scattering and reflection, *Computer & Mathematics with Applications*, 77(6) :1453–1465 (2019) DOI :10.1016/j.camwa.2018.09.041

[3] P. Jolivet, M. A. Badri et Y. Favennec, Deterministic radiative transfer equation solver on unstructured tetrahedral meshes : Efficient assembly and preconditioning, *Journal of Computational Physics*, 437 :110313 (2021) DOI :10.1016/j.jcp.2021.110313

[4] S. Ouchtout, B. Rousseau et Y. Favennec, Finite element framework for modeling conducto-radiative transfers within heterogeneous media at both discrete and continuous scales, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 197 :123274 (2022) DOI :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123274

[5] Theory for Surface-to-Surface Radiation, pp. 258-278, COMSOL Multiphysics® v. 6.2., *Heat Transfer Module User's Guide*, `https://doc.comsol.com/6.2/doc/com.comsol.help.heat/HeatTransferModuleUsersGuide.pdf`

[6] Siemens Digital Industries Software, Simcenter STAR-CCM+, version 202X.Y, Siemens 202X.

[7] R. Siegel et J. R. Howell, Thermal Radiation Heat Transfer, Third Edition, Hemisphere Publishing Co, 1992.

[8] M. Niezgoda, D. Rochais, F. Enguehard, B. Rousseau et P. Echegut, Modeling heat transfer with porous multiconstituent materials, *J. Phys. : Conf. Ser.* 369 :012001 (2012) DOI :10.1088/1742-6596/369/1/012001.

[9] S. Guévelou, B. Rousseau, G. Domingues, J. Vicente et C. Caliot, Representative elementary volumes required to characterize the normal spectral emittance of silicon carbide foams used as volumetric solar absorbers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :118–129 (2016) DOI :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.069.

[10] A. Kumar, J. Vicente, J.-V. Daurelle, Y. Favennec et B. Rousseau, A numerical method based on domain decomposition to solve coupled conduction-radiation physics using parallel computing within large porous media, *J. Phys. : Conf. Ser.* 2116(1) :012057 (2021) DOI :10.1088/1742-6596/2116/1/012057.

[11] A. Kumar, J. Vicente, J.-V. Daurelle, Y. Favennec et B. Rousseau, A modified zonal method to solve coupled conduction-radiation physics within highly porous large scale digitized cellular porous materials, *Heat and Mass Transfer* (2023) DOI :10.1007/s00231-023-03341-3

[12] G. L. Vignoles, A hybrid random walk method for the simulation of coupled conduction and linearized radiation transfer at local scale in porous media with opaque solid phases, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :707-719 (2016), DOI :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.056.

[13] J.-M. Tregan et al., Coupling radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm : A general theoretical framework for linear situations, *PLoS ONE*, 18(4) :e0283681 (2023) DOI :10.1016/j.cpc.2023.108911.

[14] `https://www.meso-star.com/projects/stardis/stardis.html`

[15] L. Penazzi, S. Blanco, C. Caliot, C. Coustet, M. El Hafi, R. Fournier, J. Gautrais, A. Golijanek-Jędrzejczyk et M. Sans, Path integrals formulations leading to propagator evaluation for coupled linear physics in large geometric models, *ComPhy Journal*,294 :108911, DOI :10.1016/j.cpc.2023.108911.

[16] J.-M. Tregan, Thermique non-linéaire et Monte Carlo. Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (2020), `https://hal.science/tel-03266863`.

Remerciements

Léa Penazzi remercie le GDR CNRS 2047 TAMARYS pour le financement des 15 mois de son postdoctorat.

Partie III

Annexes

Liste des auteurs

A

Aatik, Manal . . . 117
Ach-Chakhar, Manal . . . 649
Adelard, Laetitia . . . 683
Adihou, Wilfrid C. . . . 787
Agbelele, Koffi Judicaël . . . 731
Ahachad, Mohammed . . . 53
Ait Moula, Soumaya . . . 253
Ait Saada, Mebrouk . . . 831
Akotegnon, Dieu-Donné . . . 787
Albin, Eric . . . 205
Allam, Hamza . . . 723
Allanic, Nadine . . . 567
Amiot, Baptiste . . . 487
Anxionnaz-Minvielle, Zoé . . . 707
Aouali, Abderezak . . . 279
Apaolaza-Pagoaga, Xabier . . . 101
Arenas-Leurent, Maxime . . . 779
Atchade, Luc A. . . . 787
Atmani, Lamiae . . . 575
Audoly, Vincent . . . 109
Azam, Marie-Hélène . . . 633, 779

B

Badet–Rialhe, Martin . . . 229
Badri, Mohd Afeef . . . 871
Bailleul, Jean-Luc . . . 583, 675, 755
Bailly, Yannick . . . 455
Balli, Mohamed . . . 253
Barakat, Israa . . . 205
Barbosa, Séverine . . . 101
Baris, Bulent . . . 117
Barrettapiana, Dorian . . . 535
Bascaules, Julie . . . 683
Basset, Simon . . . 763
Bataille, Françoise . . . 295
Batsale, Jean-Christophe . . . 805
Battaglia, Jean-Luc . . . 527, 543, 797
Baucour, Philippe . . . 261, 471
Ben Khalifa, Ghada . . . 61
Benoit, Alexandre . . . 165
Ben Taher, Mohamed Amine . . . 117
Berger, Julien . . . 513, 771
Berlioux, Baptiste . . . 487
Berrah, Lamia . . . 45, 165
Berro, Mohammad Jawad . . . 675
Bettinelli, Mickaël . . . 165
Blanco, Stéphane . . . 305, 395, 871
Bliard, Christophe . . . 683
Bois, Guillaume . . . 863
Bois, Mathilde . . . 763
Bompas, Jérémy . . . 431
Bonhomme, Marion . . . 633
Bonnet, Dimitri . . . 471
Bornert, Michel . . . 855
Bougeard, Daniel . . . 149, 447
Bourges, Coline . . . 551
Bouvenot, Jean-Baptiste . . . 5, 13, 667
Bouvier, Pascale . . . 447
Bozonnet, Emmanuel . . . 617
Brahami, Yacine . . . 157
Bregiroux, Damien . . . 839
Breteau, Antoine . . . 617
Briclot, Alexandre . . . 423
Bruant, Isabelle . . . 839
Brunetto, Gaetan . . . 305
Burgers, Ida . . . 527

C

Caillet, Hélène . . . 683
Caliot, Cyril . . . 871
Camus, Théophile . . . 331
Cangemi, Laurent . . . 387
Caous, Jean-Marie . . . 617
Carbonneau, Nathan . . . 379
Cedelle, Julie . . . 839
Chamagne, Didier . . . 471
Chamoun, Saba . . . 355
Champel, Bénédicte . . . 331, 763
Changizi, Farzaneh . . . 69
Charles, Michaël . . . 271
Chassain, Clément . . . 543
Chen, Ziyuan . . . 371
Cherry, Léa . . . 295

Chetehouna, Khaled 371, 847
Chevalier, Stéphane 321
Chikh, Salah 831
Chorak, Aicha 53
Chupin, Sylvain 871
Cioulachtjian, Serge 739
Cloet, David 559
Colinart, Thibaut 213, 691
Collignon, Romain 125
Corgier, David 165
Cosson, Lionel 699
Courtois, Elodie 575

D

Daoût, Cyril 871
Da Silva, David 141
Dauchet, Jérémi 871
Daurenjou, Vincent 347
Delaplace, Guillaume 707
De Larochelambert, Thierry 29, 455
Delasse, Chaimaa 633
De La Vauvre, Augustin 387
Delhote, Nicolas 271
Delobre, Etienne 855
Demasles, Hélène 125
De Melo Antunes, Mariana 527
De Paepe, Ward 431
De Wilde, Yannick 313
Djossou, Ayihaou Armand 731, 787
Draoui, Abdeslam 649
Du Cluzeau, Antoine 863
Dujardin, Nicolas 683
Duluc, Marie-Christine 823
Dumont, Antoine 237
Dumontaud, William 771
Dumoulin, Pierre 173
Dupleix, Anna 591, 699
Dupuy, Dorian 863
Duvaut, Thierry 271

E

Eibner, Simon 395, 871
El Assaad, Machhour 691
El Hafi, Mouna 395, 871
El Helou, Patrick 221
El Khoury, Laurice 723
El Rassy, Elissa 583
Enguehard, Franck 871
Eymet, Vincent 871

F

Fabiani, Titouan 173
Farges, Olivier 871
Fasquelle, Thomas 101
Favennec, Yann 387, 871
Feiullet, Vincent 505
Feldheim, Véronique 149, 237
Feng, Liqun 213
Fénot, Matthieu 339, 403
Ferrand, Martin 487
Figueiredo Pereira Da Silva Jr., Cristiano Henrique 535
Fitó-De-La-Cruz, Jaume 45, 165
Flamant, Gilles 295
Fohanno, Stéphane 355
Fortunat, Adjovi Alexandra 395, 871
Fossa, Marco 181
Fournier, Richard 305, 395, 871
Fraigneau, Yann 379
Fraisse, Gilles 559
François, Adrien 313
Frezzato, David 423
Fuentes, Adrien 213, 221

G

Gaillard, Léo 279
Ganswindt, Astrid 45, 141
Gasparin, Suelen 513
Gaunand, Clémence 313
Gavan, Valentin 141
Gbegbo, Crédo Aimé Ange-Marie Mahugnon 731
Geffroy, Pierre-Marie 279
Geslain, Edouard 287, 551
Ginestet, Stéphane 633
Giraud, Florine 37, 165, 363
Girault, Manuel 403, 591
Giroux-Julien, Stephanie 657
Glouannec, Patrick 221
Gradeck, Michel 763
Grigorova-Moutiers, Veneta 313
Grigorov, Emil 815
Groz, Marie-Marthe 805
Guernouti, Sihem 45, 141, 649
Guidi, Clotilde T. 787

H

Hamadi, Alaa 117
Hamdaoui, Ons 723
Hema, Cesaire 641
Hénaff, Héloïse 823
Henriot, Baptiste 271
Houngan, Comlan Aristide 731, 787

I

Ibos, Laurent 505, 683, 723

Ismail, Ali . . . 455

J

Jadal, Mariam . . . 253
Jehl, Dominique . . . 871
Jobic, Yann . . . 815
Jolivet, Pierre . . . 871
Joly, Frédéric . . . 599
Jonckheere, Brice . . . 471
Josien, Marc . . . 855
Joulain, Karl . . . 313
Jullien, Delphine . . . 591, 699
Junior, Osman . . . 45

K

Kadoch, Benjamin . . . 101, 771
Kastendeuch, Pierre . . . 633
Knikker, Ronnie . . . 487
Krachmalnicoff, Valentina . . . 313
Kusiak, Andrzej . . . 543, 797

L

Labat, Matthieu . . . 633
Labit, Jean-Marc . . . 823
Lahens, Thomas . . . 805
Laknizi, Azzeddine . . . 53
Lamaison, Nicolas . . . 197
Lamoot, Ludovic . . . 371, 847
Lanzetta, François . . . 261
Lapertot, Arnaud . . . 189
Largiller, Grégory . . . 747
Lasserre, Capucine . . . 125
Launay, Julien . . . 567
Lavalette, Anne . . . 591, 699
Lavieille, Pascal . . . 305
Le Berre, Rémi . . . 487
Le Bideau, Pascal . . . 221, 575
Leclef, Laurence . . . 37
Lecompte, Thibaut . . . 691
Leconte, Antoine . . . 245
Le Corre, Steven . . . 479
Lefèvre, Frédéric . . . 739
Le Gal La Salle, Eric . . . 675
Le Gall, Guillaume F.J. . . . 463
Le Masson, Philippe . . . 551
Lemelle, Anne-Geneviève . . . 197
Le Pierrès, Nolwenn . . . 85, 173
Le Reun, Adrien . . . 479
Le Roux, Diane . . . 213
Le Savoureux, Benjamin . . . 339
Letessier, Jordan . . . 321
Liémans, Benoit . . . 149
Lin, Qiao . . . 567
Lips, Stéphane . . . 37
Li, Simon . . . 747
Lomet, Aurore . . . 229
Loukil, Faiza . . . 165
Loulou, Tahar . . . 575
Lucas, Franck . . . 133
Luis Da Gama, Modesto José . . . 535
Lushnikova, Anna . . . 61
Lybaert, Paul . . . 237

M

M'Saouri El Bat, Adnane . . . 245, 649
Maalouf, Chadi . . . 683
Madec, Yannick . . . 567
Magueresse, Anthony . . . 213
Mahdaoui, Mustapha . . . 53
Maiga, Mahamadou . . . 93
Maire, Jérémie . . . 321
Malherbe, Lénaïc . . . 683
Mancaux, Jean-Marie . . . 521
Manescau, Brady . . . 371
Mantel, Dimitri . . . 471
Marc, Olivier . . . 683
Margeuret, Alexandre . . . 797
Mariotto, Mathieu . . . 331, 763
Martin, Nathan . . . 45
Martiré, Antoine . . . 403
Masson, Renaud . . . 855
Mateos Canseco, Alejandro . . . 797
Matry, Hugo . . . 633
Matteo, Laura . . . 109
Mauger, Gédéon . . . 109
Ménézo, Christophe . . . 61, 69, 181, 625
Michel, Benoit . . . 157
Miscevic, Marc . . . 305
Mohammadpour, Hamidreza . . . 657
Moreau, Florian . . . 347
Mortada, Mostafa . . . 505
Moufid, Fouad . . . 189
Mougenot, Louis . . . 261
Moussallem, Rita . . . 583, 755
Mousseau, Pierre . . . 567
Muller, Anouk . . . 77
Museau, Matthieu . . . 797
Musy, Marjorie . . . 633

N

N'Tsoukpoe, Kokouvi Edem . . . 93
N'Wuitcha, Kokou . . . 395
Nérot, Boris . . . 165, 229
Ni, Jianan . . . 599
Nisar, Hamza . . . 625
Noël, Hervé . . . 213

Noroozi, Mona 609

O

Olivès, Régis 521
Orlande, Helcio 513, 535, 551
Ouardouz, Mustapha 53
Ouvrier-Bonnaz, Ophélie 245
Ozene, Valery 527

P

Pabiou, Hervé 487
Pacheco, César 513
Pailha, Mickael 559
Palma, Marta 423
Pannier, Marie-Lise 723
Paran, Axel 157
Penazzi, Léa 395, 871
Perin, Thibault 723
Perrin, Mickaël 455
Petit, Johann 839
Peyrol, Eric 657
Pham, Quynh Trang 707
Pham, Van Kha 85
Phan, Hai Trieu 85
Pierre, Thomas 287, 551
Plantec, Yohan 691
Popa, Catalin 355
Pouvreau, Cédric 287
Preisner, Juliana 675
Py, Xavier 253

Q

Quéméner, Olivier 599

R

Rambure, Nicolas 439
Ramousse, Julien 45, 141, 165, 229, 463
Randrianalisoa, Jaona Harifidy 271, 423
Raybaud, Perceval 133
Rendu, Manon 715
Reneaume, Jean-Michel 197
Reulet, Philippe 497
Revellin, Rémi 157
Rhazi, Oume-Lgheit 487
Richermoz, Nathan 707
Rigollet, Fabrice 871
Robinet, Antonin 847
Rochais, Denis 871
Rodler, Auline 45, 141, 633, 657
Romagnoli, Davide 181
Romani, Zaid 649
Rongier, Clément 439
Rosso, Judy 747
Rouizi, Yassine 599
Rousseau, Benoît 279, 387, 871
Roy, Jean-Claude 455
Rozembaum, Olivier 699
Ruffio, Emmanuel 543, 591, 699
Russeil, Serge 149, 447

S

Sabri, Soulaimane 53
Saidani, Baraa 839
Salagnac, Patrick 617, 715
Salah, Mehdi 213
Salort, Julien 379
Sanglard, Bastien 101
Sanjivy, Kanhan 133
Santamouris, Mattheos 625
Sartre, Valérie 739
Saury, Didier 347
Sellami, Ilyas 371, 847
Sergent, Anne 379
Serra, Sylvain 197
Sesmat, Alexis 261
Seyve, Yoann 739
Simonetto, Fabio 423
Sobotka, Vincent 755
Sommier, Alain 805
Somrani, Oumayma 411
Soto, Jérôme 253
Sterna, Léo 331
Storti, Bruno 479
Stouffs, Pascal 21
Striegel, Lucas 13
Stutz, Benoît 37, 363

T

Tadrist, Lounès 831
Tantot, Olivier 271
Tauveron, Nicolas 109
Tecchio, Cassiano 823
Tezza, Andrea 423
Thebault, Martin 69, 181, 463
Timchenko, Victoria 657
Tochon, Patrice 173
Topin, Frédéric 395, 747, 815
Touoyem Talla, Jesse Allens 271
Toutant, Adrien 863

V

Vaglio-Gaudard, Claire 109
Vasset, Nicolas 197
Veca, Morgane 497
Vernier, Joseph 487
Videau, Jean-Baptiste 141
Villeneuve, François 797

Visse, Sébastien 189
Vuillon, Laurent 229

W

Walther, Edouard 13, 779
Wassermann, Anthony 471
Winkler, Jean-Gabriel 245
Woloszyn, Monika 609

X

Xin, Shihe 205

Y

Yahiat, Feriel 447

Z

Zalewski, Laurent 559
Zghal, Jihed 839
Zibouche, Kamel 505