

THERMIQUE ET MIX ENERGÉTIQUE

FRANÇOIS LANZETTA
PHILIPPE BAUCOUR, SYLVIE BÉGOT, VALÉRIE LEPILLER

ANNALES

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2020

9 – 12 JUIN 2020
BELFORT

ORGANISÉ PAR

INSTITUT FEMTO-ST, UNIV. BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ, CNRS
DÉPARTEMENT ENERGIE
BELFORT

Première partie

Préface

Parrainage

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2020, organisé par l'Institut FEMTO-ST département Energie à Belfort a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

Université de Franche-Comté

1 rue Claude Goudimel
25030 Besançon Cedex
www.univ-fcomte.fr



CNRS

3 rue Michel-Ange
75794 Paris Cedex 16
www.cnrs.fr



Comue Université Bourgogne Franche-Comté

32, avenue de l'observatoire
25000 Besançon
www.ubfc.fr



Institut FEMTO-ST

15B avenue des Montboucons
25030 Besançon cedex
www.femto-st.fr



Fédération de recherche FCLAB

Rue Thierry Mieg
F-90010 Belfort
www.fclab.fr



Ecole Universitaire de Recherche EIPHI

32 avenue de l'Observatoire
25044 Besançon Cedex
<https://gradschool.eiphi.univ-bfc.fr>



ANR-17-EURE-0002

UFR Sciences Techniques et Gestion de l'Industrie

4 Place Tharradin

BP 71427

25211 Montbéliard Cedex

<http://stgi.univ-fcomte.fr>



IUT Belfort-Montbéliard

19 av. du Maréchal Juin

BP 527

90016 Belfort cedex

www.iut-bm.univ-fcomte.fr



Université de Technologie de Belfort Montbéliard

Techn'Hom

13 rue Thierry Mieg

90000 Belfort

www.utbm.fr



Région Bourgogne Franche-Comté

Hôtel de Région

4 sq Castan, CS 51857

25031 Besançon Cedex

www.bourgognefranche-comte.fr



Conseil départemental du Territoire de Belfort

6 Place de la Révolution française

90020 Belfort cedex

www.territoiredebelfort.fr



Ville de Belfort

Mairie de Belfort

Place d'Armes

90000 Belfort

www.belfort.fr



Comité d'organisation

Équipe locale

Le congrès de la SFT 2020¹ n'ayant pas pu se tenir cette année, les personnels des équipes de recherche THERMIE et SHARPAC du département Energie² de l'Institut FEMTO-ST et de la fédération de recherche FCLAB³ vous donnent rendez-vous l'année prochaine.

Président :	François Lanzetta
Comité scientifique :	Philippe Baucour, Sylvie Bégot, Valérie Lepiller
Secrétariat et organisation locale :	Isabelle Christen, Karine Diez
Support Informatique :	Jean-Michel Carirand, Jérôme Rabouille
Support Web :	Audrey Dupuis de la société Insight-Outside ⁴

Comité Scientifique de la SFT

Christophe Le Niliot (président)	IUSTI, Marseille	Nadine Allanic	GEPEA, Nantes
Jérôme Bellettre	LTeN, Nantes	Jocelyn Bonjour	CETHIL, Lyon
Didier Delaunay	LTeN, Nantes	Bernard Desmet	LAMIH, Valenciennes
Stéphane Gibout	LATEP, Pau	Patrick Glouannec	LIMATB, Lorient
Michel Gradeck	LEMTA, Nancy	Souad Harmand	LAMIH, Valenciennes
Christophe Journeau	CEA, Cadarache	Joël Lallier	THALES, Elancourt
François Lanzetta	FEMTO-ST, Belfort	Najib Laraqi	LTIE, Ville d'Avray
Philippe Le Masson	LIMATB, Lorient	Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Céline Morin	LAMIH, Valenciennes	Michel Pons	LIMSI, Orsay
Fabrice Rigollet	IUSTI, Marseille	Benoît Rousseau	LTeN, Nantes
Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle	Didier Saury	Pprime, Poitiers
Franck Vouzelaud	THALES, Elancourt		
Fabrice Laturelle	Ariane Group, Saint Médard en Jalles		

1. www.congres-sft.fr/2020/

2. www.femto-st.fr/fr/Departements-de-recherche/ENERGIE/Presentation

3. www.fclab.fr/

4. www.insight-outside.fr/



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.

Nadine Allanic	Vincent Ayel	Jean-Luc Bailleul
Francoise Bataille	Jean-Christophe Batsale	Philippe Baucour
Jean-Gabriel Bauzin	Jean-Pierre Bedecarrats	Sylvie Bégot
Jérôme Bellettre	André Bergeron	Jean Jacques Bezian
Pascal Le Bideau	Nicolas Blet	Jean-Luc Bodnar
Rodolphe Bolot	Jocelyn Bonjour	Dimitri Bonnet
Daniel Bougeard	Pascale Bouvier	Nicolas Boyard
Cyril Caliot	Cathy Castelain	Didier Chamagne
Victorin Chegnimonhan	Xavier Chesneau	Eric Chénier
Jean-François Cornet	Bénédicte Cuenot	Franck David
Alain Degiovanni	Eric Delacourt	Fabien Delaleux
Didier Delaunay	Agnès Andrée Delmas	Philippe Désévaux
Bernard Desmet	David Donjat	Eva Dorignac
Marie-Christine Duluc	Jean-Pierre Dumas	Jean Dumoulin
Jean Félix Durastanti	François Durier	Claude-Gilles Dussap
Michel Feidt	Véronique Feldheim	Stéphane Fohanno
Jean-Pierre Fradin	Gilles Fraisse	Jean-Laurent Gardarein
Bertrand Garnier	Jonathan Gaspar	Rémi Gautier
Eric Gavignet	Stéphane Gibout	Rémi Gilblas
Florine Giraud	Patrick Glouannec	Michel Gradeck
Xiaofeng Guo	Philippe Haberschill	Jean-Luc Harion
Michel Havet	Jean-François Henry	Jean-François Hetet
Nicolas Horny	Nicolas Huc	Laurent Ibos
Patrice Joubert	Christophe Journeau	Mohammed Lachi
Stéphanie Lacour	Sylvain Lalot	François Lanzetta
Najib Laraqi	Bérangère Lartigue	Guillaume Layes
Yves Lecointe	Damien Lecointe	Thierry Lemenand
Renan Leon	Valérie Lepiller	Tahar Loulou
Denis Maillet	Stéphane Le Masson	Philippe Le Masson
Damien Meresse	Johann Meulemans	Ghislain Michaux
Mohammed Mobtil	Marie-Catherine Mojtabi	Céline Morin
Pierre Mousseau	Christophe Le Niliot	Yacine Aït Oumeziane
Jacques Padet	Ward De Paepe	Julien Pellé
Laetitia Perez	Benjamin Piaud	Thomas Pierre
Nolwenn Le Pierrès	Vincent Platel	Jean-Pierre Ploteau
Michel Pons	Catalin Popa	Hervé Pron
Julien Ramousse	Refat Razouk	Mourad Rebay
Jean-Michel Reneaume	Philippe Reulet	Fabrice Rigollet

Simon Rouchier	Yassine Rouizi	Sébastien Rouquette
Stéphane Roux	Jean-Claude Roy	Serge Russeil
Jean-François Sacadura	Mohamed Sadli	Patrick Salagnac
Didier Saury	Vincent Schick	Thierry Schuller
Alain Sempey	Anne Sergent	Sylvain Serra
Monica Siroux	Vincent Sobotka	Jérôme Soto
Pascal Stouffs	Benoit Stutz	Lounès Tadrict
Jules Voguelin Simo Tala	Cédric Thiebaut	Karim Touati
Adrien Toutant	Nathalie Trannoy	Brice Tremeac
Benoit Trouette	Marielle Varenne-Pellegrini	Etienne Videcoq
Gerard Vignoles	Franck Vouzelaud	Marc Wagner
Etienne Wurtz	Belkacem Zeghmati	

Le mot du comité d'organisation

Compte tenu de la situation exceptionnelle causée par l'épidémie de Coronavirus (covid 19), le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique, en étroite collaboration avec le Comité d'Organisation et le Conseil Scientifique de la conférence, ont décidé d'annuler le 28^e Congrès français de thermique du 9 au 12 juin 2020 à Belfort sur le thème THERMIQUE et MIX ENERGIE-TIQUE.

Cependant, le travail scientifique d'évaluation des articles soumis s'est poursuivi. Nous avons ainsi reçu 156 propositions de résumés. 116 textes complets ont été proposés à l'expertise et 95 communications ont été finalement acceptées pour publication dans les Annales du congrès annuel de la SFT 2020. 40 communications avaient été retenues pour être présentées sous forme d'affiche uniquement. L'ensemble des travaux représente un total de 340 expertises.

Les 95 communications acceptées pour publication dans les Annales bénéficient dorénavant d'un DOI. Elles font ainsi l'objet de deux tomes ainsi que d'une publication sur le site internet de la Société Française de Thermique.

Le Prix Biot-Fourier ne pouvant être attribué cette année, le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique a classé 7 communications qui ont été proposées pour publication dans la revue Entropie : thermodynamique – énergie – environnement – économie (ISTE).

Le Comité d'Organisation du congrès remercie très sincèrement le Conseil d'Administration et le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique pour leur soutien renouvelé et leur confiance dans l'organisation du 29^e congrès qui aura lieu à Belfort du 1^{er} au 4 juin 2021 sur le thème THERMIQUE et MIX ENERGETIQUE. Nous vous donnons donc rendez-vous en 2021.

François Lanzetta

Philippe Baucour, Sylvie Bégot et Valérie Lepiller

Prix Biot-Fourier

Sept contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier. Les nominés sont en mis en valeur en étant soulignés ci-dessous.

Tests a posteriori de modèles de sous-maillages dans un écoulement en canal plan à haut nombre de Reynolds et soumis à un fort flux de chaleur

Martin David^{1,*}, Adrien Toutant¹, Françoise Bataille¹

* ✉ : martin.david@promes.cnrs.fr

¹ CNRS PROMES

Mots clés : Simulation numérique directe, Simulation des grandes échelles, Mécanique des fluides numérique, Turbulence, Transferts thermiques

(Cf. page [425](#))

Fusion d'une solution d'urée dans une cavité parallélépipédique

Zejun Hu², Arnaud Grados³, Dominique Gobin⁴, Laurent Royon¹

* ✉ : laurent.royon@univ-paris-diderot.fr

¹ L.I.E.D université Paris Diderot

² M.S.C. université Paris Diderot & Plastic Omnium

³ M.S.C. université Paris Diderot

⁴ CentralSupélec

Mots clés : Fusion, simulation numérique, convection naturelle

(Cf. page [309](#))

Mesures LIF résolues dans le temps de la température et de l'épaisseur d'un film liquide à instabilités de surface ruisselant sur une paroi inclinée chauffée

Romain Collignon^{1,*}, Guillaume Castanet¹, Ophélie Caballina¹, Fabrice Lemoine¹

* ✉ : romain.collignon@univ-lorraine.fr

¹ LEMTA - UMR 7563 (CNRS-UDL)

Mots clés : Transferts de chaleur, Fluorescence induite par laser, Film mince

(Cf. page [507](#))

Ablation d'un bloc de glace transparente impacté par un jet d'eau chaude – Application à la sûreté des RNR-Na

Alexandre Lecoanet¹, Nicolas Rimbart², Frédéric Payot³, Michel Gradeck²

* ✉ : alexandre.lecoanet@univ-lorraine.fr

¹ CEA, DEN, Cadarache, DTN, SMTA, LEAG, F-13108, Saint-Paul-Lez-Durance, France / Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000, Nancy, France

² Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000, Nancy, France

³ CEA, DEN, Cadarache, DTN, SMTA, LEAG, F-13108, Saint-Paul-Lez-Durance, France

Mots clés : Changement de phase ; ablation ; Interaction corium structure ; Interaction liquide solide ; fonte ; corium ; récupérateur de corium ; Jet ; Jet axisymétrique ; sûreté nucléaire

(Cf. page [325](#))

In situ measurement of heat transfer coefficient on a building wall surface : h-measurement device based on a harmonic excitation

Adrien François^{1,*}, Laurent Ibos¹, Vincent Feuillet¹, Johann Meulemans²

* ✉ : adrien.francois@u-pec.fr

¹ CERTES (UPEC)

² Saint Gobain Research Paris

Mots clés : heat transfer coefficient, building, in situ, harmonic

(Cf. page [671](#))

Validité du modèle macroscopique de saut du flux de chaleur conductif à la paroi pour un écoulement de gaz dans une micro-conduite

Dahia Chibouti^{1,*}, Benoît Trouette¹, Eric Chénier¹

* ✉ : dahia.chibouti@u-pem.fr

¹ Université Paris Est Marne-la-Vallée, MSME UMR 8208 CNRS

Mots clés : transferts thermiques, micro-conduites, gaz raréfié

(Cf. page [283](#))

Dispositif de mesure de la conductivité thermique effective longitudinale de torons adapté à différents degrés de carbonisation

Baptiste Bouyer^{1,*}, Xavier Tardif², Célia Mercader³, Didier Delaunay⁴

* ✉ : baptiste.bouyer@univ-nantes.fr

¹ Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN) et IRT Jules Verne

² IRT Jules Verne

³ Plateforme CANOE

⁴ Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN)

Mots clés : fibres de carbone, carbonisation, propriétés thermiques, caractérisation

(Cf. page [45](#))

Table des matières

I Préface	iii
Parrainage	v
Comité d'organisation	vii
Liste des relecteurs	ix
Le mot du comité d'organisation	xi
Prix Biot-Fourier	xiii
Table des matières	xv
II Textes complets	1
Tome 1	3
1 Conduction - Thermocinétique	3
Étude de l'évolution du front de glace d'une goutte d'eau impactant une surface sous-refroidie : comparaison entre simulation et expériences	5
Caractérisation thermique de couches minces par une méthode opto-électrothermique : étude de l'influence des biais et des non-idéalités expérimentales.	13
Thermal metrology of water sensitive materials : experimental and theoretical approaches	21
Etude comparative de l'échauffement dans un toron de 12 fils pour 3 dispositions données	29
Caractérisation du champ thermique au sein des particules micrométriques soumises à un échange convectif pariétal lors de la fabrication additive par projection à froid. . . .	37
Dispositif de mesure de la conductivité thermique effective longitudinale de torons adapté à différents degrés de carbonisation	45
Influence de la teneur en eau sur les propriétés thermophysiques des bois Pterocarpus et d'Azelia	53
2 Convection naturelle, mixte et forcée	61
Effet du champ magnétique sur la convection naturelle du nanofluide (Al_2O_3 - eau) à propriétés variables dans une enceinte annulaire	63

Simulation numérique des échanges convectifs locaux entre un jet d'air cylindrique isotherme et un cylindre chauffé	71
Etude expérimentale de la dynamique d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un bloc partiellement chauffé.	79
Simulation numérique du refroidissement d'un composant électronique : effet de l'angle d'inclinaison	87
Intensification passive des transferts thermiques dans les capteurs solaires plans par manipulation de l'écoulement dans les tubes caloporteurs	95
Turbulence développée dans le Grand Taylor-Couette Thermique	103
3 Conversion de l'énergie	111
Effet de courant de charge et décharge sur l'augmentation de la température d'une batterie lithium-ion	113
Détermination expérimentale des indicateurs de performance des systèmes de climatisation individuels en environnements contrôlés	121
Simulation and parametric study on a Beta-type Stirling refrigerating machine	129
Optimisations énergétique et exergétique de la conception d'un système de valorisation de chaleur fatale industrielle basse température sur réseau de chaleur	137
Stockage thermique latent pour la récupération de chaleur fatale (120 - 160°C) : stabilité des matériaux	145
Modélisation dynamique « intracycle » d'un moteur à air chaud ERICSSON à piston liquide	153
Etude expérimentale d'une machine Stirling destinée à une application automobile	161
La chaleur et le froid dans la transition énergétique	169
Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un moteur à apport de chaleur externe de type Ericsson.	177
Modèle thermique pour l'étude de l'effet magnétocalorique d'une plaque de gadolinium – comparaison expérimentale	185
Modélisation et Simulation d'un Cycle de Rankine Organique pour de la récupération de chaleur perdue sur du liquide de refroidissement de moteur de camion	193
Modélisation thermique de la pyrolyse des boues des eaux usées issues des moulins à huile pour la production de bio-huiles	203
4 Echangeurs	211
Conception et modélisation numérique d'un générateur à plaques et films tombants pour la production de froid dans une machine à absorption eau-ammoniac	213
Analyse théorique et expérimentale d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises	221
Caractérisation d'un micro-échangeur de chaleur implanté dans un régénérateur magnétocalorique	229
5 Hautes températures, hauts flux	237
Mesure de tension de surface de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique	239
Eco-Stock® - Solution de stockage de la chaleur compétitive : Etude de la robustesse	247

Nouveaux matériaux avancés pour le stockage thermique hautes températures : cas du péritectique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$	255
Mesure de Température dans les Flammes par Thermo-Spectroscopie Infrarouge	263
6 Micro et nanothermique	271
The effect of sharp-edge acoustic streaming on mixing in a microchannel	273
Validité du modèle macroscopique de saut du flux de chaleur conductif à la paroi pour un écoulement de gaz dans une micro-conduite	283
7 Milieux polyphasiques	291
Refroidissement passif de centre de données : étude expérimentale d'une boucle thermosiphon avec matériau à changement de phase	293
Thermal Performance of Flat Plate Pulsating Heat Pipe Using Aqueous Alcohol Solutions .	301
Fusion d'une solution d'urée dans une cavité parallépipédique	309
Vers un usage du Xylitol surfondu pour le stockage d'énergie thermique saisonnier	317
Étude du percement par fusion d'une paroi solide impactée par un jet liquide axisymétrique	325
Etude du refroidissement d'une zone représentative d'un assemblage de cœur de REP . .	333
Vaporisation de l'eau à pression sub-atmosphérique : dynamique de croissance et d'éclatement de bulles dans un échangeur à plaques	341
Modélisation individu centré de la condensation en goutte	349
Caractérisation du comportement thermique des batteries Li-ion en vue d'une gestion optimale passive	357
Modélisation et simulation numérique de l'étalement d'un fluide dense et à haute température	365
8 Milieux poreux	373
Etude expérimentale et modélisation thermomécanique du frittage de l'alumine	375
Séchage de copeaux de bois et de bagasse : comparaison expérimentale et numérique . .	383
Modélisation d'un compresseur à hydrogène par adsorption / désorption cyclique sur charbon actif	391
Optimisation topologique par algorithmes génétiques appliquée aux échangeurs de chaleur	399
Développement d'un isolant thermique ligno-cellulosique et identification de ses propriétés thermo-physiques	407
Tome 2	415
9 Modélisation et simulation numérique	415
Modélisation de l'admission à travers une soupape inverse	417
Tests a posteriori de modèles de sous-maillages dans un écoulement en canal plan à haut nombre de Reynolds et soumis à un fort flux de chaleur	425
Analyse énergétique et exergoéconomique d'un nouveau système solaire combiné (ORC - Système frigorifique à éjection)	433

Phénomènes et régimes d'écoulement supersonique qui gouvernent la fabrication additive par projection à froid.	441
Simulation numérique de l'écoulement dans un éjecteur supersonique	449
Identifications par modèles réduits des propriétés thermiques de matériaux fortement hétérogènes	457
Modèle analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime permanent	465
Modélisation et simulation par exploration statistique de chemins thermiques dans un empilement magnétique refroidi par des caloducs.	473
Etude des performances thermiques et dynamiques d'un écoulement de nano-fluides dans une conduite cylindrique	481
Modélisation et simulation numérique de l'ablation laser nanoseconde	489
10 Métrologie et Techniques Inverses	497
Instrumentation et caractérisation des propriétés hygrothermiques d'une paroi en béton cellulaire	499
Etude expérimentale du transfert de chaleur dans des films liquides ruisselants instables .	507
Mise en œuvre d'une méthode d'inversion pour la détermination de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié dans le cadre de l'expérience PRESTO	517
Détection d'encrassement au sein d'échangeurs à plaques et ailettes brasées à partir de modèles ARX	525
Estimation de la source de chaleur équivalente lors de la déposition d'un fil en acier inoxydable 316L par le procédé Metal Inert Gas – Cold Metal Transfer : application à la simulation thermique de la fabrication additive.	533
Caractérisation des coefficients de dispersion thermique de mousse céramique de type SiC à température ambiante.	541
11 Piles à combustible et Hydrogène-énergie	549
Cogénération, trigénération et gestion de l'énergie des systèmes stationnaires à base de piles à combustible. Etat de l'art.	551
12 Rayonnement	559
Construction de modèles d'ordre faible linéaires paramétriques basés sur un modèle conducto-radiatif 2D axisymétrique instationnaire par la méthode d'identification modale	561
Réduction modale adaptée à la simulation thermique avec rayonnement : Application à une pièce dans un four industriel	569
Monte Carlo et sensibilité géométrique, modèle de transport de sensibilité	577
Enhanced Wide-band Infrared Absorptivity of Black Silicon	585
Modélisation réduite locale des transferts radiatifs dans un Tokamak par une méthode hiérarchique basée sur les facteurs de Gebhart	595
Étude comparative de quatre méthodes statistiques pour l'estimation conjointe de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale	603
Refroidissement radiatif en laboratoire pour rosée naturelle	613

13 Thermique de l'habitat	621
Identifiabilité des performances thermiques d'une façade-test soumise à des conditions climatiques réelles	623
Etude expérimentale des performances thermiques d'une paroi ventilée bioclimatique	631
Optimisation multicritère d'un système de production d'eau chaude sanitaire	639
Suivi in situ du comportement hygrothermique d'un édifice patrimonial	647
Consommations électriques et îlots de chaleur urbains : application à la ville de Paris	655
Etude numérique d'un récupérateur d'eau de pluie géothermique	663
In situ measurement of heat transfer coefficient on a building wall surface : h-measurement device based on a harmonic excitation	671
Experimental works with new prototype for measuring thermal resistance of building walls	679
Amélioration du confort thermique des bâtiments par utilisation de l'inertie thermique des composites argile-paille de chiendent	687
Étude et analyse du comportement thermo-hygrométrique d'enveloppes innovantes pour bâtiments résilients au changement climatique	695
Study of thermal and mechanical properties of cement-based composites reinforced with vegetal sponge wastes and silica fume	703
Sensibilité de la diffusivité thermique d'échantillons d'argiles cuites ou crues de différentes provenances	711
14 Thermique de la mise en forme et des assemblages	719
Heat transfer simulation for continuous Laser and GTA welding of 22MnB5 steel thin structure	721
Effets thermiques des oxydes au cours de la mise en forme à haute température de roues pour le ferroviaire	729
Instabilités à forte vitesse de déformation lors de collisions balistiques en soudage par impact et conséquences structurales et thermomécaniques.	737
Simulation numérique du soudage laser : application à l'assemblage Ti_6Al_4V / 316L avec insert en vanadium	745
15 Thermographie	755
Estimation de diagrammes de phases de systèmes binaires par thermographie infrarouge	757
Thermographie passive appliquée à la détection de délaminations dans les pales d'éoliennes	765
16 Transferts inter-faciaux solides	773
Etude de la cinétique d'adsorption du couple silica gel/eau par une approche innovante basée sur l'analyse spectrale	775
17 Transferts thermiques et Combustion	783
Caractérisation du refroidissement des parois d'une chambre de combustion par multiperforations avec angle de dérapage	785
Modélisation des transferts thermiques pariétaux et de la distance de coincement dans une chambre de combustion à volume constant	793

Simulation aux grandes échelles de la combustion diluée dans un four de 30kW 801

III Annexes 809

Liste des auteurs 811

Deuxième partie

Textes complets

Thème 1

Conduction - Thermocinétique

Étude de l'évolution du front de glace d'une goutte d'eau impactant une surface sous-refroidie : comparaison entre simulation et expériences	5
Caractérisation thermique de couches minces par une méthode opto-électrothermique : étude de l'influence des biais et des non-idéalités expérimentales.	13
Thermal metrology of water sensitive materials : experimental and theoretical approaches	21
Etude comparative de l'échauffement dans un toron de 12 fils pour 3 dispositions données	29
Caractérisation du champ thermique au sein des particules micrométriques soumises à un échange convectif pariétal lors de la fabrication additive par projection à froid.	37
Dispositif de mesure de la conductivité thermique effective longitudinale de torons adapté à différents degrés de carbonisation	45
Influence de la teneur en eau sur les propriétés thermophysiques des bois Pterocarpus et d'Azelia	53

Étude de l'évolution du front de glace d'une goutte d'eau impactant une surface sous-refroidie : comparaison entre simulations et expériences

Study of the ice front evolution in a droplet impinging on a cold substrate : Comparisons between simulation and experimental data.

Mehdi STITI¹, Guillaume CASTANET¹, Alexandre LABERGUE¹, Fabrice LEMOINE¹

¹Laboratoire Énergies Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, CNRS

2 avenue de la forêt de Haye – 54518 Vandœuvre-lès-Nancy.

*(auteur correspondant : mehdi.stiti@univ-lorraine.fr)

Résumé - Un dispositif expérimental a été mis en place pour permettre l'étude du front de solidification d'une goutte impactant une surface froide. L'utilisation de la Fluorescence Induite par Laser permet d'obtenir des informations sur l'évolution du front de solidification horizontal dans une goutte au cours du temps. Une reconstruction d'images couplant deux caméras (vue de côté et vue par-dessus) permet de tenir compte de la déformation de la goutte durant sa solidification. Ces mesures permettent de valider les hypothèses de front de solidification sphérique.

Mots-clés : Impact ; Fluorescence Induite par Laser ; Solidification ; Expérimental ; Simulation.

Abstract - An experimental setup is implemented in order to study the solidification of a drop impinging a cold substrate. The use of the Laser Induced Fluorescence provides information on the evolution of the horizontal solidification front in a drop over time. A reconstruction of images linking two cameras (side view and top view) allows taking into account the deformation of the drop during its solidification. These measurements allow validation of spherical solidification front assumptions

Keywords: Impact; Laser Induced fluorescence; Solidification; Experimental; Simulation.

Nomenclature

c	Concentration, mol.L ⁻¹	σ	tension superficielle, N.m ⁻¹
F	Facteur de transformation	λ	Longueur d'onde, m
h	Hauteur, m	ϕ	rendement de fluorescence
I_f	Intensité de fluorescence		
k	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹		
R	Rayon, m		
t	Temps, s		
T	Température, °C		
u	Vitesse, m.s ⁻¹		
V	Volume, m ³		
			<i>Indices et exposants</i>
		m	Fusion
		L	Liquide
		I	Glace
		s	substrat
		cw	Parois froide

Symboles grecs

ρ Masse volumique, kg.m⁻³

Nombre adimensionnelle

We Nombre de Weber

1. Introduction

Pendant leur vol, les avions peuvent rencontrer des conditions de givrage pouvant engendrer de graves dangers. Les conditions de givrage sont caractérisées par la présence d'eau sur-fondue responsable de l'accumulation de glace sur les surfaces des avions réduisant ainsi les performances de vol [1]. Il est indispensable de comprendre les mécanismes de solidification d'une goutte [2][3][4] [5], afin de concevoir des surfaces pouvant réduire les effets du givrage.

2. Étude expérimentale

Cette section décrit l'approche expérimentale mise en œuvre pour reconstruire l'évolution du front de glace à l'intérieur d'une goutte impactant une surface solide sous-refroidie. La méthode de mesure repose sur la Fluorescence Induite par Laser (LIF). Le principe de la LIF consiste à dissoudre un colorant fluorescent dans l'eau. De récentes recherches [6] ont mis en évidence que la fluorescence en phase liquide est supérieure à celle en phase solide. Le signal de fluorescence en phase solide est donc négligeable devant celui en phase liquide. En conséquence, une mesure de la dynamique de solidification est possible.

2.1. Dispositif expérimental

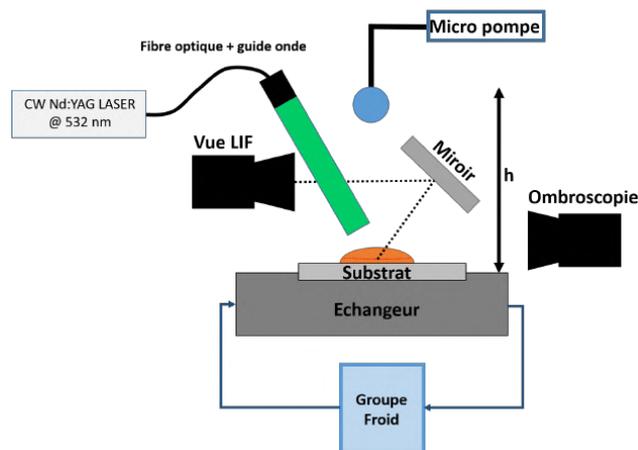


Figure 1 : Dispositif expérimental

Une goutte impacte une surface froide dont la température est contrôlée à l'aide d'un échangeur. Dans cet article, seuls des impacts sur une surface en duralumin seront présentés, même si la nature de cette dernière peut être modifiée afin d'observer l'effet de la surface sur le phénomène de solidification. Les propriétés thermiques du duralumin ainsi que de l'eau sont présentées dans le Tableau 2.1.

	ρ [$kg.m^{-3}$]	k [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	C_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	D [$m^2.s^{-1}$]	e [$J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-1/2}$]
Duralumin	2700	145	897	$0,6 \times 10^{-5}$	$1,9 \times 10^4$
Eau (20 °C)	1000	0,6	4180	$1,5 \times 10^{-7}$	$1,6 \times 10^3$
Glace (0 °C)	917	2.2	2050	$1,2 \times 10^{-6}$	2×10^3

Tableau 2.1 : Propriétés thermophysique des substrats et de l'eau

Comme décrit en Figure 1, la goutte (diamètre $2,6 \text{ mm}$) se détache d'une seringue de $400 \mu\text{m}$ de diamètre lorsque la tension de surface qui la maintient au contact de la paroi ne permet plus de compenser son poids. Le détachement se produit donc pour un diamètre de goutte de $2,6 \text{ mm}$. La vitesse d'impact (u) de la goutte en chute libre dans l'air augmente avec la distance h_{chute} entre le substrat et la seringue. Ce qui rend possible un contrôle de la dynamique d'impact. La température de surface du substrat est régulée à l'aide d'un système de refroidissement. Un liquide réfrigérant circule en circuit fermé à l'intérieur d'un support en aluminium sur lequel est posé le substrat. Une mesure de température de surface du substrat est réalisée avant chaque impact afin de s'assurer que cette dernière est stable. L'étude est réalisée dans un environnement non contrôlé en humidité. La conséquence est la présence d'une fine couche de glace avant chaque impact. La présence de givre permet également une grande répétabilité du phénomène étudié. Un laser continu vert ($\lambda = 532 \text{ nm}$, Ventus LaserQuantum) est utilisé pour l'excitation de traceurs fluorescents. Un guide d'onde, consistant en un ensemble de fibres optiques, est utilisé pour l'illumination de la goutte. Une caméra rapide (Phantom V710) et un miroir placé au-dessus de la goutte permettent de réaliser une vue par-dessus lors de la dynamique d'impact et de solidification de la goutte.

Observation directe de la solidification d'une goutte

Une caméra rapide placée sur le côté permet de suivre l'évolution de la goutte pendant l'impact durant la phase de solidification. La Figure 2 présente des images d'ombroscopie avec une vue de côté de l'impact d'une goutte. La température de la goutte est de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et la surface en duralumin est à une température de $-9,4 \text{ }^\circ\text{C}$. L'impact se fait à un Weber de $We = 65 = (\rho u^2 \nu)/\sigma$. On constate que la goutte reste figée à son étalement maximal. La masse volumique de la glace étant inférieure à celle de l'eau liquide, une augmentation du volume de la goutte est observée durant sa solidification.

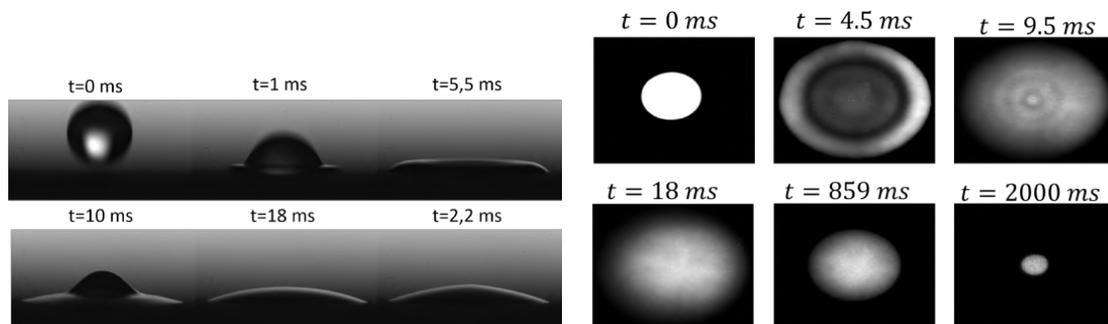


Figure 2 : Impact d'une goutte sur un substrat de duralumin à une température de $-9,4 \text{ }^\circ\text{C}$ et un We de 65. Gauche : Ombroscopie avec vue de cotée. Droite : Vue par LIF par-dessus

Observation de la solidification par LIF

L'objectif est ici d'utiliser la LIF pour obtenir un aperçu du processus de solidification à l'intérieur d'une goutte. La Figure 2 présente des images en fluorescence de l'impact d'une goutte dans les conditions décrites précédemment. Pendant la phase initiale d'étalement, des oscillations de fluorescence sont observées en raison des ondes de surface. À $t = 4,5 \text{ ms}$, le bourrelet au bord de la goutte peut clairement être observé (une reconstruction de ce dernier est aussi possible), ce qui n'était pas le cas par la vue de côté. Après la phase d'étalement, la goutte ayant adopté une forme d'équilibre, le champ de fluorescence devient uniforme. Le signal

de fluorescence décroît ensuite pendant la phase de solidification indiquant une diminution de l'épaisseur liquide. Afin d'obtenir des informations quantitatives sur la dynamique de front de solidification dans la goutte, différentes étapes de traitement d'images ont été mises en place. Le signal de fluorescence en phase solide est négligeable par rapport à celui en phase liquide [6] [7] (pas de signal dans la phase solide à partir de 18 *ms*). Il est donc possible d'envisager une mesure d'épaisseur liquide durant le processus de solidification. Il s'agit donc ici d'une mesure indirecte du front de glace et de sa dynamique au cours du temps.

2.2. Mesure d'épaisseur liquide par LIF

La fluorescence de la partie solide étant négligeable devant celle de la partie liquide, une mesure d'épaisseur liquide est possible durant la solidification d'une goutte d'eau. À partir de la mesure d'épaisseur liquide, il est possible de manière indirecte de remonter à la dynamique de front de glace dans la goutte. Le but est donc d'utiliser des mesures de LIF pour obtenir des informations sur la dynamique de solidification d'une goutte impactant une surface sous-refroidie. La molécule fluorescente est excitée par le laser et l'intensité résultante est mesurée. La Rhodamine 6G a été sélectionnée pour cette étude, car son signal de fluorescence ne dépend pas de la température lorsqu'elle est excitée à 532 *nm* [8]. Par conséquent, la reconstruction du front de glace ne sera pas affectée par une variation de température comme cela aurait pu être le cas pour d'autres colorants. Le rendement quantique de fluorescence de la Rhodamine 6G (environ 0,95 [9]) ainsi que sa grande absorption à 532 *nm*, nous ont orienté vers le choix de cette molécule pour optimiser la collection du signal de fluorescence. La détection du signal se fait à l'aide d'un filtre passe-haut à 542 *nm*, permettant ainsi de maximiser la collection du signal non réabsorbé et de retirer la participation du laser. La haute solubilité de ce colorant dans l'eau, nous permet de faire l'hypothèse que le phénomène de thermophorèse est négligeable [10]. Il est donc possible de faire l'hypothèse que la concentration en colorant est constante au cours du temps dans les deux phases (liquide et solide). Localement, dans la goutte, le signal de fluorescence émit par les molécules peut être défini tel que :

$$dF(M) = I_0(M)\phi\epsilon C dV \frac{d\omega}{4\pi} \quad (1)$$

Avec I_0 le champ local d'excitation dans la goutte au point M , ϕ le rendement quantique de fluorescence, C la concentration en traceur fluorescent, ϵ le coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser et dV un volume infinitésimal. Une partie du laser peut être absorbée par le traceur fluorescent ($\epsilon(\lambda = 532\text{nm}) = 12 \times 10^4 \text{ L/mol.cm}$). Dans cette étude, une concentration de $5 \times 10^{-6} \text{ mol.L}^{-1}$ de Rhodamine 6G est utilisée. En utilisant cette concentration, une erreur maximale de 5% est générée par l'absorption du laser dans la goutte pour une hauteur de 1 *mm*. Une seconde erreur peut provenir du phénomène de réabsorption du signal de fluorescence. En effet, il existe des conflits spectraux avec la bande spectrale utilisée (chevauchement des spectres d'absorption et d'émission). Une erreur inférieure à 1% pour une hauteur de 1 *mm* peut être estimée. Le signal de fluorescence résultant a donc pour expression :

$$I_f = KI_0(x, y)\phi\epsilon CH \quad (2)$$

Avec, K une constante optique liée à la transmission du signal par l'optique de détection, et H la hauteur de la goutte. En désignant par $I_{f,ref}$ le niveau de signal de référence lorsque l'épaisseur du liquide est H_{ref} . h a donc pour expression :

$$H = H_{ref} \frac{I_f}{I_{f,ref}} \quad (3)$$

Ainsi, il est possible de déterminer l'épaisseur du liquide h à tout moment à condition d'avoir une référence au même endroit (même éclairage $I_0(x, y)$).

2.3. Mesure d'épaisseur liquide

Nous présenterons ici le post-traitement des images permettant la mesure d'épaisseur liquide dans une goutte. Les différentes étapes du post-traitement sont décrites en Figure 3 dans le cas d'une goutte impactant une surface en duralumin à 20 °C.

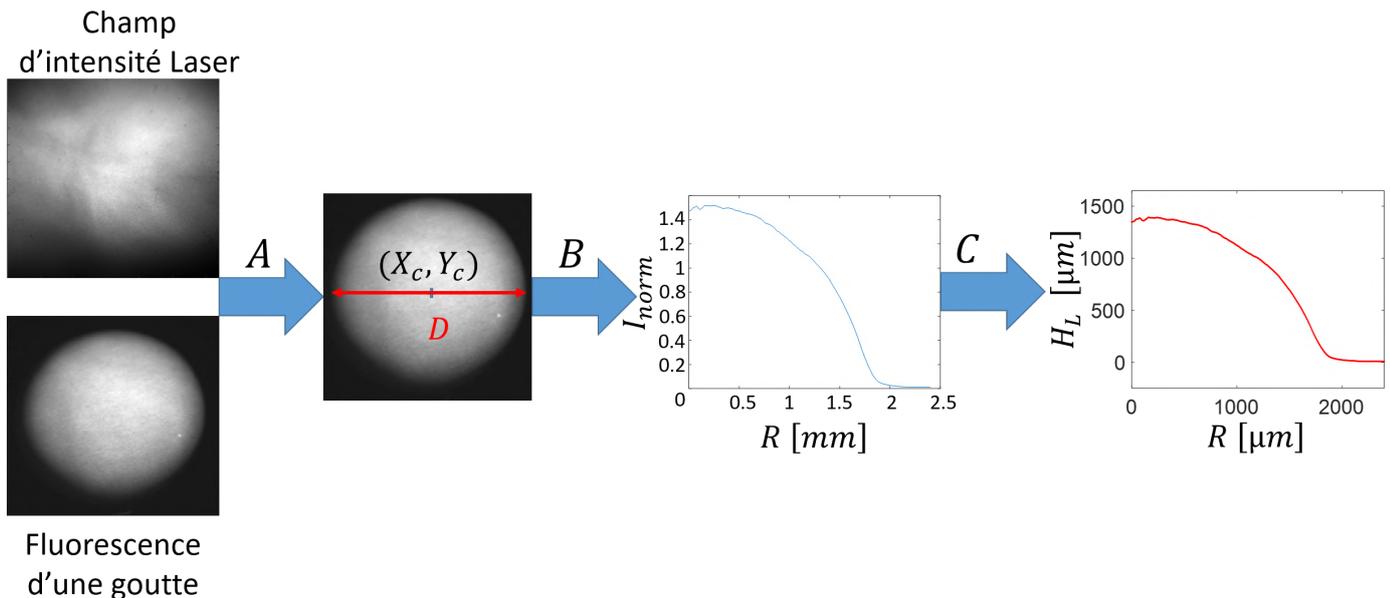


Figure 3 : Post-traitement des images

- A) L'intensité de fluorescence de la goutte est mesurée et soustrait du bruit. Il a été montré en Section 3 que l'intensité de fluorescence dépend du champ d'intensité laser. Une image du champ d'intensité laser est obtenue par la fluorescence d'une plaque de perplex. En calculant le rapport entre les deux images, nous obtenons alors une intensité de fluorescence dépendant simplement de l'épaisseur au cours du temps.
- B) Afin de maximiser le rapport signal/bruit, une moyenne axysymétrique à partir du centre de la goutte est calculée. Un signal de fluorescence en fonction du rayon est alors obtenu ($I_f(R)$).
- C) En connaissant le volume initial de la goutte (V_0), il est possible de calculer un facteur de transformation F permettant d'obtenir une épaisseur liquide en fonction du signal de fluorescence précédent.

$$F = \frac{\int_0^{+\infty} 2\pi R I_f dR}{V_0} \quad (4)$$

Une comparaison entre la mesure de hauteur liquide par LIF et par ombroscopie de côté est présentée en Figure 4. Un bon accord entre les deux vues est obtenu. L'erreur maximale pouvant être observée sur le bord de la goutte peut être attribuée à la réflexion diffuse de la goutte sur la plaque de duralumin.

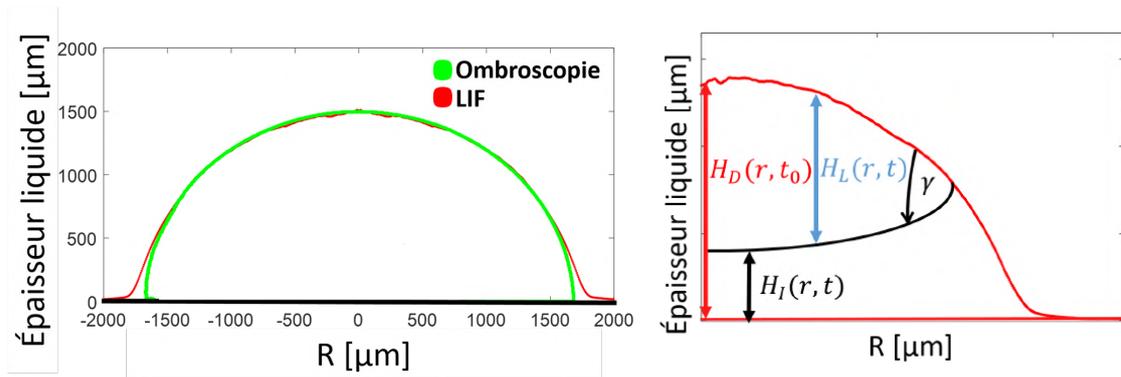


Figure 4 : Gauche : Comparaison de la mesure de hauteur par LIF (vue de dessus) et ombroscopie (vue de côté). Droite : Schéma solidification d'une goutte

2.4. Mesure de hauteur de glace

Deux différents types de reconstruction peuvent être mis en place, en prenant ou non en compte la variation de volume induit par le phénomène de solidification.

Avec volume fixe

Intéressons-nous maintenant à la méthode de mesure d'épaisseur de glace au cours du temps. Une goutte liquide à une température de $+20\text{ °C}$ impacte un substrat solide à une température inférieure à 0 °C . Le profil initial de la goutte (H_{goutte}) est mesuré à un instant t_0 lorsque la goutte est stable. Le calcul de l'épaisseur de glace (H_{glace}) en fonction du temps est ensuite déterminé à partir de la mesure d'épaisseur liquide au cours du temps :

$$H_{glace}(R, t) = H_{goutte}(R, t_0) - H_{liquide}(R, t) \quad (5)$$

La Figure 4 présente un schéma des grandeurs mesurées. Il convient de noter que le profil initial de la goutte est obtenu à un instant t_0 et n'est pas recalculé au cours du temps. Avec ce traitement d'images, la variation de volume de la goutte durant la solidification n'est pas prise en compte. Un exemple de la dynamique du front de solidification est présenté en Figure 5.

Prise en compte de la variation de volume

Des mesures d'ombroscopie sur le côté permettent d'obtenir des informations sur la variation de volume de la goutte. Il est maintenant possible en utilisant les mesures d'ombroscopie de corriger la forme de la goutte au cours du temps afin de prendre en compte la variation de volume. La hauteur de glace corrigée est alors :

$$H_{glace,corr}(R, t) = H_{goutte}(R, t) - H_{liquide}(R, t) \quad (6)$$

La Figure 5 présente un exemple de correction. Il peut être observé que dans le cas du front de glace corrigée, ce dernier apparaît plus sphérique que dans le cas non corrigé. La Figure 5 représente un exemple d'ajustement du front de solidification par un cercle équivalent à un instant donné. Cet ajustement permet une première validation de la sphéricité du front de solidification [2].

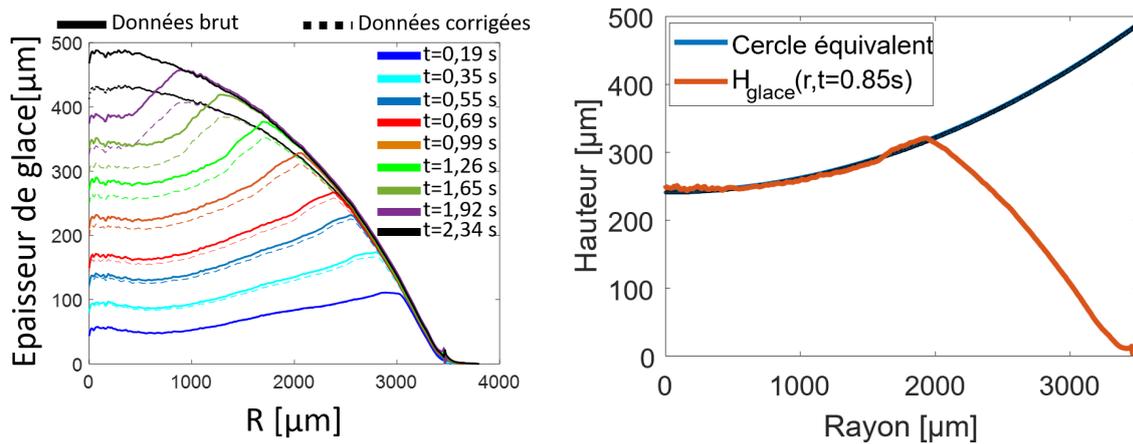


Figure 5 : Gauche : Comparaisons des fronts de glace obtenus en négligeant et en tenant compte de l'expansion de volume. Droite : Ajustement du front de glace par un cercle équivalent

3. Comparaison avec simulations numérique

Une comparaison des résultats avec des simulations numériques prenant en compte les échanges entre la goutte et le substrat est mis en place. Le modèle de Stefan est utilisé dans la goutte afin de résoudre le problème de solidification. La résolution couplée entre le fluide et le substrat permet de prendre en compte l'influence du substrat sur la dynamique du front de solidification. Le schéma de résolution est résumé en Figure 6. Il est possible de montrer que la dynamique du front peut se mettre sous la forme[5] :

$$X(t) = \sqrt{D_{eff}.t} \quad (7)$$

Avec $X(t)$ la position du front au cours du temps et D_{eff} la diffusivité effective prenant en compte les propriétés thermophysique du substrat, de l'eau liquide et de la glace. Numériquement, la résolution de la solidification d'une goutte est réalisée sans prise en compte de la variation de volume de celle-ci. La comparaison entre expériences et simulations numérique est donc réalisée sur les expériences non corrigées. La Figure 6 présente une comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour une goutte à 20 °C impactant une paroi en Duralumin à une température de -9,4 °C. Il est possible d'observer une bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et numériques au centre de la goutte. Les profils de glace expérimentaux sont plus sphériques que les profils numériques.

4. Conclusion

Il est possible à partir de mesures de LIF de déterminer l'épaisseur liquide au cours du temps et ainsi de déterminer la dynamique de front de solidification. À l'aide de visualisation couplée, il est possible de prendre en compte la variation de volume de la goutte au cours de la solidification afin d'obtenir une conservation de la masse dans le traitement d'images. Il est donc possible à partir de mesures de LIF de déterminer la dynamique de solidification d'une goutte et de mettre en évidence la forme sphérique du front de glace. Ainsi, il serait intéressant dans le suite d'utiliser cette technique pour étudier l'effet de la surface sur la forme du front de glace.

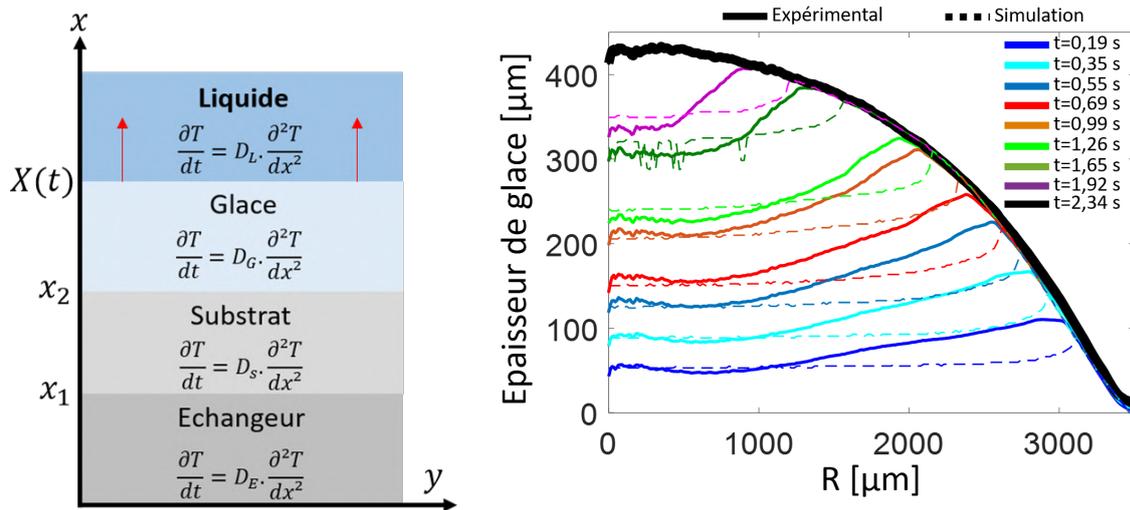


Figure 6 : Gauche : Schéma de résolution numérique. Droite : Comparaison entre front de solidification expérimentaux et numériques

Références

- [1] Cebeci, T; Kafyke, F. (2003) Aircraft icing.. *Annual Review Fluid Mechanics*, **35**(1), 11–23.
- [2] Marín, A. G., Enríquez, O. R., Brunet, P., Colinet, P., and Snoeijer, J. H. (2014) Universality of tip singularity formation in freezing water drops. *Physical Review Letters*, **113**(5), 1–5.
- [3] Hindmarsh, J. P., Sederman, A. J., Gladden, L. F., Wilson, D. I., and Johns, M. L. (2005) Rapid measurement of dispersion and velocity in freezing drops using magnetic resonance methods. *Experiments in Fluids*, **38**(6), 750–758. [https://doi.org/10.1007/s38\(6\),750-758](https://doi.org/10.1007/s38(6),750-758).
- [4] Schremb, M., Webert, T., and Tropea, C. (2017) Experimental Investigation of Supercooled Water Drops Impacting onto a Smooth Ice Surface : Interaction of Fluid Flow and Phase Change. *Proceedings of the 9th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, (June).
- [5] Thiévenaz, V., Seón, T., and Josserand, C. (2019) Solidification dynamics of an impacted drop. *Journal of Fluid Mechanics*, **874**(Jones 1996), 756–773.
- [6] Stiti, M., Labergue, A., Lemoine, F., Leclerc, S., and Stemmelen, D. (2019) Temperature measurement and state determination of supercooled droplets using laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, **60**(4), 1–13.
- [7] Shishkin, I., Alon, T., Dagan, R., and Ginzburg, P. (2016) Rhodamine B as a probe for phase transition in liquid solutions.
- [8] Chaze, W., Caballina, O., Castanet, G., and Lemoine, F. (2016) The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows. *Experiments in Fluids*, **57**(4).
- [9] Kubin, R. F. and Fletcher, A. N. (1982) Fluorescence quantum yields of some rhodamine dyes. *Journal of Luminescence*, **27**(4), 455–462.
- [10] Marcellini, M., Noirjean, C., Dedovets, D., Maria, J., and Deville, S. (2016) Time-Lapse, in Situ Imaging of Ice Crystal Growth Using Confocal Microscopy. *ACS Omega*, **1**(5), 1019–1026.

Caractérisation thermique de couches minces par une méthode opto-électrothermique : étude de l'influence des biais et des non-idéalités expérimentales.

Thin film thermal characterization by an opto-electrothermal method: study of the influence of bias and experimental non-idealities.

Sébastien PEILLON^{(1,2)*}, Christophe RODIET^(1,2).

¹EPF, Ecole d'ingénieur(e)s, 21 boulevard Berthelot – 34000 Montpellier.

²IES, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

* (auteur correspondant : sebastien.peillon@epfedu.fr)

Résumé – Cette communication s'intéresse particulièrement aux biais de modélisation ainsi qu'aux non-idéalités expérimentales (formes temporelles de flux et chaîne de mesure) impactant l'estimation de la conductivité thermique de couches minces diélectriques par méthode opto-électrothermique, dans une gamme de $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Il est ainsi montré qu'après réduction de modèle et dimensionnement de la chaîne de mesure, l'erreur d'estimation théorique en tenant compte des résistances thermiques d'interface est limitée à 11% dans le cas le plus défavorable (en l'absence de biais sur la forme de flux), et peut être divisée par dix avec la méthode proposée.

Mots-clés : Caractérisation thermique ; Méthode Flash ; Films/couches minces ; Chaîne de mesure ; Méthodes inverses.

Abstract – This communication is focused on model biases and experimental non-idealities (flux temporal shapes and measurement chain) impacting the estimation of thermal conductivity of dielectric thin films by opto-electrothermal method, in the range from $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ to $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. It is thus shown that after model reduction and dimensioning of the measurement chain, the theoretical estimation error taking into account interface thermal resistances is limited to 11% in the worst case, and can be divided by ten with the proposed method.

Keywords: Thermal characterization; Flash method; Thin film; Acquisition chain; Inverse methods.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	ρ	masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
C	capacité électrique du condensateur, F	σ	écart-type
c_p	capacité calorifique massique, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	τ_{laser}	temps d'impulsion laser, s
E	tension batterie, V	τ_{cd}	temps de conduction thermique (e^2/a), s
E_f	effusivité, $\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2}$	θ	transformée de Laplace de la température
e	épaisseur, m	<i>Indices et exposants</i>	
h	coefficient de transfert de chaleur par conduction-convection, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	0	initial
L	transformée de Laplace	c	capacitif (modèle)
p	variable de Laplace	ca	critère d'arrêt
R	résistance électrique, Ω	$estim$	estimé (paramètre)
S	surface, m^2	$éq$	équivalent
T	température, $^{\circ}\text{C}$	f	film
t	temps, s	k, j	k -ième élément de la j -ième colonne
U	tensions électriques, V	M	mur (modèle)
X	sensibilité	m	moyen (modèle)
Z	impédance électrique dans l'espace de Laplace, Ω	max	maximal
<i>Symboles grecs</i>		MC	Monte-Carlo (sur 100 échantillons)
α	coefficient de température, K^{-1}	r	ruban
ε	émissivité	rel	relatif
ϵ_{rel}	erreur relative, %	s	substrat
Λ	libre parcours moyen, m	th	théorique
λ	conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	*	valeur réduite
φ	densité de flux de chaleur, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	°	valeur nominale
Φ	transformée de Laplace du flux de chaleur	p	valeur commune des résistances du pont de Wheatstone (R_0, R_2, R_3, R_4)

1. Introduction

Le contexte de ce travail est celui de la caractérisation thermique de couches minces diélectriques. Il s'inscrit en continuité de travaux précédents [1, 2, 3] sur le développement d'une méthode impulsométrique « opto-électrothermique », basée sur la classe des méthodes Flash. Un large panel de méthodes de caractérisation thermique de couches minces existe, adaptées à différentes gammes de temps de réponses. Les plus connues sont les méthodes 3ω et de thermorélectance (en fréquence ou en temps). Le but est ici d'étendre le cadre d'application de la méthode Flash à des couches minces dont le temps de réponse thermique peut être inférieur à la microseconde. A ce titre, le cadre de ce travail est l'étude de matériaux servant d'isolants diélectriques, par exemple pour le transfert de puissance tel que le polyéthylène (ordre de grandeur de conductivité thermique de $\sim 0.1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à $50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [3]) ou à la réalisation de dissipateurs thermiques passifs (de puces électroniques, lasers, ...) par des matériaux de type AlN ($\sim 50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à plus de $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [4]).

Cette communication s'intéresse particulièrement aux biais de modélisation ainsi qu'aux non-idéalités expérimentales impactant l'estimation de paramètres. L'objectif est de déterminer les possibilités de réduction de modèles et de définir des critères ainsi que des méthodes permettant de minimiser les erreurs d'estimation sur le paramètre d'intérêt (conductivité thermique). Pour cela, le principe de fonctionnement de la méthode de caractérisation et de la chaîne de mesure associée seront tout d'abord exposés (section 2). Différentes modélisations du comportement thermique de l'échantillon dans le cadre de certains cas limites seront ensuite présentés, ainsi qu'un modèle électrothermique tenant compte des non-idéalités de la chaîne de mesure (réponse fréquentielle, erreurs de quantification, fréquences d'échantillonnage limitées, ...) (section 3). Les biais associés aux réductions de modèle dans la gamme de conductivité thermique envisagée pourront alors être investigués, en tenant compte dans la procédure d'estimation des résistances thermiques d'interface (section 4.1). La prise en compte du caractère non impulsif (non Dirac en temps) de l'excitation laser et des non-idéalités de la chaîne de mesure compléteront cette étude (section 4.2). En particulier, il sera montré que la mise en œuvre de la méthode proposée peut permettre de diviser jusqu'à dix les erreurs d'estimations sur la conductivité thermique.

2. Présentation de la méthode et problématiques

Afin de remonter à la conductivité thermique $\lambda_{f,th}$ d'un film mince diélectrique déposé sur un substrat rigide, une méthode inverse est utilisée. Expérimentalement, pour faire face au rapide temps de conduction thermique du film, un ruban métallique opaque servant de transducteur électrothermique est déposé sur celui-ci (dimensions en Figure 1), amenant à l'étude thermique d'un tricouche {ruban/film mince/substrat} dont les propriétés utilisées sont disponibles en Tableau 1. Après excitation optique par laser pulsé impactant le ruban, la variation de température ΔT_r de ce dernier, induite par diffusion, est mesurée grâce à son effet thermorésistif. Relié à un pont de Wheatstone équilibré (Figure 1), la mesure de la tension différentielle $U_{AB}(t)$ (appareil de mesure - oscilloscope, sonde de mesure ou différentielle - cf. Figure 2) permet ensuite de remonter à la variation de température $\Delta T_r(t)$, obtenue en première approximation grâce à la relation ($\Delta T_{r,max} < 10^\circ C$ et $\alpha_r = 3.9 \cdot 10^{-3} K^{-1}$) :

$$R_r(T_r) = R_1 = R_0(1 + \alpha_r \Delta T_r) = R_0 + \Delta R_r(T_r) ; \Delta T_r(t) = T_r(t) - T_r(t_0) \quad (1)$$

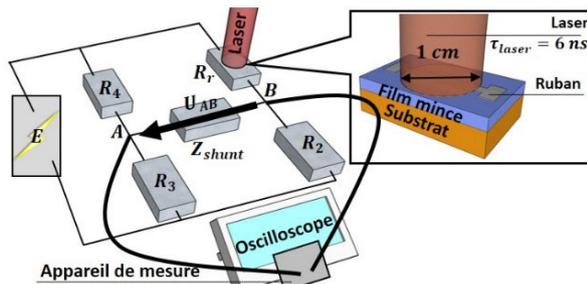


Figure 1 : Schéma de principe de la méthode opto-électrothermique

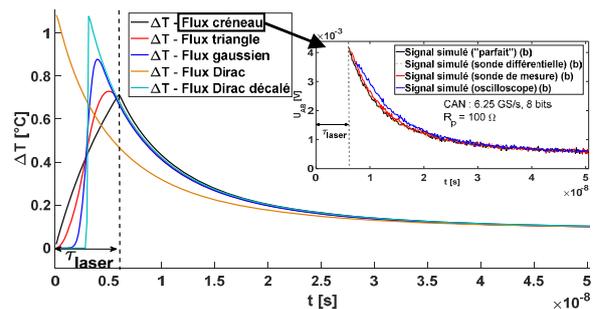


Figure 2 : Influence des formes temporelles de flux et de la chaîne de mesure sur signaux thermique et électrothermique

Pour l'estimation de la conductivité, il est primordial d'utiliser un modèle permettant de décrire correctement l'évolution du signal mesuré, tout en faisant intervenir un minimum de paramètres. Cette évolution dépend de la modélisation thermique du tricouche (section 3.1), mais aussi de la chaîne de mesure (section 3.2). En effet, la réponse thermique de l'échantillon sera modifiée par la forme temporelle de l'excitation laser (Figure 2 et section 4.2.1) et dégradée expérimentalement par la non-idéalité de la chaîne de mesure. A ce titre, la sensibilité du pont de Wheatstone, l'incidence du temps de conduction du film sur la bande-passante des appareils de mesure, la quantification et l'échantillonnage du signal vont être autant de sources d'erreurs pouvant être non négligeables pour l'estimation (section 4.2) [2], et s'ajoutant aux biais de modélisation thermiques (section 4.1).

	$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	$\rho c_p [J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}]$	$a [m^2 \cdot s^{-1}]$	$e [\mu m]$	$Ef [J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1/2}]$	$\tau_{cd} [ns]$
Ruban	120 [5]	$2.4 \cdot 10^6$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	0.1~0.2 [6]	-	0.2~0.8
Film	10~100 [3, 4]	$2.4 \cdot 10^6$	$4.2 \cdot 10^{-6} \sim 4.2 \cdot 10^{-5}$	2	4912~15532	96~960
Substrat	1.1	$1.8 \cdot 10^6$	$6.0 \cdot 10^{-7}$	1000	1406	$1.7 \cdot 10^9$

Tableau 1 : Valeurs numériques utilisées pour la modélisation de l'échantillon

Par souci de simplification, il sera supposé que les résistances constituant le pont autres que celle du ruban (i.e. $R_i, \forall i \in \llbracket 2; 4 \rrbracket$) ont des variations négligeables (faibles auto-échauffement et tolérances). Elles seront considérées comme non inductives et non capacitives au contraire de l'appareil de mesure dont l'effet sera mis en avant. Par ailleurs, la tension de mode commun (s'ajoutant à la tension différentielle du pont) ne sera pas étudiée en supposant que l'appareil de mesure a un taux de réjection de mode commun suffisant. Enfin, un optimum de sensibilité du pont est atteint lorsque à l'instant initial l'ensemble des résistances $R_i, \forall i \in \llbracket 1; 4 \rrbracket$ sont de même valeur, i.e. $R_i(t_0) = R_0 = R_p$, et constituera donc la configuration traitée pour des cas limites de $R_p = 10 \Omega$ et $R_p = 100 \Omega$ afin de se placer dans la gamme de valeurs expérimentales de résistances du ruban prévues [2].

3. Modélisations thermiques et électrothermique

Afin de pouvoir décrire au mieux l'évolution du signal mesuré, on commencera par présenter en section 3.1 les différentes modélisations thermiques envisagées, suivies en section 3.2 de la modélisation électrothermique tenant compte de la chaîne de mesure. En particulier, il sera montré qu'il existe des intervalles temporels préférentiels pour l'estimation limitant l'impact des biais (thermiques et électrothermiques).

3.1. Thermique

Le ruban - de largeur importante devant son épaisseur - est irradié intégralement et de façon uniforme (laser à front plat). Le temps de mesure est également faible ($< 1 \mu s$) vis-à-vis du temps diffusif du film dans le plan. La variation de température ΔT_r est alors modélisable par un transfert de chaleur 1D instationnaire purement diffusif suivant l'épaisseur, dans lequel les échanges globaux h seront négligés ($\Delta T_{r,max} < 10^\circ C$, $\varepsilon_r < 0.1$, faible temps de mesure) [7]. Une modélisation par quadripôles thermiques du tricouche est alors possible.

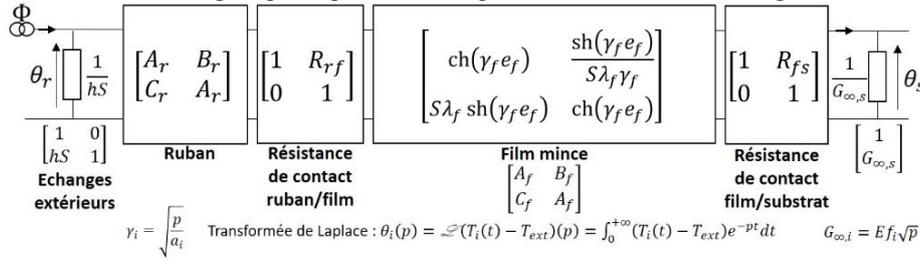


Figure 3 : Modélisation quadripolaire de la diffusion de chaleur au sein d'un tricouche

Afin de diminuer le nombre de paramètres et réduire la variance sur les paramètres à estimer, plusieurs modélisations de l'échantillon (de la plus complète à la plus simple) sont envisagées. La première tient compte d'un gradient de température suivant l'épaisseur du ruban (modèle θ_{3M} - éq. (2)), pour laquelle les coefficients matriciels du ruban sont analogues à ceux du film (Figure 3) :

$$\text{Modèle } \theta_{3M} : \quad \theta_r(p) = \frac{(A_r A_f + B_r C_f)(1 + R_{fs} G_{\infty,s}) + (A_r B_f + B_r A_f) G_{\infty,s}}{(A_f C_r + D_r C_f)(1 + R_{fs} G_{\infty,s}) + (B_f C_r + D_r A_f) G_{\infty,s}} \Phi(p) \quad (2)$$

$$A_f = (A_f + R_{rf} C_f); \quad B_f = (B_f + R_{rf} A_f); \quad C_r = (h S A_r + C_r); \quad D_r = (h S B_r + A_r)$$

La seconde, servant de modèle pour les données expérimentales simulées, considère sa température moyenne, car la résistance électrique moyenne du ruban sera expérimentalement mesurée (modèle θ_{3m} - éq. (3)).

$$\text{Modèle } \theta_{3m} : \quad A_r = \frac{sh(\gamma_r e_r)}{\gamma_r e_r}; \quad B_r = \frac{ch(\gamma_r e_r) - 1}{S \lambda_r \gamma_r^2 e_r}; \quad C_r = S \lambda_r \gamma_r sh(\gamma_r e_r) \quad (3)$$

La troisième, d'autant plus valide que le ruban est de faible épaisseur et suffisamment bon conducteur, considère le ruban comme un milieu isotherme (modèle θ_{3c} - éq. (4)).

$$\text{Modèle } \theta_{3c} : \quad \theta_r(p) = \frac{A_f + (A_f R_{fs} + B_f) G_{\infty,s} + R_{rf} (C_f + (C_f R_{fs} + D_f) G_{\infty,s})}{(hS + C_r)(A_f + (A_f R_{fs} + B_f) G_{\infty,s}) + (hS + C_r) R_{rf} + 1} \Phi(p) \quad \text{avec } C_r = (\rho c_p e)_r p \quad (4)$$

Toujours dans l'optique de réduction de modèle, la modélisation par un bicouche {ruban/film} ne tenant pas compte de l'influence du substrat est envisagée. Le film est alors considéré comme un milieu « mur » (modèle $\theta_{2,c,M}$ - éq. (5) avec condition de flux nul à l'interface film/substrat) ou semi-infini (modèle θ_{2c} - éq. (6)), et le ruban comme un milieu isotherme ($C_r = (\rho c_p e)_r p$) :

$$\text{Modèle } \theta_{2,c,M} : \quad \theta_r(p) = \frac{A_f}{(hS + C_r) A_f + C_f} \Phi(p) \quad (5)$$

$$\text{Modèle } \theta_{2c} : \quad \theta_r(p) = \frac{1 + R_{rf} G_{\infty,f}}{(hS + C_r)(1 + R_{rf} G_{\infty,f}) + G_{\infty,f}} \Phi(p) \quad (6)$$

Une inversion numérique de Laplace par un algorithme de De Hoog [8] permet l'obtention des modèles dans l'espace temporel (respectivement T_{3M} , T_{3m} , T_{3c} , $T_{2,c,M}$, T_{2c} - et plus loin U_{AB} lorsque la chaîne de mesure sera prise en compte - éq. (7)), représentés en Figure 4 et Figure 5. La Figure 4 illustre le biais associé à la modélisation du ruban (pour deux valeurs différentes de conductivités thermiques du film), tandis que la Figure 5 compare les modèles tricouche et bicouche (dont deux supplémentaires avec température moyenne du ruban considérée) pour $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. La montée étant particulièrement sensible aux biais de modélisation du ruban - ainsi qu'à la forme du flux (cf. Figure 2 et section 4.2.1) -, il apparaît préférable d'estimer sur la phase de relaxation du signal. Cependant, cette influence (étudiée en section 4.1.1) continue de se faire sentir sur le début de la relaxation, de façon d'autant plus prégnante que la conductivité thermique du film augmente. Aux temps longs, le caractère semi-infini du film tombe en défaut au-delà de $t = 5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, nécessitant la mise en place d'un critère de temps final pour la plage d'estimation (cf. Figure 5 et section 4.1.2).

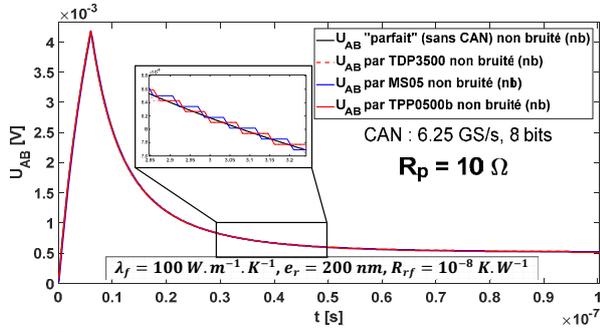


Figure 8 : Influence de la chaîne de mesure sur le signal (T_{3m}) pour $R_p = 10 \Omega$

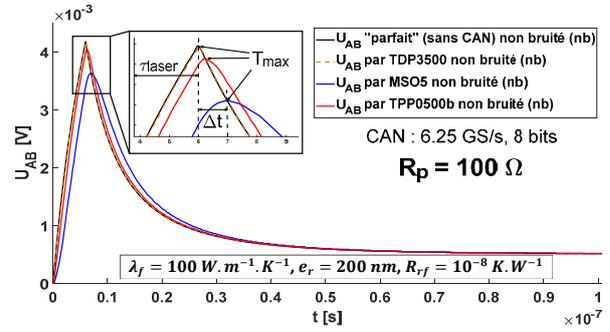


Figure 9 : Influence de la chaîne de mesure sur le signal (T_{3m}) pour $R_p = 100 \Omega$

4. Estimation de paramètres

Cette partie met en évidence en section 4.1 les critères et une méthode permettant de réduire les biais associés aux réductions de modèles envisagées en section 3.1. L'importance de la prise en compte de la forme du flux (Figure 2) et de la chaîne de mesure (cf. section 3.2) sera mise en exergue en section 4.2, en montrant qu'il est possible de diminuer leur influence, mais aussi ceux des biais de modèle. Les estimations réalisées utilisent une méthode par moindres carrés couplée à un algorithme de type Levenberg-Marquardt régularisé [9]. Il est cherché à minimiser la somme des écarts quadratiques entre température/tension mesurée expérimentalement (synthétique ici) et température/tension calculée telle que (β étant le vecteur paramètre à estimer) :

$$J(\beta) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (T_{exp}(t_k) - T_{calc}(t_k, \beta))^2 \Rightarrow \hat{\beta} = \arg \min_{t \in [t_{k_1}; t_{k_2}]; \beta} (J(\beta)); \beta = (\lambda_f; \varphi_{max}; R_{rf}) \quad (8)$$

L'intervalle d'estimation est défini sur la phase de relaxation du thermogramme tel que $t \in [t_{k_1}; t_{k_2}] \subseteq [t_{ini}; t_{max}]$, avec $t_{ini} = \arg \max(T_{exp})$ et $t_{max} = 1 \mu s$ (condition de transfert thermique 1D et substrat semi-infini) afin de réduire les biais de modèles (section 3). Les estimations présentées ont été réalisées sur signaux bruités (b) (bruit gaussien de moyenne nulle et d'écart type σ_B à 1% de l'amplitude maximale du signal, cf. encart de la Figure 2), associées à une méthode de Monte-Carlo permettant d'obtenir les propriétés statistiques des estimations réalisées (écarts-types σ_{MC} sur 100 essais).

4.1. Biais de modèles et cas limites

4.1.1. Biais sur la modélisation du ruban et influence de la résistance d'interface

Le biais de modélisation du ruban par un milieu isotherme (modèle tricouche T_{3c} - éq. (4)), comparativement au modèle tricouche T_{3m} considérant sa température moyenne (éq. (3) - avec excitation laser de type créneau) est étudié dans cette section en fonction du temps de conduction du ruban. Pour cela, différentes valeurs d'épaisseur de ruban expérimentalement envisagées sont prises, allant de $e_r = 100 \text{ nm}$ ($\cong 5\Omega$) à 200 nm ($\cong 10\Omega$) afin de se placer dans le cadre d'un régime diffusif de Fourier [6]. Les résultats d'estimation de λ_f sont présentés en Figure 10 et Figure 11, respectivement pour $\lambda_f = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $\lambda_f = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, en tenant compte de la résistance d'interface ruban/film dans l'estimation. Ces résultats sont comparés à ceux avec influence de la chaîne de mesure ($R_p = 100 \Omega$ et CAN : 6.25 GS/s 8 bits) dans le cas d'utilisation d'une TDP3500 présentant le moins de déformations apparentes sur le signal par rapport aux autres appareils de mesure envisagés (cf. Figure 9).

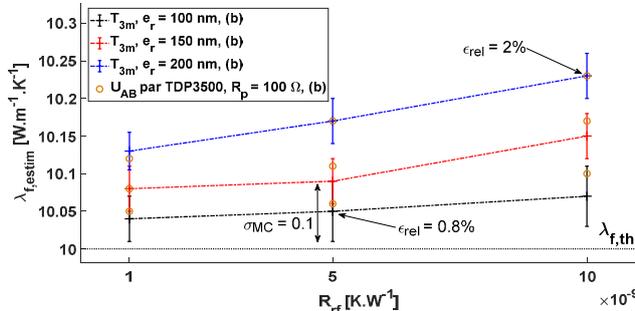


Figure 10 : Biais de modélisation du ruban sur l'estimation de λ_f par T_{3c} , avec influence de R_{rf} ($\lambda_{f,th} = 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, sur données bruitées)

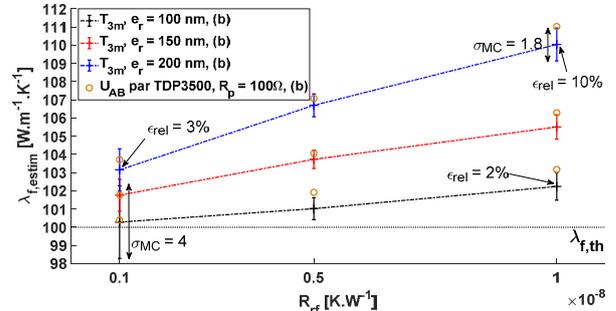


Figure 11 : Biais de modélisation du ruban sur l'estimation de λ_f par T_{3c} , avec influence de R_{rf} ($\lambda_{f,th} = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, sur données bruitées)

Notons que les estimations sur signal non bruité, non représentées par souci de lisibilité, sont comprises dans les écarts-types affichés sur les graphes, indiquant la robustesse de la méthode d'estimation utilisée. L'augmentation croissante des erreurs d'estimation avec la conductivité λ_f du film (comparer les Figure 10 et Figure 11) témoignent de l'évolution du biais de modèle avec l'augmentation de la conductivité du film et/ou une épaisseur de ruban plus grande, ce qui conduira à se préoccuper du temps de conduction du ruban vis-à-vis de celui

du film (cf. section 4.1.3). L'erreur d'estimation dépend également de R_{rf} et diminue avec elle en contrepartie d'un écart-type sur la valeur estimée plus important, expliqué par la tendance de corrélation des sensibilités de e_r et R_{rf} (cf. Figure 6).

Par ailleurs, le choix de la TDP3500 paraît pertinent (ronds marrons en Figure 10 et Figure 11), avec une faible différence sur les valeurs estimées (+1% d'erreur maximum par rapport au signal thermique pur). Dans ce cas, les écarts-types σ_{MC} (non représentés) ne dépassent pas $2.9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (pour $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $e_r = 100 \text{ nm}$ et $R_{rf} = 10^{-9} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$) et sont du même ordre de grandeur que sur signal expérimental thermique. Il sera montré en section 4.2.1 qu'il est possible de diviser par 10 l'erreur maximale affichée en Figure 11.

4.1.2. Biases sur la modélisation du film et la non prise en compte du substrat

La réduction du nombre de paramètres intervenant dans le modèle d'estimation est poursuivie en étudiant cette fois-ci la validité d'un modèle bicouche T_{2c} (cf. éq (6)) comparativement au modèle tricouche T_{3m} (cf. éq. (3)). Cinq paramètres seulement interviennent alors dans T_{2c} (contre huit avec le modèle T_{3c} , cf. Figure 7) s'il est souhaité remonter à la conductivité. Le biais lié à la modélisation du film par un milieu semi-infini (cf. Figure 5) est réduit en limitant la plage d'estimation à un intervalle de temps $[t_{ini}; t_{ca}]$, à l'aide d'un critère d'arrêt fixant le temps t_{ca} qui minimise l'erreur d'estimation au sens de la somme des écarts quadratiques. Les résultats d'estimation pour $\lambda_{f,th} = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, avec et sans critère d'arrêt, sont ainsi présentés dans le Tableau 2 avec ceux obtenus sur un signal électrothermique avec TDP3500 ($R_p = 100 \Omega$).

e_r [nm]	R_{rf} [$\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$]	$\lambda_{f,th}$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	$\lambda_{f,estim}$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]		
			Sur thermogramme complet	Avec critère	Avec TDP3500 et critère
100	10^{-9}	10	6.38 ± 0.59	6.35	4.23
		100	NC	80.67	105.39
	10^{-8}	10	16.83 ± 6.87	6.88	5.25
		100	NC	NC	NC
200	10^{-9}	10	NC	11.01	9.36
		100	NC	119.44	124.84
	10^{-8}	10	18.72 ± 0.87	12.62	12.82
		100	NC	NC	NC

Tableau 2 : Biases de modélisation du film et de la non-prise en compte du substrat sur l'estimation de λ_f par un modèle bicouche T_{2c} , avec et sans mise en place d'un critère d'arrêt (T_{3m} , sur données bruitées – NC : ne converge pas)

L'analyse des résultats montre la nécessité d'utilisation du critère d'arrêt afin de réduire les erreurs par rapport à une estimation sur l'ensemble de la descente - notamment lorsque la conductivité est grande car il permet parfois la convergence de l'algorithme d'estimation. Toutefois, le critère n'est pas suffisamment robuste pour limiter de façon fiable les erreurs et être applicable systématiquement, ce qui ne permet pas une estimation aussi performante que dans le cas de l'utilisation d'un modèle tricouche (cf. section 4.1). Le modèle T_{3c} sera ainsi privilégié pour l'estimation malgré le nombre de paramètres plus important.

4.1.3. Influence du temps de conduction thermique du film à caractériser

Ayant fait le choix du modèle tricouche T_{3c} , l'augmentation du biais de modèle en section 4.1.1 avec la diminution de l'épaisseur du ruban conduit à étudier l'influence du rapport entre son temps de conduction et celui du film. Les conductivités thermiques visées allant de $10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, voire dans les cas les plus extrêmes $400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, ces valeurs sont estimées en Figure 12 et Figure 13 en tenant compte de l'épaisseur de ruban et de la résistance ruban/film (à conductivité fixée). La chaîne de mesure avec TDP3500 est également traitée (ronds marrons sur les graphes).

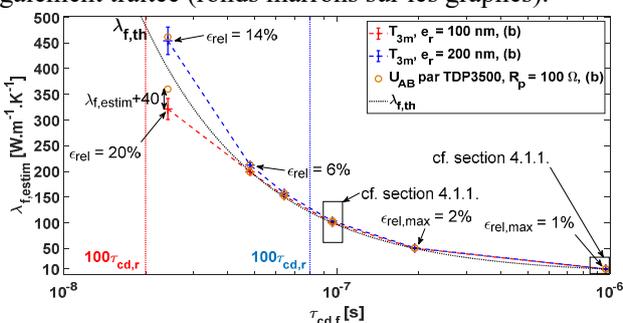


Figure 12 : Influence de $\tau_{cd,f}$ sur l'estimation de λ_f par T_{3c} ($R_{rf} = 10^{-9} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$, sur données bruitées)

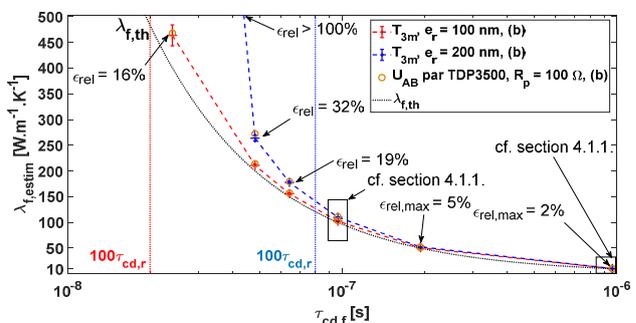


Figure 13 : Influence de $\tau_{cd,f}$ sur l'estimation de λ_f par T_{3c} ($R_{rf} = 10^{-8} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$, sur données bruitées)

La faible erreur d'estimation est notée pour une conductivité du film inférieure à $50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ($\epsilon_{rel} < 5\%$) quelle que soit la configuration de ruban et la valeur de résistance R_{rf} étudiées, mais exponentiellement amplifiée à mesure que le temps de conduction du film devient faible devant celui du ruban. L'hypothèse de temps de conduction du ruban rapide devant celui du film tombe alors progressivement en défaut de même que celle de la validité d'un modèle capacitif du ruban. Il convient donc de dimensionner le ruban de façon à respecter *a minima*

ce critère en fonction de la gamme de temps de réponse de film visée. Enfin, notons que l'influence de la chaîne de mesure sur le signal (points marrons en Figure 12 et Figure 13) reste faible sur la plage de conductivités expérimentalement prévues grâce à l'utilisation de la sonde TDP3500.

4.2. Non-idéalités expérimentales

4.2.1. Formes de flux

Expérimentalement, l'évolution de température dépend de l'excitation laser, apparaissant comme facteur d'une fonction de transfert dans les modèles – cf. éq. (4). On s'intéresse donc à son influence sur l'estimation en l'absence de connaissance *a priori* de sa forme temporelle. L'incidence sur le signal des différentes formes de flux (Figure 14 - flux en légende de la figure), modélisées pour une même énergie déposée, est ainsi clairement visible en Figure 2 sur le début de la phase de relaxation, y compris à faible valeur de conductivité (non représentée).

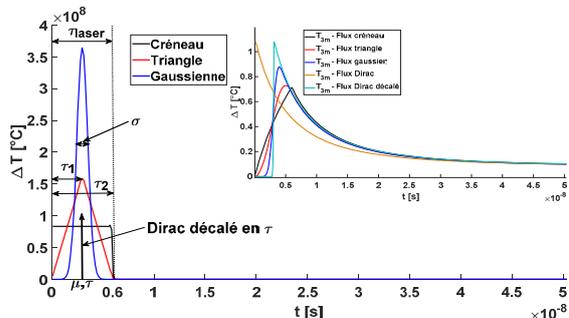


Figure 14 : Influence de la forme temporelle de l'excitation laser sur le signal thermique ($\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

Type de flux	Degrés de liberté
Créneau	τ_{laser} (durée d'excitation totale)
Triangle	τ_1 (temps de fin de montée) ; τ_2 (temps de fin d'excitation)
Gaussien (loi normale)	μ (espérance) ; σ (écart-type)
Dirac	Aucun
Dirac décalé	τ

Tableau 3 : Degrés de liberté utilisés pour l'estimation de la forme du flux

La prise en compte des flux en estimant certaines de leurs composantes (cf. Tableau 3) permet de diminuer les biais de modèles présentés en section 4.1, comme le montre le Tableau 4 pour $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, comparant les résultats obtenus avec différents modèles de flux expérimentaux (1^{ère} ligne du tableau) et estimés avec différents modèles de flux (1^{ère} colonne du tableau).

Modèle exp. :		Créneau		Triangle		Gaussien		Dirac		Dirac décalé	
Mod. estim.	$\begin{matrix} [K \cdot W^{-1}] \\ e_r & R_{rf} \\ [nm] \end{matrix}$	10^{-9}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-8}
Cren.	100	100.96 ± 0.7	102.14 ± 1.7	97.44 ± 1.5	110.42 ± 2.8	106.15 ± 1.4	166.00 ± 11.6	101.69 ± 15.2	102.70 ± 6.8	135.30 ± 13.9	258.01 ± 208.0
	200	103.54 ± 0.9	108.97 ± 2.1	104.03 ± 1.2	120.61 ± 3.7	120.97 ± 2.5	177.90 ± 13.8	110.96 ± 14.4	113.99 ± 14.8	161.65 ± 21.3	483.94 ± 373.8
Tr.	100	104.94 ± 1.1	99.87 ± 5.7	98.17 ± 1.4	104.01 ± 5.4	104.51 ± 3.9	104.30 ± 10.1	122.46 ± 33.0	108.68 ± 38.3	111.00 ± 10.9	137.98 ± 48.0
	200	101.08 ± 1.0	99.99 ± 1.9	103.31 ± 2.7	101.53 ± 3.1	104.54 ± 5.4	101.60 ± 5.1	110.38 ± 24.6	89.51 ± 26.9	114.80 ± 22.4	168.23 ± 159.6
Gauss.	100	107.29 ± 1.0	100.93 ± 1.6	102.30 ± 0.7	98.07 ± 1.7	101.08 ± 0.9	100.46 ± 2.3	NC	NC	116.88 ± 2.8	144.40 ± 33.5
	200	103.86 ± 2.0	99.96 ± 2.5	102.21 ± 1.0	99.37 ± 1.8	106.50 ± 7.4	104.03 ± 6.1	NC	NC	113.67 ± 1.8	117.17 ± 6.7
Dirac décalé	100	101.98 ± 4.6	101.99 ± 2.1	108.19 ± 1.9	114.82 ± 5.4	105.67 ± 2.4	104.82 ± 3.2	128.62 ± 65.0	65.11 ± 28.9	89.11 ± 15.2	75.94 ± 30.5
	200	99.63 ± 1.4	100.04 ± 1.8	106.08 ± 8.4	104.48 ± 2.7	104.97 ± 2.3	102.20 ± 2.4	109.90 ± 50.2	54.46 ± 43.7	81.03 ± 39.4	NC
Dirac décalé	100	9.95 ± 0.1	10.01 ± 0.1	10.11 ± 0.1	10.15 ± 0.1	10.09 ± 0.1	10.10 ± 0.1	NC	4.58 ± 50.7	10.21 ± 1.4	5.11 ± 51.8
	200	9.94 ± 0.1	9.97 ± 0.1	10.02 ± 0.1	10.01 ± 0.1	10.06 ± 0.1	10.03 ± 0.1	13.64 ± 27.3	NC	11.11 ± 1.1	11.57 ± 9.1

Tableau 4 : Estimations de $\lambda_f \pm \sigma_{MC}$ en estimant les degrés de liberté des flux ($\lambda_{f,th} = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\lambda_{f,th} = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ en bleu, sur données bruitées - NC : Non Convergence, Cren. : Créneau, Tr. : Triangle, Gauss. : Gaussien).
Légende : en rouge - $\varepsilon_{rel} \geq 20\%$; en orange - $\varepsilon_{rel} \geq 10\%$; en jaune - $\varepsilon_{rel} \geq 5\%$; en vert - $\varepsilon_{rel} < 5\%$.

En comparant ces résultats à ceux obtenus dans les sections précédentes, il apparaît que les biais de modèles thermiques peuvent être fortement réduits (divisés par dix dans le cas le plus biaisé – cf. Figure 11) en modélisant le flux par un Dirac décalé ou un triangle, présentant tous deux de bonnes performances (réduction de l'erreur et faible écart-type), permettant ainsi en première approximation de s'affranchir de la connaissance expérimentale du flux (photodiode). Cette méthode sera testée dans la section suivante sur un signal électrothermique.

4.2.2. Chaîne de mesure

L'étude de cette communication se termine par l'influence des biais supplémentaires induits par la chaîne de mesure (Figure 9). Afin de les réduire au maximum, la Figure 15 compare dans un premier temps les performances des différents appareils envisagés pour deux configurations de pont et de CAN (priviliégiant soit la fréquence d'échantillonnage, soit la quantification) dans le cas d'étude où les erreurs sur l'estimation sont les plus défavorables ($\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $e_r = 200 \text{ nm}$, $R_{rf} = 10^{-8} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$). Les performances de l'estimation avec

la chaîne de mesure choisie sont alors étudiées en Figure 16 pour la gamme de conductivités des matériaux diélectriques envisagés. La robustesse de la méthode développée en section 4.2.1 a également été testée en l'appliquant systématiquement aux estimations réalisées par T_{3c} avec une forme de flux de type Dirac décalé (cf. * sur les graphes), un flux créneau ayant été utilisé pour le signal expérimental (cf. Figure 1).

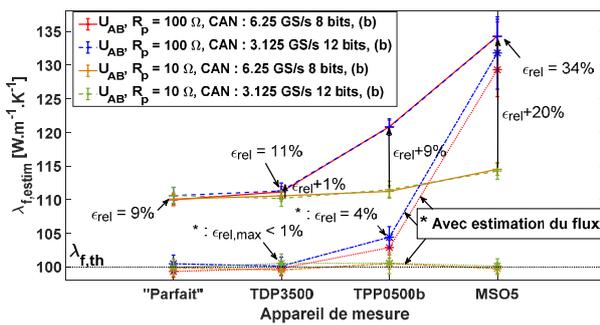


Figure 15 : Prise en compte de la chaîne de mesure sur l'estimation de λ_f ($\lambda_{f,th} = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $e_r = 200 \text{ nm}$, $R_{rf} = 10^{-8} \text{ K.W}^{-1}$, sur données bruitées)

La comparaison des appareils de mesure (Figure 15) met nettement en avant la sonde différentielle TDP3500 ($\epsilon_{rel} = 11\%$) comparativement à l'oscilloscope ($\epsilon_{rel} = 34\%$). Le choix du CAN n'engendre quant à lui pas d'écart significatif sur la valeur estimée, si ce n'est sur l'écart-type, amélioré en privilégiant la configuration 6.25 GS/s 8 bits (fréquence d'échantillonnage double de la seconde configuration). Il est montré que l'erreur due à une chaîne de mesure bien dimensionnée n'entraîne qu'un écart de 1% de plus (avec $\sigma_{MC} < 2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), les biais identifiés provenant principalement de la réduction de modèle du ruban (donc du respect du critère cité en section 4.1.3) et de la résistance d'interface ruban/film – ce biais augmentant si elle n'est pas prise en compte (cf. [7]).

L'application de la méthode estimant les flux par Dirac décalé ou triangle, mise en place en section 4.2.1, permet une diminution notable des biais en divisant ici aussi jusqu'à dix l'erreur d'estimation (Figure 15), et en la cantonnant à $\epsilon_{rel,max} = 5\%$ tout cas confondus sur la gamme de conductivité étudiée (Figure 16). Elle permet donc de s'affranchir dans une certaine mesure de la non-idéalité de la chaîne de mesure : si la sonde TPP0500b devient un choix possible (réduction de l'erreur maximale de 21% à 4% dans le cas présenté – cf. Figure 15), ce n'est pas le cas de l'oscilloscope dès lors que $R_p > 10 \Omega$. Enfin, bien que non présentée ici, l'application de la méthode proposée sur l'estimation d'une conductivité $\lambda_f = 200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ permet de restreindre l'erreur dans une plage de 1~6%, contre 5~32% sans (cf. section 4.1.3 et Figure 13).

5. Conclusion

Dans cette communication, il a été montré qu'il existait des intervalles de temps préférentiels pour l'estimation, préconisant d'utiliser une partie de la phase de relaxation du signal. Dans ce cas, le modèle tricouche avec modélisation isotherme du capteur (modèle T_{3c}), associé à une mesure avec sonde différentielle hautes-fréquences TDP3500 et la modélisation de la forme des flux par un Dirac décalé ou un triangle, est la méthode la plus performante (division jusqu'à dix des erreurs), comparativement à un modèle bicouche associé à un critère de temps d'arrêt, insuffisamment robuste. Cette méthode permet également de s'affranchir de la connaissance expérimentale de la forme de flux (photodiode). Par ailleurs, il a été montré que la précision des estimations de conductivité se dégradait exponentiellement lorsque le temps de conduction du film devient comparable à celui du ruban ($\tau_{cd,f} \leq 100\tau_{cd,r}$), avec un seuil maximum d'erreur de globalement 5% dans le cas contraire. Enfin, il a été montré qu'en l'absence de prise en compte de la chaîne de mesure, les erreurs pouvaient aller jusqu'à 34% dans le cas où les mesures seraient effectuées uniquement avec un oscilloscope hautes fréquences.

Références

- [1] S. Orain, *et al.*, «Use of genetic algorithms for the simultaneous estimation of thin films thermal conductivity and contact resistances,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001.
- [2] S. Peillon, *et al.*, «Etude d'une chaîne de mesure pour la caractérisation thermique de couches minces - Impact sur l'estimation de paramètres sur données synthétiques dans un cas simplifié,» *SFT*, 2019.
- [3] A. Yamanaka *et al.*, «Thermal Conductivity of High-Strength Polyethylene Fiber and Applications for Cryogenic Use,» *ISRN*, 2011.
- [4] M. Aubain, «Determination of the Thermal Conductivity of Dielectric Thin Films through Experimental Measurement and Crystallographic Analysis,» 2013.
- [5] A. Jain *et al.*, «Thermal transport by phonons and electrons in aluminum, silver, and gold from first principles,» *Physical Review B*, 2016.
- [6] D. Gall, «Electron mean free path in elemental metals,» *Journal of Applied Physics*, 2016.
- [7] C. Rodiet, *et al.*, «Développement et optimisation d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique électrothermique sur données synthétiques,» *SFT*, 2017.
- [8] F. R. Hoog, *et al.*, «An Improved Method for Numerical Inversion of Laplace Transforms,» *SIAM*, 1982.
- [9] P. E. Gill *et al.*, «Algorithms for the Solution of the Nonlinear Least-Squares Problem,» *SIAM*, 1978.

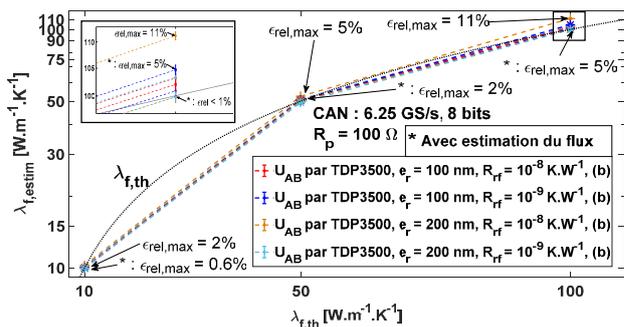


Figure 16 : Influence de la réduction de modèle et de la chaîne de mesure sur l'estimation de λ_f pour différentes conductivités ($R_p = 100 \Omega$, sur données bruitées)

Thermal metrology of water sensitive materials: experimental and theoretical approaches

Mohammad AGHAHADI^{1,2}, Essolé PADAYODI^{1*}, Saïd ABBOUDI², S. Amir BAHRANI³

¹Pôle ERCOS, ELLIADD (EA. 4661) – University of Bourgogne Franche Comté, University of Technology of Belfort-Montbéliard, 90010 Belfort (FR)

²ICB-COMM, UMR 6303, CNRS – University of Bourgogne Franche Comté, University of Technology of Belfort-Montbéliard, 90010 Belfort (FR).

³Institut Mines-Télécom Lille-Douai, University of Lille (FR)

*(Corresponding author: essole.padayodi@utbm.fr)

Abstract - This study deals with the thermal metrology of hydrophilic and hydrophobic materials so to support the rise of bio-sourced insulators. An experimental approach based on the asymmetric hot plate method and a theoretical approach of coupled heat and humidity transfers are performed. The experimental results show that, at 20°C, the thermal conductivity λ of flax fibers insulators increases up to 20% when the relative humidity RH increases from 30% to 90%, i.e. from 0.028 to 0.033 W.m⁻¹.K⁻¹ while λ remains constant for the hydrophobic material. This agrees with the theoretical model results.

Keywords: thermal conductivity, coupled transfer, hot plate method, hydrophilic insulators

Nomenclature

C_p	Thermal capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	t	Time, s
D_X^l	Isothermal mass diffusivity on liquid phase, $m^2.s^{-1}$	U	Voltage, V
D_T^l	Non-isothermal mass diffusivity on liquid phase, $m^2.s^{-1}.K^{-1}$	V	Volume, m^3
D_X^v	Isothermal mass diffusivity of on vapor phase, $m^2.s^{-1}$	X	Water vapor mass fraction
D_T^v	Non-isothermal mass diffusivity on vapor phase, $m^2.s^{-1}.K^{-1}$	λ	Thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$
e	Thickness, m	ρ_0	Material density, $kg.m^{-3}$
I	Current, A	ϕ	Heat flux, W
L_v	Evaporation latent heat, $KJ.kg^{-1}$	Φ	Internal heat source, $W.m^{-3}$.
\dot{m}	Rate of evaporated water per unit of time and unit of volume of medium, $kg.m^{-3}.s^{-1}$	T	temperature, K
m	Mass, kg	α	thermal diffusivity, $m^2.s^{-1}$
R	Electrical resistance, Ω	<i>Subscripts</i>	
S	Surface, m^2	r	Reference
T	Temperature, $^{\circ}C$	e	Sample
		b	Empty (blanc)
		l	Liquid
		v	Water vapor
		h	Humid
		i	Initial

1. Introduction

Thermal insulators made of bio-sourced materials are being increasingly developed to cut greenhouse gas emission in building insulation. However, in spite of their interest, bio-sourced insulators have a major disadvantage related to their affinity with moisture as they are high hydrophilic materials. The classical models of thermal metrology do not match with these materials.

Indeed, firstly there are different methods for measuring the thermal conductivity of a material. These include the guarded hot plate [1], flash [2], "Hot disc" [3], hot wire, hot ribbon, tri-layer [4], hot plate methods [5, 6]. Among these, the tri-layer and hot plate methods are more suitable for characterizing low thermal conductivity materials such as bio-sourced materials [5, 6] or super insulating materials [6].

Secondly, in the case of hydrophilic materials, such as bio-sourced materials, the measurement of thermal conductivity cannot be carried out with precision unless the simultaneous transfer of heat and humidity is taken into account [7].

The objective of this study is to identify the influence of the humidity on the measurement of the thermophysical properties hydrophilic materials in a humid environment. For this purpose, an experimental approach based on the centered hot plate method and a theoretical approach based on coupled heat and humidity transfers are performed.

2. Experimental approach

2.1. Water sensitive and non-sensitive media

The hydrophilic versus hydrophobic distinction is justified when coupled heat-humidity transfer is studied. The experimental approach is thus performed on a hydrophilic insulator made of flax fibers (LFB) and on a hydrophobic material made of a phase change polymer (PCM) (*Rubitherm[®] paraffin*) with solidification temperature approximately 27 °C (*Fig. 1*).

The contact angles of LFB and PCM measured by the droplet analysis are respectively $\theta_{PCM}=112^\circ \pm 2^\circ$ and $\theta_{LFB} = 78^\circ \pm 2^\circ$ (*Fig. 1c* and *1d*), showing that the surface of LFB media is wettable (as $\theta_{LFB} < 90^\circ$) while the PCM surface is non-wettable (as $\theta_{PCM} > 90^\circ$). The latter is hydrophobic and the LFB media is hydrophilic and could uptake the ambient humidity [8, 9]. This is confirmed by the water uptake test. The water uptake measurement is performed in a climatic chamber (*Dycometal[®], CCK 480*) according to the french standard *NF EN ISO 12571*. The Figure 2 plots the evolution of the water content of the LFB sample for different relative humidity HR of the ambient air.

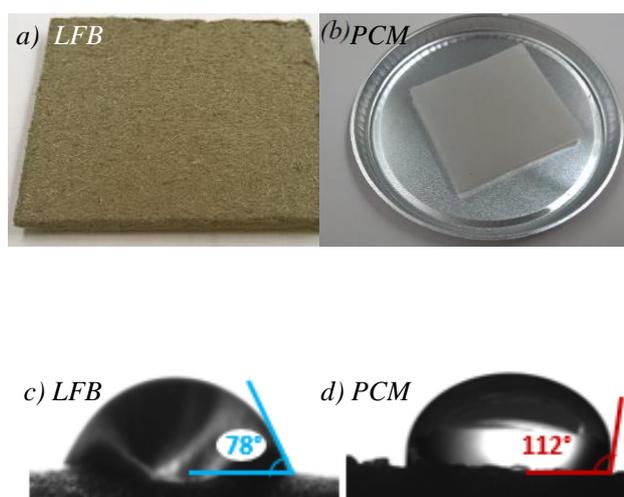


Figure 1: Contact angle (water droplet) on the PCM and the LFB samples

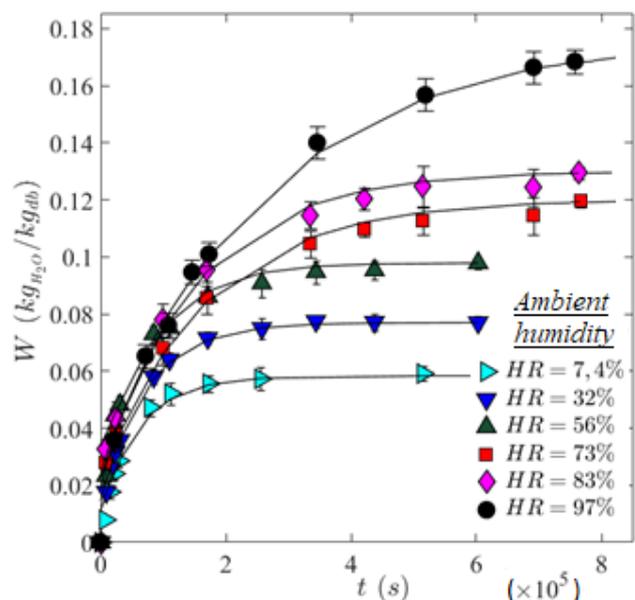


Figure 2 : Variation of the water content of the LFB sample in atmospheres at variable relative humidity

Clearly, the material LFB can uptake until 17 % *wt* of the humidity when lying in an ambient air at 97% HR. Bio-sourced materials are highly hydrophilic, as the result, coupling heat and humidity transfer is required when applying thermal metrology to biobased insulators.

2.2. Device for thermal conductivity measurement

An "asymmetrical centered hot plate" device (Fig. 3) [10, 11] was used to measure the thermal conductivity of the studied samples. It consists of a 21Ω flat heating element of $46 \times 46 \text{ mm}^2$ and $0.15 \mu\text{m}$ thickness (*Omega*[®], *KHLV-202/10-p*) which is inserted between the sample to characterize and a reference sample with a well-known thermal conductivity ($\lambda_2 = 0.069 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Samples are compressed (pressure $\approx 6 \times 10^{-2} \text{ MPa}$) between two identical aluminum blocks. K-type thermocouples record the evolution of interfaces temperatures $T_c(t)$, $T_o(t)$ and $T_1(t)$ (Fig. 3a). The heating element is connected to a power supply (*AIM-TTI*[®], *PLH250-P, UK*) and thermocouples are connected to an acquisition unit (*Omega*[®], *TC-08, UK*).

The test is carried out on low-thickness samples ($\approx 4 \text{ mm}$) to allow a unidirectional heat flux across the sample, from one side to the other, and to minimize the lateral heat losses.

The hot plate device provided with samples is arranged in the climate Chamber (Fig. 3b) allowing to set the ambient atmosphere at a given temperature and humidity.

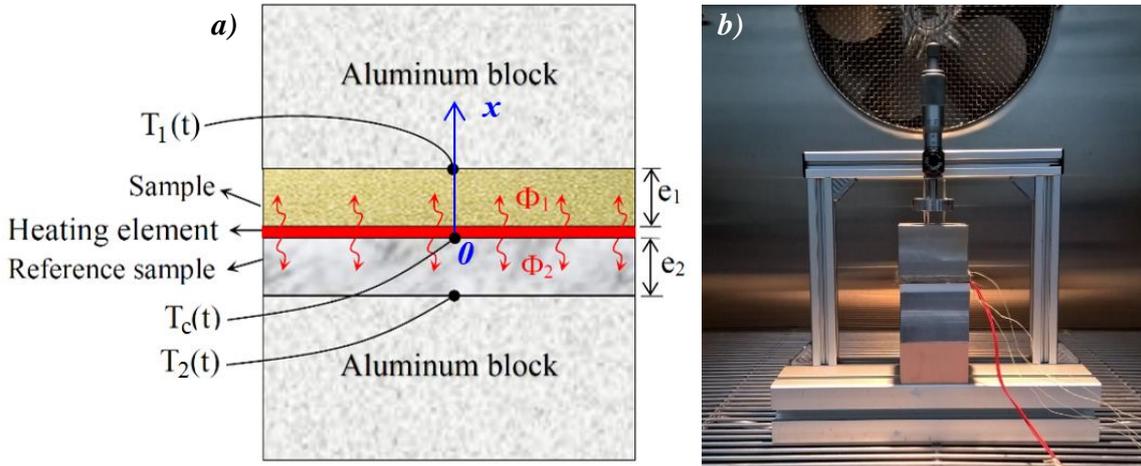


Figure 3: Schematic layout of the "asymmetrical centered hot plate" (a) experimental device arranged in a climatic chamber (b).

2.3. Measuring protocol

When a voltage ($U = 2.33 \text{ V}$) and a current ($I = 0.11 \text{ A}$) are applied, a heat flow ($\phi = U^2/R.S$) is generated through samples. The interface temperatures $T_c(t)$, $T_1(t)$ and $T_2(t)$ are then recorded until the stationary regime is reached (after approximately 3 hours). By neglecting the lateral heat loss, the generated flux (ϕ) is the sum of both heat fluxes ϕ_1 and ϕ_2 , passing through each sample :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 \quad (1)$$

In a stationary regime, the Fourier's law of heat conduction allows us to write :

$$\begin{cases} \phi_1 = \frac{\lambda_1}{e_1} (T_c - T_1) \\ \phi_2 = \frac{\lambda_2}{e_2} (T_c - T_2) \end{cases} \quad (2)$$

The thermal conductivity λ_1 of the sample is deduced from the above equations as follow :

$$\lambda_1 = \frac{e_1}{T_c - T_1} \left[\frac{U^2}{RS} - \frac{\lambda_2}{e_2} (T_c - T_2) \right] \quad (3)$$

For the LFB sample, measurements are taken at relative humidity conditions of 30%, 50%, 70% and 90% RH, the temperature being maintained for each RH case at 20 °C, 30°C, 40 °C and 50 °C. For the PCM sample, measurements are performed at extreme RH of 30% and 90% and at 10°C and 15 °C, i.e, below the phase change temperature of PCM (27°C).

2.4. Experimental determination of thermal capacity and absolute density

As the thermal capacity and the absolute density are involved in the coupled heat-humidity transfers, these parameters are previously measured on the LFB and PCM samples. The density is determined by the hydrostatic weighing method using a balance and the thermal capacity is measured by the continuous temperature programming method using the DSC calorimeter (*TA Instrument*[®], *Q20, USA*), as well detailed in our previous paper [12]. The thermal capacity of the sample C_{p_e} is then calculated from the correlation:

$$c_{p_e}(T) = c_{p_r}(T) \frac{\phi_e - \phi_b}{\phi_r - \phi_b} \frac{m_r}{m_e} \quad (4)$$

Where C_{p_r} , m_r and ϕ_r are respectively the heat capacity, the mass and the heat flux of the reference sample, m_e and ϕ_e , the mass and the heat flux of the sample to be characterized and ϕ_b the thermal flux of the empty sample holder.

Experimental results of C_{p_e} are plotted on Figure 4.

3. Theoretical approach of coupled heat and humidity transfers

3.1. Analytical model of coupled heat-humidity transfers

When a heat source is applied to a hydrophilic medium lying in a humid atmosphere, heat and moisture transfer phenomena occur simultaneously through this medium. The present study proposes a coupled heat and humidity transfers model that will be compared to the permanent hot plate measurement method applied to a porous sample within a humid atmosphere.

As the heat transfer can be assumed to be unidirectional at the center of the sample, according to Ox direction (Fig. 3), the coupled heat-humidity transfers can be considered as a one-dimensional problem.

The moisture and heat balance equations are then:

- *Mass balance (liquid and vapor phases):*

$$\rho_0 \frac{\partial X_l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_0 \left(D_X^l \frac{\partial X_l}{\partial x} + D_T^l \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] - \dot{m} \quad (5)$$

$$\rho_0 \frac{\partial X_v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_0 \left(D_X^v \frac{\partial X_v}{\partial x} + D_T^v \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] + \dot{m} \quad (6)$$

where D_X^l and D_X^v are isothermal mass diffusivity of liquid phase and of vapor phase respectively ($m^2 s^{-1}$) and D_T^l and D_T^v are non-isothermal mass diffusivity of liquid phase and vapor phase respectively ($m^2 s^{-1} K^{-1}$) and T , the temperature, X , the water content and \dot{m} , the quantity of evaporated water per unit of sample volume and per unit of time.

By summing both equations, the total mass balance of the two phases is :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(D_X \frac{\partial X}{\partial x} + D_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] \quad (7)$$

$$\text{where } D_X = D_X^l + D_X^v \text{ and } D_T = D_T^l + D_T^v \quad (8)$$

In the vapor phase, by neglecting the accumulation term over the transport term, \dot{m} becomes :

$$\dot{m} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_0 \left(D_X^v \frac{\partial X_v}{\partial x} + D_T^v \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] \quad (9)$$

As the thermal diffusion can be neglected over the mass diffusion ($D_T^v \ll D_X^v$), \dot{m} becomes :

$$\dot{m} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_0 D_X^v \frac{\partial X_v}{\partial x} \right) \quad (10)$$

- *Heat balance*

On a macroscopic scale, by neglecting the kinetic energy and the assumption that water adsorbed in the pores is not a separate phase and by introducing the heat capacity at constant pressure, the equation of energy is :

$$\rho C_p^* \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda^* \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_0 D_X^v L_v \frac{\partial X_v}{\partial x} \right] \quad (11)$$

Where λ^* and C_p^* are respectively the apparent thermal conductivity and the apparent heat capacity of the sample and L_v , the latent heat of vaporization estimated as :

$$L_v = 2495 - 2.346 T \quad (12)$$

- *The initial and boundary conditions, referring Figure 3, are defined as :*

$$\text{At } t = 0, \begin{cases} X = X_i \\ T = T_i \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{At } t > 0 \text{ and } x = 0, \begin{cases} \frac{\partial X_l}{\partial x} = 0 \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \phi \end{cases} \quad (14)$$

$$\text{At } t > 0 \text{ and } x = e_1, \begin{cases} \frac{\partial X_l}{\partial x} = 0 \\ T = T_i \end{cases} \quad (15)$$

X_i and T_i are respectively the equilibrium water content and the temperature of the sample with the climatic chamber atmosphere. The eq. 15 implies that the mass transfer flux is null at the sample and the aluminum block interface and is assumed to be isothermal over time.

3.2. FE modeling of coupled heat-humidity transfers

A finite elements (FE) simulation using COMSOL Multiphysics® software is implemented to solve equations 7 and 11 with the associated boundary conditions 13, 14 and 15. Tables 1 gives the experimental and literature values of parameters involved in the mathematical and in the FE simulations.

	Density ρ_0 ($kg \cdot m^{-3}$)	Thermal capacity C_p^* ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	Thermal conduct. λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	Mass diffusion. D_X^v ($m^2 s^{-1}$)	Water content X_i ----
LFB sample					
$T_i = 30^\circ C / HR = 30\%$	988	1660	0.030	2.78×10^{-9}	0.08
$T_i = 40^\circ C / HR = 90\%$	988	1524	0.039	4.65×10^{-10}	0.17
PCM sample					
$T_i = 10^\circ C / HR = 90\%$	867	1038	0.201	---	---
$T_i = 15^\circ C / HR = 90\%$	867	2676	0.217	---	---

Table 1: Thermophysical properties (ρ_0 , C_p^* , X_i and λ are experimentally measured while D_X^v is average values of bio-sourced materials from literature [12])

4. Results and discussion

4.1. Thermophysical characteristics

Figure 4 plots the thermal capacity C_{p_e} values of LFB and PCM samples measured experimentally. The thermal capacity of PCM increases significantly when approaching the phase change temperature, i.e. 27 °C, plummets at 27 °C as the PCM changes phase from solid state to liquid state, and increases slowly beyond. Contrary to what may be expected, the C_{p_e} of LFB decreases slightly with the increasing temperature (from $2245 \pm 20 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ at 5 °C to $1365 \pm 20 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ at 50 °C). The decrease of the thermal capacity of LFB is related to the loss of humidity of the sample as the latter undergoes a dehydration when the temperature increases, another perturbation of the thermal metrology when applied to hydrophilic materials.

On the other hand, the experimental values of the thermal conductivity λ of the LFB sample plotted in Figure 5, show an increase of λ with increasing temperature (+22% when the temperature increases from 20 °C to 50 °C). Indeed, the arrangement of the hot plate in the climatic chamber at a given humidity during the measurement of λ reduces the sample dehydration when the temperature increases. The results of Figure 5 show also that at a given temperature, the increase of the relative humidity leads to the thermal conductivity increasing (at 20 °C, by increasing the relative humidity from 30% RH to 90% RH, λ increases from $0.028 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ to $0.033 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, a rise of 18%). Clearly, the humidity transfer contributes to the heat transfer.

Table 2 shows the results of the thermal conductivity measured on the PCM materials using the hot plate. In atmospheres at 30 %HR and 90 %HR, the thermal conductivity does not vary at 10 °C ($\lambda \approx 0, 20 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) or at 15 °C ($\lambda \approx 0, 22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), corroborating thus the inaction of moisture on hydrophobic materials, contrary to what has been observed above with LFB.

These results confirm the necessity to consider the coupled heat and humidity transfers when measuring thermophysical characteristics of hydrophilic materials.

The values of the thermal conductivity of PCM samples measured using the hot plate have been compared to the measurements performed with a commercial apparatus (*TA Instrument*[®], *DTC 300, USA*) (Table 2). The results given by the commercial apparatus showed a low difference (< 2%) with those measured with the hot plate device. The latter is then validated.

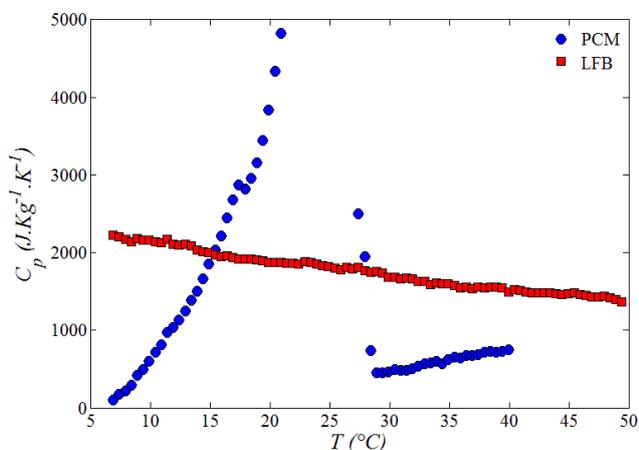


Figure 4: Variation of the heat capacity of PCM and LFB materials according to temperature

	Hot plate		<i>DTC 300</i>
<i>RH</i>	30%	90%	50%
at $T_i = 10^\circ\text{C}$	0.198	0.201	0.201*
at $T_i = 15^\circ\text{C}$	0.219	0.217	0.216*

Table 2: Thermal conductivity of the PCM material at different temperatures T_i and relative humidity measured using the hot plate. * Comparison to the values measured using the conductivimeter *DTC 300*

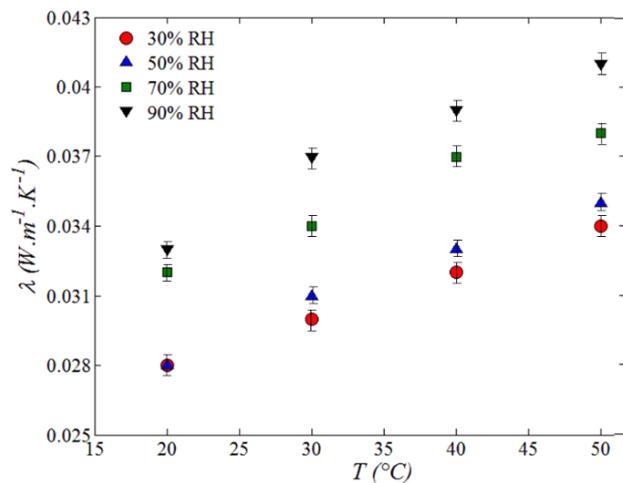


Figure 5 : Thermal conductivity variation of the LFB material as a function of temperature for different relative humidities.

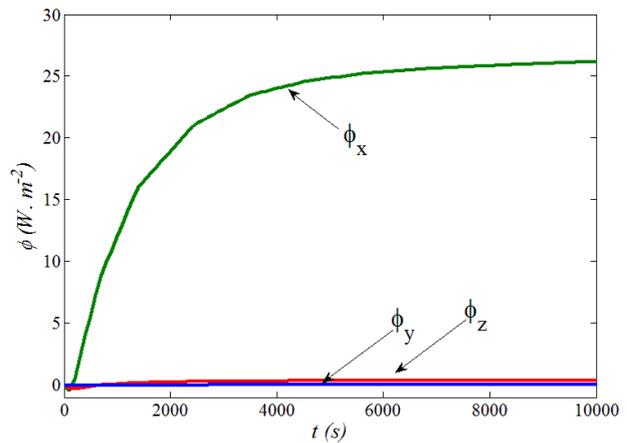


Figure 6 : Heat flux variation computed by COMSOL Multiphysics.

4.2. Numerical results

First, to verify the assumption of a unidirectional heat transfer in the center of the sample when arranged in the hot plate, the heat fluxes ϕ_x , ϕ_y and ϕ_z according to Ox , Oy and Oz directions given by the FE modeling at the center of the sample are compared on Figure 6. As one can see, the heat fluxes ϕ_y and ϕ_z are almost null while the heat flux ϕ_x increases up to 27 W.m^{-2} when the hydro-thermal equilibrium is established. This validates the unidirectional heat transfer hypothesis.

Figures 7a and 7b show a comparison between the experimental and calculated temperatures $\Delta T(t) = T_0(t) - T_i$ on the rear face of the PCM and LFB samples, respectively. In the case of the hydrophobic material, the latent heat of vaporization L_v is considered nil, thus the coupling term in the coupled system of equation 11 is canceled. The equation becomes a simple heat transfer problem.

In both cases, a good correlation was observed between the experimental and the numerically simulated curves (the difference between the experimental and the simulated curves is approximately 4%). So, one can consider that the proposed model of coupled heat-humidity transfers is validated.

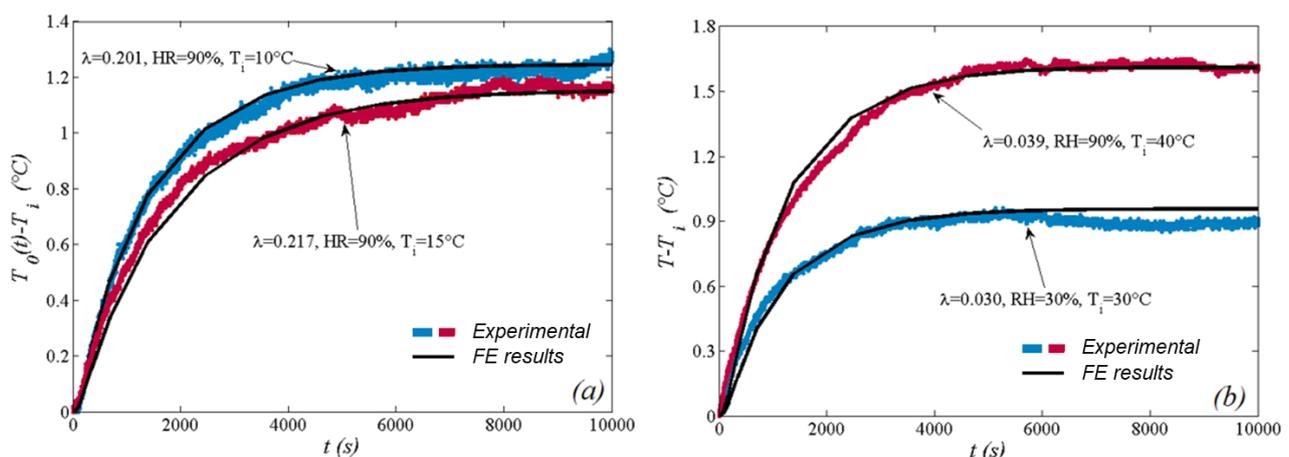


Figure 7: Comparing of the experimental and the calculated temperatures on the rear face of the sample (a) PCM and (b) LFB.

5. Conclusion

An experimental study and a theoretical approach are investigated to analyze the influence of humidity on the thermal metrology of hydrophilic materials. The experimental characterization using a centered hot plate showed a high influence of the humidity on the thermal conductivity of a hydrophilic insulator made of flax fibers (LFB). Around the ambient temperature, the thermal conductivity of this thermal insulator can rise about 18 % when the ambient relative humidity increases from 30 % to 90 %. On the other hand, the relative humidity variation does not impact the thermal conductivity of the hydrophobic material (PCM).

Clearly, the measure of the thermo-physical properties of hydrophilic materials requires models considering the influence of the humidity. A simultaneous heat and moisture transfers coupling heat and mass balance equations by the latent heat of vaporization has been proposed in this study. The equation of the coupled heat and humidity transfers model is solved in *1D* Cartesian coordinate using COMSOL Multiphysics® software. The results show a good agreement between the simulated values and the experimental measurements with a deviation of less than 4%. This model is suitable for both hydrophilic and hydrophobic materials, as for the latter, its lack in humidity leads to a nil latent heat of vaporization and the coupled heat and humidity transfers model becomes a pure heat transfer model.

References

- [1] T. Kobari, J. Okajima, A. Komiya, S. Maruyama, Development of guarded hot plate apparatus utilizing Peltier module for precise thermal conductivity measurement of insulation materials, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 91 (2015), 1157–1166.
- [2] A. Degiovanni, M. Laurent, Une nouvelle technique d'identification de la diffusivité thermique pour la méthode « flash », *Rev. Phys. Appliquée*, 21 (1986), 229–237.
- [3] Y. Jannot, Z. Acem, A quadrupolar complete model of the hot disc, *Meas. Sci. Technol.*, 18 (2007) 1229–1234.
- [4] S.A. Bahrani, Y. Jannot, A. Degiovanni, Extension and optimization of a three-layer method for the estimation of thermal conductivity of super-insulating materials, *J. Appl. Phys.*, 116 (2014),
- [5] Y. Jannot, V. Felix, A. Degiovanni, A centered hot plate method for measurement of thermal properties of thin insulating materials, *Meas. Sci. Technol.*, 21 (2010) 035106.
- [6] V. Félix, Caractérisation Thermique de Matériaux Isolants Légers Application à des Aérogels de Faible Poids Moléculaire. Ph.D. thesis, 2011.
- [7] H. Bal, Y. Jannot, N. Quenette, A. Chenu, S. Gaye, Water content dependence of the porosity, density and thermal capacity of laterite-based bricks with millet waste additive, *Constr. Build. Mater.* 31 (2012) 144–150,
- [8] K-E. Atcholi, E. Padayodi, J-C. Sagot, T. Beda, O. Samah, J. Vantomme, Thermomechanical behavior of the structures of tropical clays from Togo (West Africa) fired at 500 °C, 850 °C and 1060°C, *Constr. Build. Mater.*, 27 (2012) 141–148.
- [9] D. Quere, *Les surfaces super-hydrophobes*, Images la Phys., 239–244.
- [10] N. Laaroussi, A. Cherki, M. Garoum, A. Khabbazi, A. Feiz, Thermal properties of a sample prepared using mixtures of clay bricks, *Energy Procedia*, 42 (2013) 337–346.
- [11] Y. Jannot, A. Degiovanni, V. Grigorova-Moutiers, J. Godefroy, A passive guard for low thermal conductivity measurement of small samples by the hot plate method, *Meas. Sci. Tech.* 28(2017) 15008
- [12] M. Aghahadi, E. Padayodi, S. Abboudi, S.A. Bahrani, Physical modeling of heat and moisture transfer in wet bio-sourced insulating materials, *Review of Sci. Instruments* 89, 104902 (2018).

Étude comparative de l'échauffement dans un toron de 12 fils pour 3 dispositions données

Comparative study of heat-up in a 12-wire bundle for 3 given layouts.

Julien PETITGIRARD^{1,2}, Philippe BAUCOUR^{2*}, Didier CHAMAGNE², Eric FOULLIEN¹, Jean-Christophe DELMARE¹, Dominique MOSSER¹

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS

Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France.

² Groupe PSA, Centre Technique de Vélizy

Route de Gisy - 78140 Vélizy-Villacoublay

*(auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

Résumé - Les faisceaux électriques utilisés dans les moyens de transport doivent répondre à de plus en plus d'exigences et de contraintes. En vue de dimensionner les faisceaux de manière optimale, il est important de comprendre le comportement thermique interne du toron. Des essais expérimentaux sont présentés afin d'apprécier le comportement thermique d'un toron de 12 fils dont 6 sont alimentés. Les torons ont été peignés afin d'obtenir 3 dispositions maîtrisées qui ont été testées. Le but de cette étude est de montrer l'impact de la position des fils alimentés dans un toron. Cette étude expérimentale est complétée par une comparaison avec un modèle thermique utilisant une méthode nodale en coupe 2D.

Mots-clés : faisceau électrique ; toron de fils ; échauffement ; expérimental ; dispositions aléatoires.

Abstract - The electrical harnesses in automotive vehicles must meet more and more requirements and constraints. To optimize the design of wires in a bundle, it is essential to understand the internal thermal effects in bundles. Experimental tests are presented to assess the thermal behavior of a 12-wires bundle where 6 of which are powered. 3 controlled layouts were tested. The purpose of this study is to show the position impact of powered wires in a bundle. This experimental study is completed by a comparison with a thermal model with a nodal method in 2D slices.

Keywords: Electrical harness; Wires bundle; Heat-up; Experimental; Random layouts.

Nomenclature

D diamètre toron, m

h coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$

Nu nombre de Nusselt, –

R résistance électrique, Ω

Ra nombre de Rayleigh, –

T température, K

Symboles grecs

α coefficient de température, K^{-1}

λ conductivité thermique de l'air, $W.m^{-1}.K^{-1}$

1. Introduction

Les faisceaux électriques dans les moyens de transport doivent répondre à de plus en plus d'exigences et de contraintes : augmentation du nombre de fils liée à la complexité croissante des systèmes embarqués [1, 2], à la diversité importante des configurations proposées aux clients [3], à la variabilité de l'environnement thermique et à la réduction de l'espace disponible pour le cheminement.

En vue de dimensionner les faisceaux de manière optimale, en termes de qualité, de coût et de sûreté de fonctionnement, nous développons actuellement un modèle de simulation [4] permettant de calculer les échauffements induits par plusieurs fils adjacents en contact (c'est-à-dire placés côte à côte) dans une disposition aléatoire avec plusieurs profils de courant possibles. Au sein de chaque toron, la présence de fils dits de "communication" ou de "signal" très peu alimentés peut servir de dissipateur thermique tandis que la présence de fils dits de "puissance" augmente l'échauffement thermique. Le processus de fabrication des faisceaux, principalement manuel [5], induit une variabilité importante dans la position des fils au sein des torons.

En vue de valider ce modèle, il est indispensable de confronter ses résultats à des données expérimentales. A notre connaissance, il existe très peu de résultats avec ce niveau de connaissance du champ de température interne au toron. Dans ses travaux de thèse, Mahiddini [6] donne des mesures thermiques internes et externes à un toron en précisant seulement que les thermocouples sont placés entre les fils. Pour avoir des données plus précises des champs de températures à l'intérieur du toron, nous avons décidé de positionner plusieurs thermocouples sur une même section au sein de 3 torons. Ceux-ci comporteront les mêmes types et nombre de fils. Chaque fil identifié par section a le même profil de courant. La seule différence entre les 3 essais est la disposition des fils. Le toron est disposé dans une enceinte thermique de $1,2\text{ m}^3$ sans habillage.

A la fin de cette étude, nous présentons une comparaison de ces résultats avec une évolution du modèle nodal décrit dans nos précédents travaux [4]. Cette comparaison nous permet de vérifier au cours du développement les hypothèses choisies pour le modèle. Elle met en avant les points à faire évoluer afin d'avoir un modèle plus représentatif.

2. Description des essais expérimentaux

2.1. Banc expérimental

Le banc expérimental permet la mesure de l'échauffement d'un toron dans une ambiance constante et dans une convection naturelle. Pour ce faire, nous avons utilisé une chambre climatique BIA de $1,2\text{ m}^3$. Le toron a été suspendu à une grille à mi-hauteur (fig. 1). Pour imiter les pires conditions de températures rencontrées sur véhicule, l'ambiance est définie à 85 °C dans une atmosphère sèche. L'enceinte thermique utilisée ne permet qu'une régulation de la température en convection forcée, c'est pourquoi les essais sont réalisés dans une enceinte éteinte. Lorsque l'enceinte est maintenue à la consigne en convection forcée pendant 5 h, l'ambiance chute rapidement après son arrêt : 20 °C h^{-1} . L'énergie dissipée par le toron lors de son échauffement pourrait combler en partie cette chute de température. Cependant pour réduire significativement la perte de température ambiante nous avons ajouté un bloc métallique qui permet d'augmenter l'inertie du système et de réduire la vitesse de chute à $2,4\text{ °C h}^{-1}$.

Dans le but de négliger les flux de chaleur axiaux dans les torons, ceux-ci ont été peignés pour forcer une disposition constante sur toute leur longueur. Les dispositions issues d'un moteur physique sont construites aléatoirement [4]. Les peignes adaptés à chaque disposition ont été imprimés en 3D. Le toron est de grande longueur (3m) pour négliger les échauffements de contact créés aux extrémités du toron et ne garder que les effets thermiques radiaux. La disposition des torons a été déterminée suivant 3 cas de génération aléatoire contrôlée [4] : dans un premier cas les fils alimentés sont concentrés vers le centre, dans un deuxième cas les fils alimentés sont sur la partie extérieure du toron et, finalement, les fils de faibles sections alimentés ou non sont concentrés au centre (cf. fig. 3.1,2 et 3).

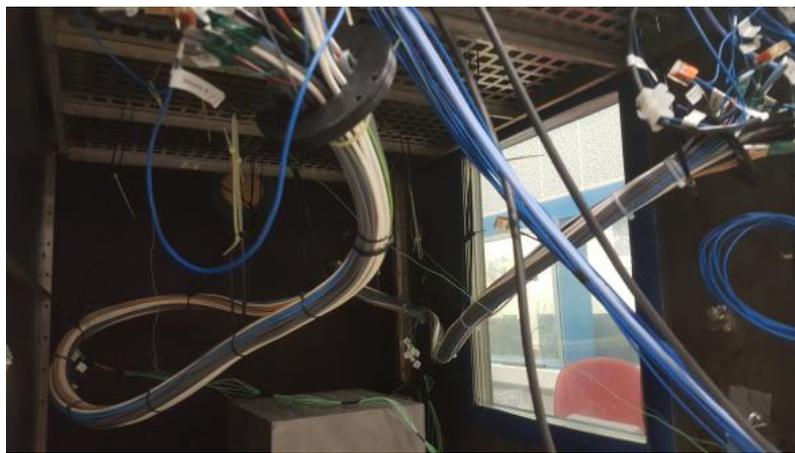


Figure 1: Photo qui met en évidence une disposition type de toron en chambre climatique

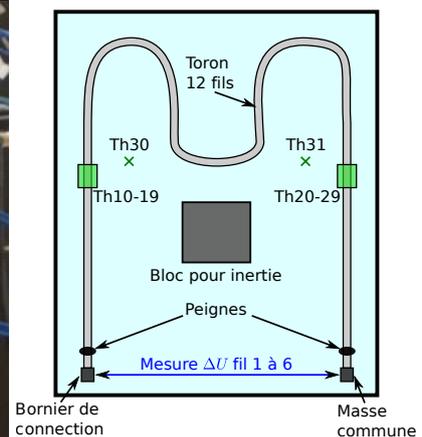


Figure 2: Schéma d'un toron dans la chambre climatique

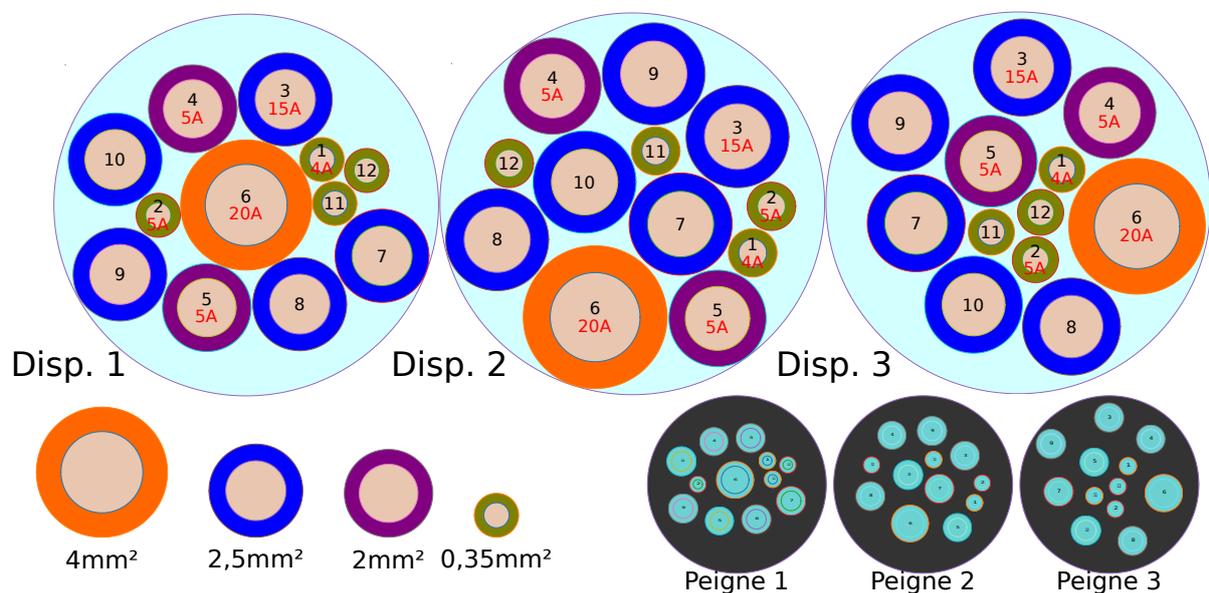


Figure 3: Dispositions des 3 géométries voulues avec les courants et sections - Géométries permettant la création de peignes

Un panneau de contrôle permet à la fois l'alimentation, la répartition du courant et les mesures électriques de courant et tension de chaque fil. Pour éviter au maximum les bruits liés à l'alimentation, il est décidé d'utiliser des batteries gel 12V 135Ah comme source de tension et des résistances passives comme charges. Lors des phases transitoires, une source de tension électronique (Agilent 6682A) en parallèle de la batterie évite sa décharge. La désactivation de cette source et l'activation des différents charges dans les fils sont pilotées depuis LabVIEW via la carte de sortie de tension PXI-6513 et des relais.

2.2. Instrumentation et protocole de mesures

Dans le but d'avoir le plus d'informations possibles sur les températures au sein d'un toron, nous avons mis en œuvre 2 méthodes pour remonter à la température. La première par une mesure directe à l'aide de thermocouples type K. Les mesures par thermocouple concernent l'ambiance et la température des isolants de 10 fils internes au toron. Nous utilisons des fils de thermocouples de faible section 130 μm de diamètre afin de ne pas être intrusif. L'impact de la présence des thermocouples dans le système n'a pas été dimensionné. Cependant cet

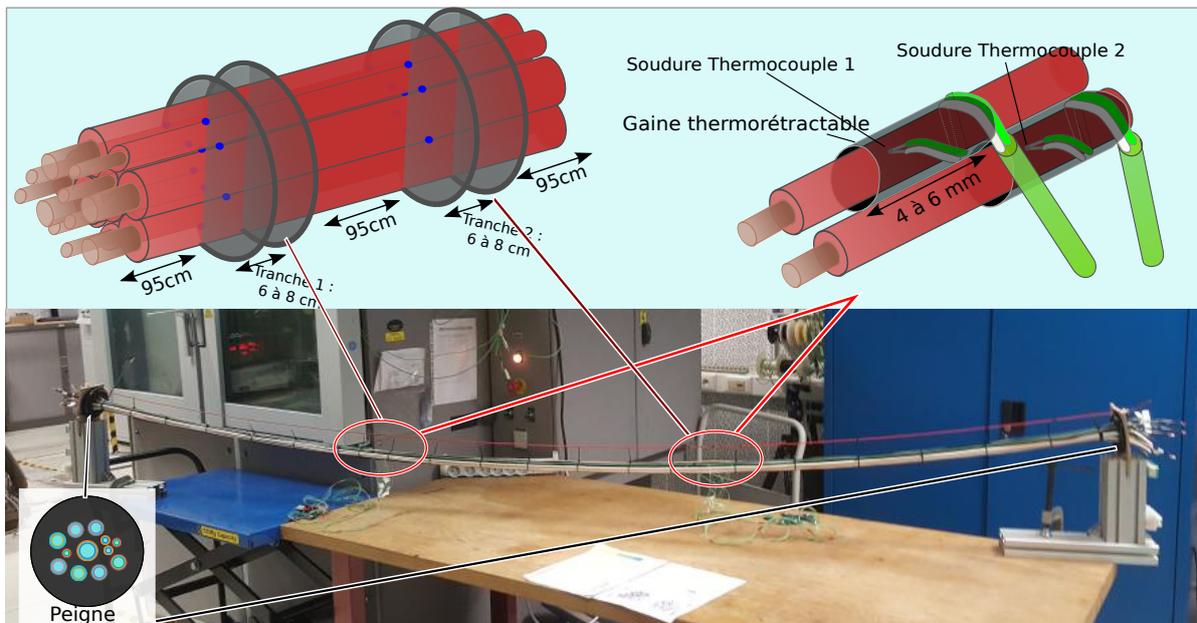


Figure 4: Banc de fabrication d'un toron

impact sur la thermique du banc est jugé très faible et est compris dans l'incertitude de mesure. L'implantation des thermocouples sur les isolants est réalisée lors du peignage des torons (cf. fig. 4). Ils sont fixés à l'aide de gaines thermorétractables. La température des isolants des 10 premiers fils est mesurée sur deux tranches radiales différentes comme décrit sur le schéma fig. 4. Ceci doit permettre de valider un champ de températures radial constant tout au long du toron. Cette façon d'intégrer les thermocouples dans le toron empêche un démontage simple du côté de la soudure chaude. C'est pourquoi, ces thermocouples sont fabriqués au laboratoire, d'une longueur suffisante (2 m à 2,5 m) pour atteindre un bornier de connections à l'extérieur de l'enceinte thermique. Ceci permet l'échange simplifié des torons. Tous les thermocouples ont été étalonnés et corrigés par comparaison à une sonde PT100 dans un bain thermostaté et agité de 0 à 100 °C et dans un four d'étalonnage de 110 à 140 °C suivant les indications préconisées par Charki et al. [7]. Les incertitudes élargies (facteur d'élargissement à $k=2$) des thermocouples sont estimées à 0,6 °C de par leur processus d'étalonnage [7]. Elles sont étendues arbitrairement à 1 °C pour intégrer l'influence des thermocouples dans le système.

Le deuxième type de mesures est indirect, il permet de connaître la température de l'âme des 6 premiers fils qui lie la variation de la résistance des fils cibles à la température [6]. Le principe est de déterminer la résistance des fils à une température de référence ainsi que le coefficient de variation avec la température (α) (Eq. 1).

$$R = R_{20^{\circ}C} \times (1 + \alpha \cdot (T - T_{20^{\circ}C})) \quad (1)$$

Avec la lecture de la résistance, la détermination de la température est aisée. Cependant, les fils de cuivre ont une très faible impédance (quelques m Ω) et le coefficient de température α est aussi très faible. Cela implique une variation des résistances faible en rapport à la température. Pour que la détermination de la température soit fiable et précise il faut alors des grandes longueurs de fil, de faible section ainsi que des instruments de mesure de précision. Pour ce faire, la mesure «4 fils» [6] permet une lecture plus précise de la résistance. La mesure du courant est établie à travers des shunts spécifiques à chaque fil et adaptés au courant nominal voulu. La tension résultante de ces shunts est acquise par un multimètre intégré dans une carte PXI de NATIONAL INSTRUMENTS : PXI-4065. La tension aux bornes de chaque fil est mesurée par un source-mètre KEITHLEY 2450 qui offre une grande précision de lecture. Ne disposant que de

deux appareils de précision, les mesures sont faites successivement dans chaque fil à l'aide de relais (exemple du montage électrique pour 3 fils - cf. fig. 6). La séquence est de 15 mesures de résistance de 11 secondes par fil. Cette méthode permet directement de récupérer la température de l'âme du fil. Cependant, cette température représente une température moyenne tout au long du fil contrairement à la mesure de températures par thermocouple qui est très localisée. Des étalonnages de chaque type de fil permettent de déterminer la constante α (cf. tableau 1). Ces résultats concordent avec la valeurs de $3,93 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ indiquée dans la norme CEI-60287 [8].

Les incertitudes calculées pour les températures d'âmes sont issues de tous les étalonnages préalables pour la résistance des shunts, la résistance des fils à 20°C et le coefficient α . A ceci sont ajoutées les incertitudes des mesures de tension des multimètres provenant des spécifications des fabricants dans la situation d'utilisation lors de l'essai. La propagation mathématique de ces incertitudes est effectuée suivant la méthode de calcul classique des différentielles totales exactes.

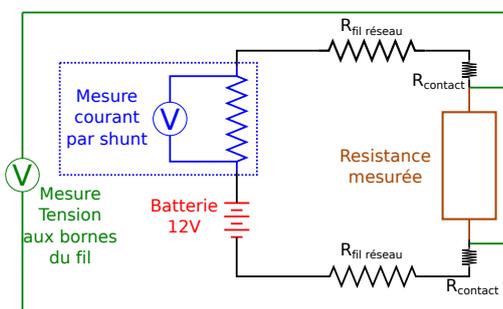


Figure 5: Circuit de mesure d'une résistance en 4 points.

Section	Rép.1	Rép.2	Rép.3	Moy.
mm ²	10^{-3} K^{-1}			
0,35	3,89	3,90	3,84	$3,88 \pm 0,04$
2,5	3,92	3,93	3,92	$3,92 \pm 0,06$
2,0	3,94	3,86	3,90	$3,90 \pm 0,05$
4,0	3,91	3,91	3,86	$3,89 \pm 0,09$

Tableau 1: Détermination expérimentale de la constante α par section.

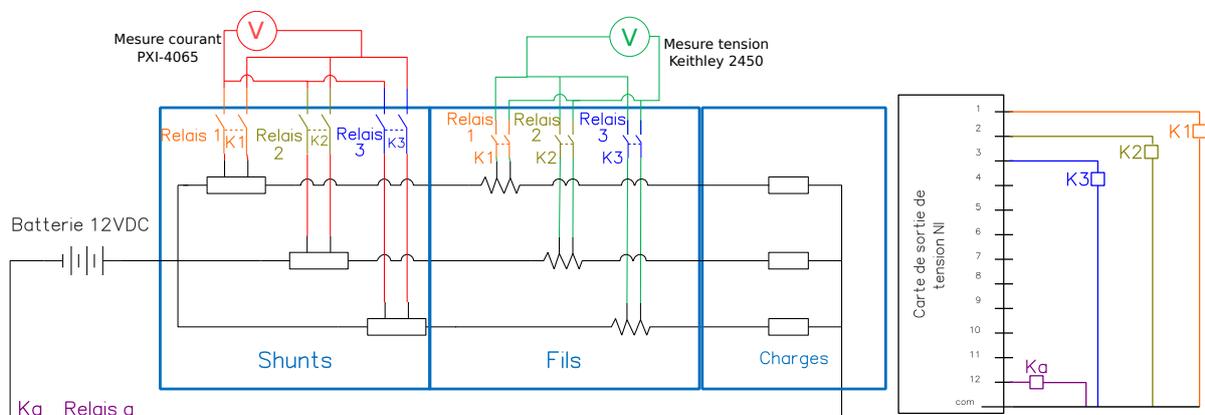


Figure 6: Schéma électrique de la mesure de résistance à l'aide de 2 voltmètres pour 3 fils.

3. Résultats et exploitation

Les mesures ont été effectuées après avoir atteint un régime stabilisé, soit environ après 25 minutes d'essai. Les mesures directes ont été effectuées par lecture parallèle de thermocouples sur les isolants des 10 premiers fils (pendant 90 secondes) sur les 2 tranches notées Iso 1 et 2 sur le tableau 2. La mesure de la résistance des 6 fils alimentés s'effectue séquentiellement par période de 11 secondes par fil et avec une latence de 4 secondes entre chaque fil. Ces mesures ont permis de remonter à la température de l'âme (cf Eq. 1).

Les résultats présentés dans le tableau 2 montrent que les fils ont une température comprise entre $90,5$ et $101,3^\circ\text{C}$. Au degré près, ces extrema sont les mêmes dans les 3 cas. Cependant, les points de température les plus élevés et les plus faibles sont localisés sur différents fils. Par

exemple sur la géométrie 1 le fil le plus chaud ($101,3^{\circ}\text{C}$) est le fil 6 tandis que sur la géométrie 2 c'est le fil 2 ($100,3^{\circ}\text{C}$) et pour la dernière géométrie c'est le fil 1 ($100,4^{\circ}\text{C}$). Ces différences sont visibles sur la figure 7B.

	Geom 1			Geom 2			Geom 3		
	Température [$^{\circ}\text{C}$]			Température [$^{\circ}\text{C}$]			Température [$^{\circ}\text{C}$]		
	<i>Iso 1</i>	<i>Iso 2</i>	<i>Ame</i>	<i>Iso 1</i>	<i>Iso 2</i>	<i>Ame</i>	<i>Iso 1</i>	<i>Iso 2</i>	<i>Ame</i>
Fil 1	97,7	97,8	$97,2 \pm 7,3$	98,4	96,5	$98,2 \pm 7,4$	99,3	100,0	$100,4 \pm 7,5$
Fil 2	97,0	98,4	$98,7 \pm 7,7$	100,0	99,4	$100,3 \pm 7,7$	98,5	99,5	$98,6 \pm 7,7$
Fil 3	96,6	93,4	$98,4 \pm 12,1$	x	96,4	$96,9 \pm 12,0$	98,0	99,1	$98,5 \pm 12,1$
Fil 4	96,1	95,7	$95,6 \pm 8,6$	91,1	92,2	$92,8 \pm 8,5$	97,2	90,5	$95,3 \pm 8,5$
Fil 5	92,6	93,8	$93,5 \pm 8,5$	94,9	95,4	$95,4 \pm 8,6$	97,2	96,9	$97,8 \pm 8,6$
Fil 6	97,6	97,1	$101,3 \pm 15,1$	95,0	96,5	$97,3 \pm 14,9$	99,1	86,0	$98,0 \pm 15,0$
Fil 7	92,9	94,3	x	95,4	97,1	x	91,5	95,2	x
Fil 8	91,8	94,1	x	90,6	92,0	x	95,8	x	x
Fil 9	95,0	93,0	x	91,3	92,8	x	96,7	96,3	x
Fil 10	94,3	98,3	x	91,6	94,0	x	92,7	x	x
Fil 11	Non instrumenté			Non instrumenté			Non instrumenté		
Fil 12	Non instrumenté			Non instrumenté			Non instrumenté		
Amb 1	85,4			85,8			85,3		
Amb 2	85,3			85,8			85,2		

Tableau 2: Mesures expérimentales de températures sur les 3 géométries

Ces informations sont bien-entendu à prendre avec précaution car certaines températures sont manquantes et des incertitudes de mesures existent. En effet nous ne connaissons pas toutes les températures d'âme (6 sur 12 sont connues) et d'isolant (10 sur 12 sont connues). Cependant cela est peu préjudiciable car les fils non mesurés ne sont pas alimentés. Nous pourrions certainement estimer que la température dans les fils 11 et 12 de la géométrie 3 seraient parmi les plus chauds. Les incertitudes liées à la température d'âme sont élevées (entre 7 et 12°C selon les sections de fils et l'intensité du courant); ceci est dû au fait de la précision demandée pour la mesure des résistances. L'incertitude de position des thermocouples quant à elle pose certains problèmes pour l'interprétation des résultats. En effet, la position angulaire du thermocouple sur un fil cible ne peut être imposée, car malgré la gaine thermorétractable qui serre le thermocouple, celui-ci peut se déplacer lors de la manipulation du toron. C'est pourquoi les différences de température entre les colonnes Iso 1 et Iso 2 du même fil peuvent être importantes. Elles ne relèvent pas d'un problème de justesse ou fidélité de la mesure mais ne correspondent à pas la même partie de l'isolant du fil.

Les 3 contours de température sur la figure 7B sont donc générés en imposant la température d'âme mesurée des 6 premiers fils sur toutes leurs surfaces représentatives. Pour les âmes des fils 7 à 10, la température imposée est celle de l'isolant la plus élevée. Pour chaque fil, la moyenne des deux températures de l'isolant a été imposée sur tout la partie extérieure des fils. Ceci ne représente donc pas le phénomène thermique réel mais permet de quantifier en partie la température avoisinante des fils.

4. Comparaison à un modèle nodal en développement

L'objectif principal de ces essais est de corréliser les résultats obtenus par mesure de température à ceux obtenus par un modèle de calcul actuellement en cours de développement. Ce modèle

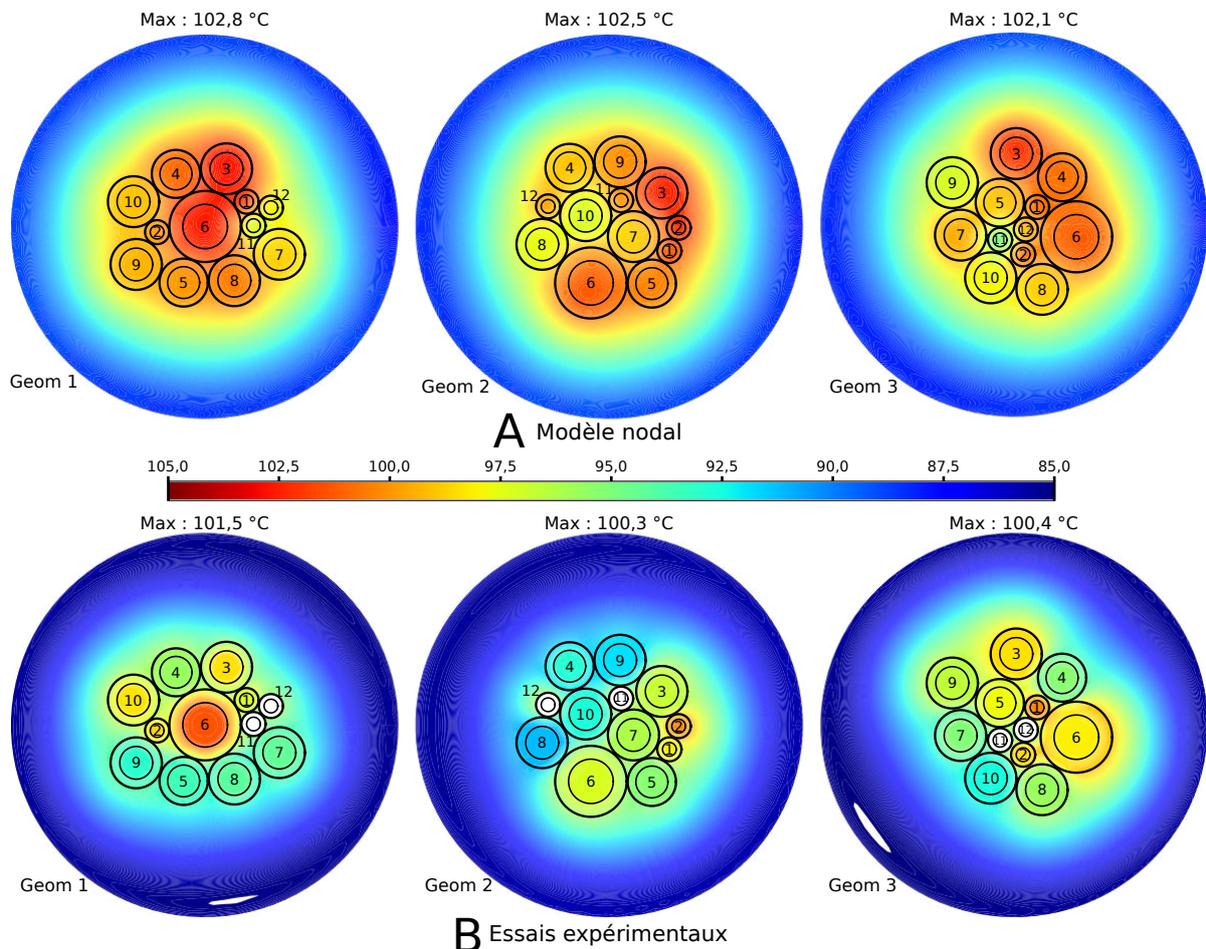


Figure 7: Contour représentant les résultats des 3 essais expérimentaux (B) et les résultats obtenus par un modèle nodal (A).

basé sur une résolution nodale permet une résolution très rapide de multiple cas de figure.

Pour cette comparaison, le réseau nodal est créé à l'aide du modèle réduit [9]. Une convection libre est estimée et ajoutée par le biais des conductances thermiques convectives comme décrit par Saulnier [10]. La corrélation utilisée est citée par Incropera [11] pour un cylindre horizontal :

$$Nu = \frac{h \times D}{\lambda} = 0,850 \times Ra^{0,188} \text{ avec } 400 < Ra < 500 \quad (2)$$

L'échange convectif obtenu pour un cylindre parfait est ensuite corrigé au niveau des surfaces de mouillabilité du toron. Les premiers résultats sont présentés pour 3 contours sur la figure 7A. Les échanges par rayonnement sont négligés pour cette comparaison dans le modèle nodal actuel.

La comparaison avec les contours obtenue par les essais expérimentaux présente globalement un décalage de température de 1 à 2 °C. Cela peut s'expliquer par l'hypothèse prise dans le modèle : l'air contenu dans le toron est considéré conducteur alors que dans les essais, nous avons remarqué les espacements lors du cintrage du faisceau qui permettrait une légère convection interne. La répartition de température n'est pas non plus tout à fait respectée. Cependant, les zones chaudes et froides sont identifiées aux mêmes endroits : le fil 6 de la géométrie 1 ou encore le fil 2 de la géométrie 2.

5. Conclusion

Cette étude montre que la température d'un fil dans un toron ne dépend pas que de son auto-échauffement mais aussi de son environnement, et plus précisément de la présence ou non d'un fil voisin qui s'échauffe. Sur un toron de 5 fils de petite taille, l'influence est déjà visible. Il est prévu de visualiser des résultats pour un toron avec plus de fils. Cette étude expérimentale confirme l'utilité de la prise en compte du phénomène d'échauffement en toron et de notre travail relatif au développement d'un modèle thermique nodal. La comparaison présentée ici est prometteuse et nous donne les informations nécessaires à l'amélioration de ce modèle.

Références

- [1] P. Parsania et K. Saradava, Drive-by-wire systems in automobiles, in *Journal of systematic computing :VVP Engineering*, vol. 6, déc. 2012.
- [2] G. Leen et D. Heffernan, Expanding automotive electronic systems, *Computer*, vol. 35, no. 1, p. 88–93, 2002.
- [3] B. Agard, *Contribution to a product design methodology in a context of wide diversity*. Theses, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, juil. 2002.
- [4] J. Petitgirard, P. Baucour, D. Chamagne et E. Fouillien, Étude 2D de l'échauffement d'un faisceau électrique pour une multitude de dispositions aléatoires de fils, in *27ème Congrès Français de Thermique (2019)*, (Nantes), p. 5–12, juil. 2019.
- [5] E. Aguirre et B. Raucent, Economic comparison of wire harness assembly systems, *Journal of Manufacturing Systems*, vol. 13, no. 4, p. 276 – 288, 1994.
- [6] F. Mahiddini, *Modélisation couplée Compatibilité Électromagnétique - Thermique d'architectures de câblages électriques embarquées*. Thèse doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2018. Thèse de doctorat dirigée par Millan, Pierre et Ridel, Michael Physique et Énergétique et transferts Toulouse, ISAE 2018.
- [7] A. Charki, D. Louvel, E. Renaot, A. Michel et T. Tiplica, *Incertitudes de mesure - Application concrètes pour les étalonnages - Tome1*, chap. Étalonnage par comparaison de capteurs de température entre -80°C et 1600°C, p. 1–32. PROFIL, EDP Sciences, 2012.
- [8] Norme IEC60287-1-1, Electric cables - calculation of the current rating - part 1-1 :current rating equations (100 % load factor) and calculation of losses - general, 2006.
- [9] J. Petitgirard, P. Baucour, D. Chamagne et E. Fouillien, Multi-source thermal model for electrical harness design, vol. ASME 2019 Heat Transfer Summer Conference in *Summer Heat Transfer Conference*, 07 2019.
- [10] J. Saulnier et A. Alexandre, La modélisation thermique par la méthode nodale, *Revue Générale de Thermique*, no. 280, p. 363–371, 1985.
- [11] F. Incropera, T. Bergman, D. DeWitt et A. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, chap. 9 - Free Convection, p. 613–616. Wiley, 2013.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au groupe PSA, à l'École Universitaire de Recherche EIPHI (contrat "ANR-17-EURE-0002") et à l'Association Nationale de Recherche et de Technologie (convention CIFRE "2017/1091") pour leur soutien dans le déroulement de ces travaux.

Caractérisation du champ thermique au sein des particules micrométriques soumises à un échange convectif pariétal lors de la fabrication additive par projection à froid.

Temperature distribution within micron sized particles subjected to a convective heat exchange with the supersonic gas flow during cold spray additive manufacturing.

Rija Nirina RAOELISON^{1*}, Essolé PADAYODI², Mohamed Rabi GUECHI¹

¹ Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, 90100 Belfort, France.

² Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, ELLIADD, Pôle ERCOS, 90010 Belfort, France.

*(auteur correspondant : rija-nirina.raoelison@utbm.fr)

Résumé – La projection à froid est une méthode de fabrication additive qui utilise un écoulement supersonique diphasique fluide/poudres micrométriques pour élaborer une structure par collision balistique. L'interaction thermique entre l'écoulement et les poudres affecte le processus de croissance additive de matière. Dans la littérature, on a recours généralement à la simulation numérique pour estimer la température des poudres à une position spatiale dans le jet en les considérant comme une phase discrète dont la température est supposée instantanément uniforme. On peut vérifier cette hypothèse à partir d'une comparaison de temps caractéristique correspondant au temps de résidence des poudres dans le jet lorsqu'elles parcourent des distances infinitésimales, et au temps d'établissement d'un gradient thermique quasi-uniforme au sein des poudres. L'écart significatif entre ces deux temps caractéristiques, pour des distances parcourues de l'ordre de la taille des poudres, montre que la notion de température uniforme instantanée n'est pas toujours vraie. C'est une notion subjective qui est valable en choisissant une unité de distance infinitésimale $dx=1\text{ mm}$ qui est en effet l'unité de référence dans la littérature pour simuler l'interaction écoulement/poudre. La solution analytique de la température en coordonnée radiale donne une corrélation analytique adimensionnelle indiquant des conditions paramétrées de température instantanément uniforme.

Mots-clés : Cold Spraying ; Poudres ; Température ; Temps caractéristique ; Modèles analytiques.

Abstract – This paper investigates the parietal convective heat transfer between powders and supersonic gas flow during cold spraying. Analytical models are suggested for characterizing the temperature distribution within the powders. The notion of instantaneous uniform temperature is discussed using characteristic times. The temperature field within particles is mostly instantaneously uniform but this instantaneousness only prevails for a travel distance unit of 1mm. For shorter distances, that is, those at the scale of the micron sized powders, the particle temperature is not strictly instantaneously uniform.

Keywords: Cold spraying; Powder; Temperature; Characteristic time; Analytical models.

Nomenclature

Bi	nombre de Biot	F_D	force de traînée, kg.m.s^{-2}
C_D	coefficient de traînée	Fo	nombre de Fourier
d	distance, m	h	coefficient de convection, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
D	diamètre, m	m	masse, kg
f, g	fonction analytique	Nu	nombre de Nusselt

P	pression, $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
Pr	nombre de Prandtl
RUT_p	nombre adimensionnel
r	coordonnée radiale, m
t	temps, s
t_p	temps de résidence, s
t_U	temps température uniforme, s
T	température, K
V	vitesse, m.s^{-1}
x	coordonnée, m
W	fonction de Lambert

<i>Symboles grecs</i>	
α	diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
β, ξ, ζ	coefficient
Φ, θ	fonction analytique
λ	conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ρ	densité massique, kg.m^{-3}
<i>Indices</i>	
g, p	gaz, poudre
0	condition initiale

1. Introduction

Le recours aux poudres micrométriques est largement déployé en fabrication additive pour l'élaboration de diverses pièces métalliques à géométrie simple ou complexe. La projection à froid est une variante de la méthode additive qui produit une consolidation directe des poudres par collision balistique grâce à une vitesse d'impact de plusieurs centaines de m/s générée par un écoulement supersonique. Cette méthode est de plus en plus attrayante car elle permet une élaboration additive, rapide et à froid, de divers matériaux y compris les métaux, les céramiques et récemment, les polymères [1,2]. Deux principaux phénomènes gouvernent la croissance additive de matière : une interaction fluide/solide entre l'écoulement supersonique et les poudres qu'il entraîne, et la collision balistique de ces poudres qui sont projetées sur un substrat cible. Ces deux phénomènes sont liés par le comportement en vol des poudres qu'on décrit généralement par la vitesse et la température de celles-ci avant la collision. Si la vitesse des poudres a été largement caractérisée dans la littérature de la projection à froid, il n'en est pas de même pour la température. Des seuils de vitesse adéquate (vitesse critique d'adhésion) ont été identifiés pour plusieurs matériaux, à l'aide de mesure vélocimétrique fiable utilisant des systèmes laser [3–5]. Des modèles empiriques montrent un effet de la température en vol des poudres (T_p) sur la vitesse critique. Une augmentation de T_p peut favoriser un adoucissement thermomécanique qui peut améliorer l'adhésion des poudres [6–9], augmenter les surfaces de liaison [3,6], ou rompre les oxides à la surface des poudres [9], grâce à une capacité de déformation mécanique plus importante [3,4,6].

Dans l'écoulement supersonique anisotherme, les poudres micrométriques sont soumises à un échange convectif pariétal suivant la valeur locale de la température dans le flux de gaz. Il est aujourd'hui très difficile de mesurer expérimentalement le champ thermique des poudres en raison de leur taille micrométrique combinée à leur vitesse très élevée (plusieurs centaines de m/s) et de l'absence de rayonnement suffisamment sensible à une détection de variation thermique par métrologie optique robuste. En effet, la projection à froid implique de basses températures à cause de la détente supersonique du gaz porteur. De ce fait, on a recours généralement à la simulation numérique pour estimer la température des poudres à une position spatiale dans le jet en les considérant comme une phase discrète dont la température calculée est supposée uniforme instantanément. Dans ce papier, on propose d'étudier le gradient thermique des poudres dans le jet de gaz pour discuter la notion de T_p uniforme instantanée et les conditions permettant de l'admettre, à partir d'une comparaison du temps de résidence des poudres dans le jet de gaz lorsqu'elles parcourent des distances infinitésimales, et du temps d'établissement d'un gradient thermique quasi-uniforme au sein des poudres. On utilisera une approche analytique couplée à une simulation numérique de la convection thermique pariétale entre une poudre et l'écoulement supersonique.

2. Convection thermique pariétale et champ thermique dans les poudres

Le champ thermique transitoire dans la poudre pendant la projection à froid peut être caractérisé par une simulation de l'échange thermo-convectif pariétal à l'aide d'un modèle simplifié restreint au voisinage de la poudre pour se focaliser sur le transfert thermique par convection à sa paroi, et par conduction à l'intérieur. La taille micrométrique des poudres représente une longueur trop petite pour envisager une variation locale de densité, température, pression, et vitesse du fluide. L'évolution de ces variables sur une telle distance infinitésimale est insignifiante. Les variations dues à l'écoulement compressible se font plutôt à l'échelle de la buse alors que les paramètres du fluide en un point de l'abscisse curviligne de l'écoulement se décrit simplement par la température, la pression, la vitesse et la densité à cet endroit, ce qui permet de simplifier l'échange thermo-convectif pariétal entre la poudre et le fluide qui l'entourne, par un écoulement local incompressible sur un domaine fluide suffisamment réduit autour de la poudre. On considère des dimensions faibles avec des conditions aux limites et des conditions initiales adéquates décrites par les caractéristiques locales du gaz (température, vitesse et pression qu'on notera $T_\infty, V_\infty, P_\infty$). En adoptant le repère de la poudre comme repère d'observation, le transfert thermo-convectif entre la poudre et le fluide s'effectue alors à travers une paroi fixe, et avec la vitesse relative fluide/poudre ($V_\infty = V_g - V_p$) laquelle est prescrite à l'entrée du domaine fluide. La condition de sortie est un écoulement libre décrit par une contrainte normale nulle et un flux thermique normal à la frontière de sortie de l'écoulement. Les autres frontières du domaine fluide sont soumises aux conditions (T_∞, P_∞). Cette simulation numérique phénoménologique permettra d'analyser le gradient thermique transitoire dans la poudre suivant l'évolution de l'écoulement pariétal, en indiquant aussi l'ordre de grandeur du temps caractéristique à partir duquel un champ thermique quasi-uniforme s'établit. Des conductivités thermiques extrêmes rencontrées en projection à froid sont étudiées, c'est-à-dire, des poudres de cuivre et des poudres de cermet, entre autres. On considérera aussi, d'une part la granulométrie préconisée dans la littérature [10] en prenant la taille moyenne largement utilisée qui est identique pour ces deux matériaux ($D_p=50 \mu m$) ; et d'autre part des conditions typiques de projection les plus favorables à une forte sollicitation thermique dans les poudres, c'est-à-dire, une poudre initialement à température ambiante $T_0=20 \text{ }^\circ\text{C}$, des conditions de pressurisation de l'air, utilisé comme gaz principal, qui conduisent à des ordres de grandeur de $V_\infty=600 \text{ m/s}$, $T_\infty=800 \text{ }^\circ\text{C}$, et $P_\infty=40 \text{ bar}$ [11]. La simulation numérique, réalisée avec le logiciel Comsol, considère l'air comme un fluide newtonien à propriétés thermo-dépendantes.

L'évolution typique du champ thermique transitoire des poudres débute par un gradient radial (Figure 1a) en raison de l'écoulement laminaire axisymétrique dans les premiers instants de l'échange thermo-convectif (Figure 1b). Le gradient thermique dans la poudre est ensuite perturbé à cause de l'instabilité de l'écoulement aval. La distribution de température devient irrégulière avec un fort gradient qui persiste. La poudre est continuellement chauffée par l'écoulement amont qui maintient un niveau de température plus élevé à cet endroit. Le gradient thermique dans la poudre évolue alors depuis la zone amont vers la zone aval (Figure 1c). Avec l'oscillation entretenue de l'écoulement aval (Figure 1d), cette configuration de gradient thermique perdure pour devenir un régime de conduction thermique stable dans les poudres, avec le niveau de gradient qui se réduit dans le temps. Il n'y a pas de distribution de température uniforme dans le sens strict du terme mais le faible écart de gradient (ΔT) qui se stabilise à partir d'un instant t , permet de concevoir une définition du temps caractéristique de température uniforme noté t_U . En effet, l'écart ΔT décroît vers une valeur asymptotique faible. Cette convergence permet d'identifier t_U , évalué à 10^{-6} - 10^{-7} s pour les poudres Cu et WC-Co (Tableau 1). Bien que ces valeurs soient faibles comparées à la durée caractéristique de formation d'une couche additive de l'ordre de 10^{-4} - 10^{-3} s en projection à froid [11], une instantanéité de température uniforme basée uniquement sur ces faibles valeurs de t_U devient une notion

subjective sans quantification de temps de référence adéquat à l'échelle des poudres. La section suivante discute de cette notion d'instantanéité en se basant sur le temps de résidence de la poudre défini par le temps de parcours sur une distance infinitésimale, noté t_p . La confrontation de t_p et t_U donnera une indication de distance de référence pour laquelle la température uniforme instantanée prévaut. Dans la littérature, on utilise généralement une unité de 1mm pour simuler la température en vol des poudres le long de la buse. Cette référence est toutefois très élevée comparée à la taille des poudres. Des valeurs plus petites, comparable à la taille des poudres, sont considérées pour notre étude comparative.

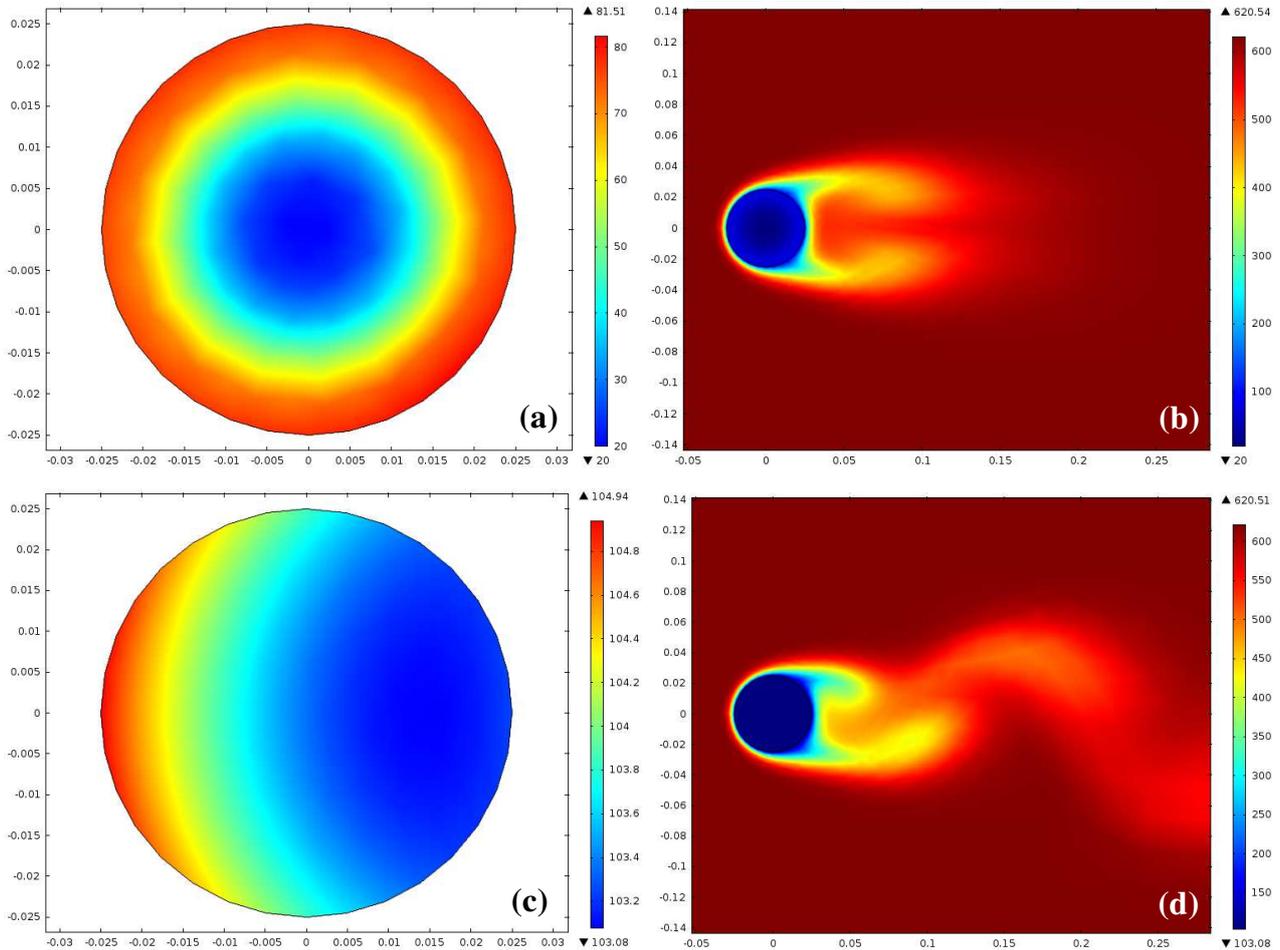


Figure 1 : Evolution typique du champ thermique transitoire (°C) des poudres dû à l'échange thermoconvectif avec l'écoulement anisotherme. Régime de gradient thermique radial (a) dû à un écoulement laminaire (b) ($t=10^{-7}$ s), et régime de gradient établi (c) en dépit de la turbulence de l'écoulement (d) ($t=10^{-4}$ s). Taille des poudres en μm sur les figures (a) et (c).

3. Validité de la notion de température instantanément uniforme

Le temps de résidence des poudres s'obtient par la résolution de l'équation de mouvement décrite par la seconde loi de Newton. L'équation (Eq. 1) donne la formulation Lagrangienne du mouvement des poudres entraînées par l'écoulement du gaz. Elle est gouvernée par la force de traînée F_D qui modélise l'action du fluide sur la poudre. La force gravitationnelle des poudres est négligée en raison de l'inertie prédominante produite par l'écoulement supersonique. La résolution analytique de ce modèle [11] donne une expression du temps de résidence décrite par des fonctions de Lambert (Eq. 2).

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{m_p}{D_p} C_D (V_g - V_p) |V_g - V_p| \quad (1)$$

$$t_p = -\frac{4\rho_p D_p}{3\rho_g C_D} \left\{ \frac{1}{V_g - V_{p0}} + \frac{1}{V_g} W \left[\frac{-V_g}{V_g - V_{p0}} e^{\frac{-V_g}{V_g - V_{p0}}} e^{-\frac{3\rho_g C_D}{4\rho_p D_p}(dx)} \right] \right\} \quad (2)$$

Où la fonction W représente la branche W_{-1} des fonctions de Lambert dont des approximations correctes sont décrites par les relations (Eq. 3-5) [12]. Les données de calcul pour notre étude sont bien définies dans le domaine de variation des fonctions W_{-1} de Lambert.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } -\frac{1}{e} \leq x < -0.333, \\ W_{-1}(x) = -1 + p - \frac{1}{3}p^2 + \frac{11}{72}p^3 - \frac{43}{540}p^4 + \frac{769}{17280}p^5 - \frac{221}{8505}p^6 \\ \text{avec } p = -\sqrt{2(ex + 1)} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } -0.333 \leq x \leq -0.033, \\ W_{-1}(x) = \frac{-8.0960 + 391.0025x - 47.4252x^2 - 4877.6330x^3 - 5532.7760x^4}{1 - 82.9423x + 433.8688x^2 + 1515.3060x^3} \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } 0.033 \leq x < 0, \\ W_{-1}(x) = L_1 - L_2 + \frac{L_1}{L_2} + \frac{(-2+L_2)L_2}{2L_1^2} + \frac{(6-9L_2+2L_2^2)L_2}{6L_1^3} + \frac{(-12+36L_2-22L_2^2+3L_2^3)L_2}{12L_1^4} \\ \quad + \frac{(60-300L_2+350L_2^2-125L_2^3+12L_2^4)L_2}{60L_1^5} \\ \text{avec } L_1 = \ln(-x); L_2 = \ln(-\ln(-x)); \end{array} \right. \quad (5)$$

En considérant des distances infinitésimales dx micrométriques (1 μm , 10 μm , et 100 μm) en plus de la référence générale ($dx=1$ mm), on trouve des valeurs de temps caractéristique de résidence variant entre 10^{-9} s et 10^{-6} s (Tableau 1). Si $t_p > t_U$, alors la poudre adopte une distribution de température uniforme avant qu'elle ait parcouru la distance dx associée à t_p . La notion de température "instantanément" uniforme prévaut alors pour cette distance infinitésimale. Dans le cas contraire, cette notion devient discutable, ce qui est le cas des distances micrométriques surtout lorsqu'elles doivent être courtes. Si l'unité de référence $dx=1$ mm valide en général l'hypothèse de température instantanément uniforme, la confrontation des temps caractéristique t_p et t_U pour les autres cas de dx infinitésimales montre les limites de cette hypothèse. Lorsque les poudres parcourent des petites distances inférieures à 10 μm , leur température n'est plus uniforme mais présente un gradient thermique. Au-delà de cette distance, le gradient thermique évolue ensuite vers un champ quasi-uniforme, car la variation locale des variables d'état du gaz est négligeable au voisinage des poudres comparée à la variation globale le long de la buse lors de la détente supersonique, comme nous l'avons déjà postulé dans nos hypothèses de travail. Ainsi, le choix d'unité de référence en termes de distance infinitésimale parcourue justifie l'adéquation d'un état de champ température instantanément uniforme dans la poudre.

Poudre	D_p (μm)	V_∞ (m/s)	T_∞ ($^\circ\text{C}$)	t_p/t_U pour différent dx				t_U (s)	ΔT ($^\circ\text{C}$)
				1 μm	10 μm	100 μm	1 mm		
Cu	50	400	400	0.1	0.3	1	4	$2 \cdot 10^{-6}$	0.6
		700	800	0.04	0.2	1	2	$2 \cdot 10^{-6}$	1.1
WC-Co		400	400	0.3	1	3	13	$9 \cdot 10^{-7}$	3
		700	800	0.1	0.4	1	5	$1 \cdot 10^{-6}$	4

Tableau 1 : Confrontation des temps caractéristiques de résidence et de température quasi-uniforme.

4. Critère analytique de température uniforme en projection à froid

Une approche analytique a l'avantage de pouvoir corrélérer l'ensemble des paramètres de la projection à froid (paramètres opératoires et caractéristiques poudres) aux réponses thermiques et cinématiques des poudres. Le problème de transfert radial en coordonnée sphérique, avec une condition aux limites de Fourier (loi de Newton) pour modéliser la convection pariétale autour de la poudre peut être résolu en utilisant une formulation adimensionnelle (Eq. 6-8) et une forme de solution spatio-temporelle à variables séparées (Eq. 9) qui donnent un problème de Sturm-Liouville (Eq. 10-12).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{d}{d\tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{r}} \right] = \frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{t}} \quad \text{pour } \left\{ \begin{array}{l} \tilde{r} \in [0,1] \\ \tilde{t} \geq 0 \end{array} \right. \\ - \frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{r}} \Big|_{\tilde{r}=\pm 1} = Bi \tilde{T}_p(\pm 1, \tilde{t}) \\ \tilde{T}_p(\tilde{r}, 0) = 1 \end{array} \right. \quad \text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \tilde{t} = \frac{t}{\tau} \text{ où } \tau = \frac{(D_p/2)^2}{\alpha} \\ \tilde{r} = \frac{r}{D_p/2} \\ \tilde{T} = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} \end{array} \right. \quad (6-8)$$

$$\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t}) = g(\tilde{r})f(\tilde{t}) \text{ avec } g(\tilde{r}) \text{ de forme } \phi(\tilde{r})/\tilde{r} \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi''(\tilde{r}) + \zeta^2 \phi(\tilde{r}) = 0 \\ \pm \frac{\phi'(\pm 1)}{\phi(\pm 1)} = 1 - Bi \\ \phi(\tilde{r}) = f(0)^{-1} \tilde{r} \end{array} \right. \quad (10-12)$$

Le système d'équation (Eq. 10-12) forme un problème à valeur propre dont la forme de la solution (Eq. 13) dépend des valeurs propres, notées ζ_i , données par l'équation transcendante (Eq. 11). Comme l'expression de la température doit être continue et finie lorsque $\tilde{r} \rightarrow 0$, la solution $\phi_i(\tilde{r})$ est réduite au terme $\beta_i \sin(\zeta_i \tilde{r})$ qui définit la forme finale de l'équation transcendante (Eq. 14).

$$\phi_i(\tilde{r}) = \xi_i \cos(\zeta_i \tilde{r}) + \beta_i \sin(\zeta_i \tilde{r}) \quad (13)$$

$$\frac{\zeta_i}{\tan \zeta_i} = 1 - Bi \quad (14)$$

Le coefficient β_i est déterminé selon le théorème de Sturm-Liouville qui considère l'orthogonalité des fonctions propres $\sin(\zeta_i \tilde{r})$. Les coefficients β_i sont alors les valeurs normées des coefficients de Fourier qui satisfont l'équation de condition initiale (Eq. 12). La combinaison linéaire des solutions $\phi_i(\tilde{r})$ conduit à la solution générale (Eq. 15) donnée par la forme (Eq. 9). Finalement, en remplaçant les variables adimensionnelles par leurs expressions, on obtient la solution analytique de la température qu'on peut réduire au premier terme ($i = 1$) car la fonction $\{\theta(\zeta_i) e^{-\zeta_i^2 Fo}\}$ pour ($i \geq 2$) est négligeable dans notre étude. On aboutit alors à une forme simplifiée (Eq. 16) qui donne une condition d'établissement de température uniforme en appliquant $T_p(D_p/2, t) = T_p(0, t)$.

$$\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t}) = 2 \sum_{i=1}^n \frac{(\sin \zeta_i - \zeta_i \cos \zeta_i)}{(\zeta_i - \sin \zeta_i \cos \zeta_i)} e^{-\zeta_i^2 \tilde{t}} \frac{\sin(\zeta_i \tilde{r})}{\zeta_i \tilde{r}} \quad (15)$$

$$T_p(r, t) = (T_0 - T_\infty) \left[2 \frac{\sin \zeta - \zeta \cos \zeta}{\zeta - \sin \zeta \cos \zeta} e^{-\zeta^2 \frac{\lambda_p}{\rho_p c_{pp} D_p^2} t} \frac{1}{\frac{2\zeta}{D_p} r} \sin\left(\frac{2\zeta}{D_p} r\right) \right] + T_0 \quad (16)$$

On déduit de la relation (Eq. 16) un critère générique $\sin(\zeta)/\zeta = 1$. Les valeurs propres ζ de l'équation transcendante pour $Bi \lesssim 0.2$ satisfont à ce critère. En adoptant une valeur critique $Bi_{cr} = 0.2$, une condition ($Bi \lesssim Bi_{cr}$) permet d'établir une corrélation qui peut combiner les

caractéristiques des poudres, du gaz, et de l'écoulement. Le nombre de Biot pouvant être défini en fonction du nombre de Nusselt qu'on remplace ensuite par la corrélation de Ranz-Marshall, puis en utilisant l'expression du nombre de Reynolds en fonction de la vitesse V_∞ , on établit l'équation (Eq. 17). Le critère ($Bi \lesssim Bi_{cr}$) pour une température uniforme donne la condition paramétrique (Eq. 18).

$$\frac{V_\infty D_p}{2} = 5.5 \frac{v}{Pr^{2/3}} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_g} Bi - 1 \right)^2 \quad (17)$$

$$\frac{V_\infty D_p}{\frac{10v}{2} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_g} Bi_{cr} - 1 \right)^2} \lesssim 1 \quad (18)$$

La relation (Eq. 18) définit une relation analytique où le terme à gauche qu'on désigne par la notation RUT_p (ratio pour T_p uniforme) corréle l'effet de la vitesse de l'écoulement V_∞ à la surface de la poudre, aux propriétés thermo-physiques du gaz, et à l'effet de conduction thermique dans la poudre gouvernée par son diamètre D_p et sa conductivité thermique λ_p . Les isovaleurs de RUT_p (Figure 2a) montrent que le critère $RUT_p < 1$ est généralement satisfait pour différents matériaux en comparant la gamme de $V_\infty D_p$ en projection à froid (Figure 2b) à la zone de vérifiant $RUT_p < 1$ (Figure 2a). Cette concordance montre que le champ de température au sein des poudres peut être uniforme pour l'ensemble des matériaux en projection à froid utilisant l'air comprimé comme gaz d'écoulement supersonique. La notion d'instantanéité est valable pour une unité de distance de référence de 1mm d'après les conclusions de l'analyse vue dans la section précédente. Le critère $RUT_p < 1$ est ainsi prédictif pour plusieurs cas de conditions de travail considérés en projection à froid. C'est une autre conclusion majeure qui ressort de cette étude.

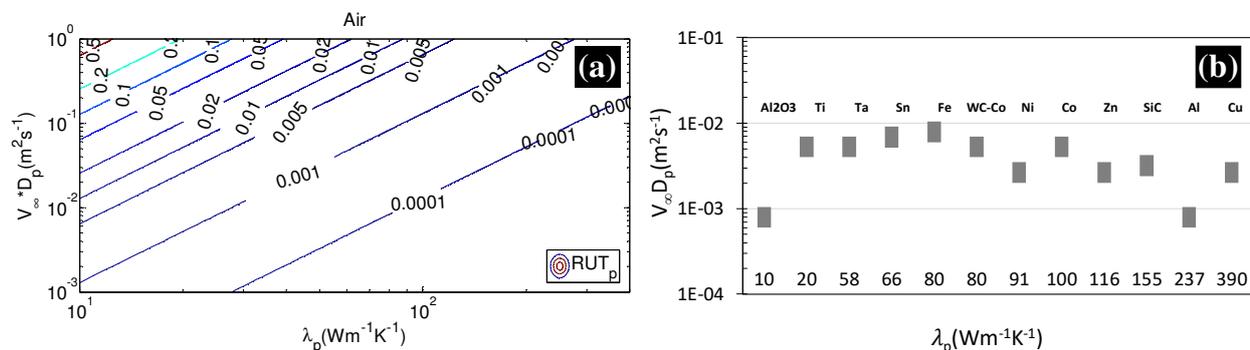


Figure 2: Isovaleurs du critère RUT_p et comparaison avec la gamme expérimentale déduite de [10].

5. Conclusion

L'éventualité d'une température instantanément uniforme dans les poudres micrométriques lors de la projection à froid est une notion subjective qui est vraie lorsque l'unité de distance référentielle est de 1mm pour simuler l'interaction écoulement supersonique/poudre qui considère les poudres comme une phase discrète. C'est une conclusion qui ressort d'une comparaison entre le temps caractéristique de résidence obtenu par une résolution analytique de l'équation de mouvement Lagrangien des poudres, et le temps caractéristique de champ de température quasi-uniforme établi à partir d'une simulation CFD de l'échange thermo-convectif pariétal. La solution analytique de la température dans une poudre, en coordonnées sphériques, donne une corrélation adimensionnelle prédictive qui permet d'indiquer des conditions d'adéquation pour une température instantanément uniforme, en fonction des paramètres d'écoulement, des propriétés du gaz et des caractéristiques de la poudre étudiée. Une simulation

CFD avec un milieu poudre en mouvement, utilisant la technique "immersed boundary method", permettra une meilleure caractérisation de la convection pariétale.

Références

- [1] R.N. Raelison, *Cold-Spray Coatings: Recent Trends and Future Perspectives*, USA, Springer International Publishing (2018).
- [2] R.N. Raelison, Ch. Verdy, H. Liao, Cold gas dynamic spray additive manufacturing today: Deposit possibilities, technological solutions and viable applications, *Mat. Des.*, 133 (2017), 266–287.
- [3] T. Schmidt, F. Gärtner, H. Assadi, H. Kreye, Development of a generalized parameter window for cold spray deposition, *Acta Mat.*, 54 (2006), 729–742.
- [4] H. Assadi, T. Schmidt, H. Richter, J.-O. Kliemann, K. Binder, F. Gärtner, T. Klassen, H. Kreye, On Parameter Selection in Cold Spraying, *J. Therm. Spray. Tech.*, 20 (2011), 1161–1176.
- [5] H. Assadi, F. Gärtner, T. Stoltenhoff, H. Kreye, Bonding mechanism in cold gas spraying, *Acta Mat.*, 51 (2003), 4379–4394.
- [6] T. Schmidt, H. Assadi, F. Gärtner, H. Richter, T. Stoltenhoff, H. Kreye, T. Klassen, From Particle Acceleration to Impact and Bonding in Cold Spraying, *J. Therm. Spray. Tech.*, 18 (2009), 794–808.
- [7] X.-J. Ning, J.-H. Jang, H.-J. Kim, The effects of powder properties on in-flight particle velocity and deposition process during low pressure cold spray process, *App. Surf. Sci.*, 253 (2007), 7449–7455.
- [8] K.H. Ko, J.O. Choi, H. Lee, Pretreatment effect of Cu feedstock on cold-sprayed coatings, *J. Mat. Proc. Techno.*, 214 (2014), 1530–1535.
- [9] Y. Xie, M.-P. Planche, R. Raelison, P. Hervé, X. Suo, P. He, H. Liao, Investigation on the influence of particle preheating temperature on bonding of cold-sprayed nickel coatings, *Surf. Coat. Techno.*, 318 (2017), 99–105.
- [10] R.N. Raelison, Y. Xie, T. Sapanathan, M.P. Planche, R. Kromer, S. Costil, C. Langlade, Cold gas dynamic spray technology: A comprehensive review of processing conditions for various technological developments till to date, *Add. Manuf.*, 19 (2018), 134–159.
- [11] R.N. Raelison, Analytical description of solid particles kinematics due to a fluid flow and application to the depiction of characteristic kinematics in cold spraying, *Powd. Technol.*, 319 (2017), 191–203.
- [12] F. Chapeau-Blondeau, A. Monir, Numerical evaluation of the Lambert W function and application to generation of generalized Gaussian noise with exponent 1/2, *IEEE Tran. Sign. Proc.*, 50 (2002), 2160–2165.

Dispositif de mesure de la conductivité thermique effective longitudinale de torons adapté à différents degrés de carbonisation.

Device for measuring the longitudinal effective thermal conductivity of strands adapted to different stages of carbonization.

Baptiste BOUYER ^{1,2,*}, Xavier TARDIF ², Célia MERCADER ³, Didier DELAUNAY ¹

¹ Université de Nantes, CNRS, Laboratoire de thermique et énergie de Nantes, LTeN, UMR 6607 - F-44000 Nantes, France

² Institut de Recherche Technologique (IRT) Jules Verne - 44340 Bouguenais, France.

³ Plateforme CANOE - 33600 Pessac, France

* auteur correspondant : baptiste.bouyer@univ-nantes.fr

Résumé – Un dispositif de mesure de conductivité thermique longitudinale de torons de fibres a été mis au point et modélisé par éléments finis. Le modèle numérique a permis de minimiser les pertes radiatives. Des mesures de conductivité thermique ont été réalisées sur trois échantillons étalons représentatifs de la gamme de mesure et valident ce dispositif de $0,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ainsi que sur des échantillons constitués de fibres de viscose et de fibres de carbone T300 ce qui a permis de valider le dispositif pour la caractérisation des fibres de précurseur aux fibres de carbone.

Mots-clés : Conductivité thermique ; Fibres ; Torons ; Plaque chaude gardée.

Abstract – A device for for fibers axial thermal conductivity measurement has been developed and modeled by finite elements. The numerical model made it possible to minimize the radiative losses. Thermal conductivity measurements have been performed on three standard samples representative of the measurement range and validate this device from $0.1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ to $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ as well as on samples made up of viscose fibers and T300 carbon fibers, which validated the device for the characterization of fiber strands from precursor fibers to carbon fibers.

Keywords: Thermal conductivity; Fibers; Strands; Guarded hot plate.

Nomenclature

L	longueur, m			num	numérique
P	puissance, W	$chaud$	système de chauffage	$paroi$	paroi
T	température, K ou °C	$cond$	conduction	rad	radiatif
	<i>Symboles grecs</i>	ech	échantillon	$regul$	régulation
Δ	différence	eff	effective	$théo$	théorique
Φ	flux de chaleur, W	$elec$	électrique	x,y,z	directions
λ	conductivité thermique, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$froid$	système de refroidissement		

1. Introduction

Les fibres sont de plus en plus utilisées notamment comme renforts dans les matériaux composites. Selon la nature de ces fibres, la littérature fait état de conductivités thermiques très basses avec un ordre de grandeur de $0,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour les fibres les plus isolantes allant jusqu'à des valeurs très hautes, pouvant atteindre $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [1] ou plus pour les fibres de carbone les plus conductrices. Les fibres sont rassemblées pour former des torons. La conductivité thermique effective des torons de fibres dépend non seulement du matériau des fibres mais aussi de leur morphologie [2]: nombre, diamètre, orientation (torsadé ou non), continuité des fibres, etc. Ainsi la caractérisation thermique des torons est une étape critique dans l'évaluation des propriétés thermiques des matériaux composites.

S'il existe aujourd'hui de nombreuses méthodes pour mesurer la conductivité thermique des fibres micrométriques avec la méthode 3ω [3] ou encore la méthode flash [4], seules quelques méthodes [5–7] permettent de mesurer la conductivité thermique de torons mais sont réservées aux fibres de conductivité thermique supérieure à $10 \text{ W} / (\text{m} \cdot \text{K})$.

Compte tenu de la spécificité des fibres, un moyen de mesure direct de conductivité thermique dédié aux fibres semble pertinent.

Nous présentons ici un nouvel appareil permettant de mesurer la conductivité thermique longitudinale de torons de fibres sur trois ordres de grandeur de $0,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ soit de la fibre de précurseur à la fibre de carbone.

2. Méthodologie

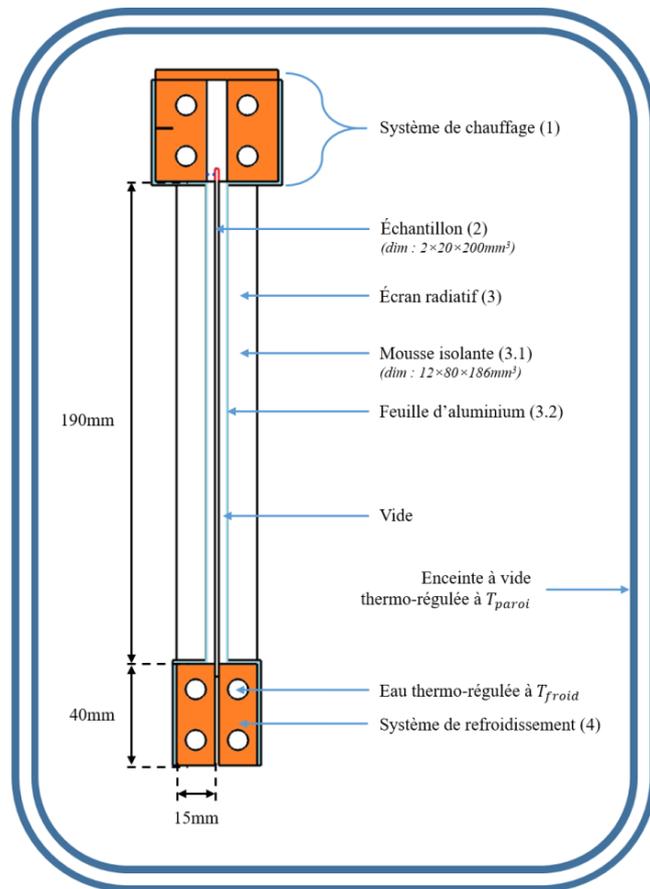
2.1. Principe de la méthode

La méthode est inspirée de la technique de la plaque chaude gardée. La résistance thermique d'un échantillon est obtenue par la loi de Fourier en 1D en régime permanent. De cette résistance thermique est déduite la conductivité thermique du matériau connaissant les dimensions de l'échantillon. Généralement l'échantillon est une plaque soumise à un gradient de température unidirectionnel, le dispositif étant isolé thermiquement, tel que les pertes de chaleur latérales soient négligeables. La détermination de la conductivité thermique, λ repose alors sur la mesure de la différence de température ΔT entre les faces séparées d'une distance L et la mesure du flux de chaleur Φ traversant l'échantillon de section, correspondant à la puissance électrique $Pelec$ consommée de l'élément chauffant.

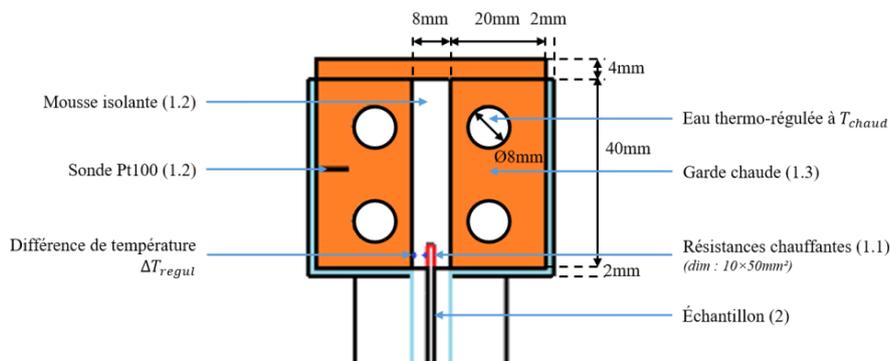
Dans le cas de la plaque chaude gardée adaptée aux torons de fibres, l'échantillon est constitué de quelques torons identiques alignés, de plusieurs centimètres de longueur pour un diamètre millimétrique. La surface latérale de l'échantillon est donc grande devant sa section. Aussi une attention particulière doit être apportée aux pertes de chaleur, notamment radiatives, dans ce dispositif.

2.2. Dispositif expérimental

Le dispositif est représenté schématiquement sur la Figure 1. Les torons de fibres (2) sont maintenus tendus verticalement entre un système de chauffage (1) et un système de refroidissement (4). La température de l'échantillon est mesurée avec des thermocouples de type K.



a) Dispositif entier (enceinte à vide non à l'échelle)



b) Système de chauffage

Figure 1 : a) Schéma du dispositif entier, b) Schéma du système de chauffage

Le système de chauffage (1) est constitué de résistances chauffantes (1.1) dont la puissance électrique consommée est mesurée et entre lesquelles est maintenu l'échantillon (2). Cet ensemble est isolé thermiquement par une mousse (1.2) de conductivité thermique $0,03 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ le tout étant entouré par une garde chaude (1.3) constituée d'échangeurs de chaleur en cuivre dans lesquels circule de l'eau régulée à la température T_{chaud} . Le système de refroidissement (4) est constitué d'échangeurs de chaleur en cuivre dans lesquels circule également de l'eau régulée à la température T_{froid} , telle que T_{chaud} soit supérieure à T_{froid} .

Un écran radiatif (3) fixé aux échangeurs est constitué de mousse isolante (3.1) et de feuilles d'aluminium adhésives (3.2) entourant l'échantillon pour limiter les échanges de chaleur par rayonnement entre l'échantillon et son environnement. Seules les surfaces de l'écran en regard avec l'échantillon sont munies d'aluminium. Le dispositif est placé dans une

enceinte elle-même régulée en température à T_{paroi} et sous vide primaire à 10^{-4} mbar pour éviter les pertes de chaleur par convection entre l'échantillon et l'air ambiant. Le vide permet également de retirer le gaz interstitiel présent dans les torons, ainsi la conductivité thermique mesurée est la conductivité thermique du matériau seul et non la conductivité thermique effective. L'eau thermorégulée circulant dans chacune des gardes provient de bains thermostatés à circulation disposant de leur propre système de régulation PID. Les résistances chauffantes (1.1) présentent chacune une résistance électrique de $60,3\Omega$ et sont connectées en parallèle à une source de courant continu Keithley 6221 régulée par PID. Les paramètres de la régulation sont évalués avant chaque mesure. Le système de régulation ainsi que l'acquisition des températures ont été réalisés en utilisant le logiciel LabVIEW™ (National Instrument Corp.)

2.3. Modélisation numérique du dispositif

Un modèle numérique 3D de l'ensemble du dispositif représenté sur la figure 1 a été réalisé sur le logiciel COMSOL Multiphysics® pour appréhender les pertes de chaleur par rayonnement entre l'échantillon et son environnement, rappelons que l'on travaille sous un vide de 10^{-4} mbar et que les pertes convectives sont négligeables. Les transferts radiatifs sont modélisés par la méthode des radiosités [8] et les facteurs de forme déterminés par la méthode des hémicubes [9] avec une résolution de 512. L'échantillon modélisé est une bande de PMMA de 200 mm de longueur, 20 mm de largeur et de 1,5 mm d'épaisseur. La conductivité thermique du PMMA introduite dans le modèle est de $0,18 W.m^{-1}.K^{-1}$. Cet échantillon sera utilisé ensuite comme étalon pour caractériser le dispositif expérimental. On impose les conditions aux limites suivantes : température de paroi imposée sur les parois extérieures de l'enceinte à vide, flux de chaleur convectif imposé sur les parois des canaux des échangeurs de chaleurs dans lesquels circulent de l'eau imposée à $30^{\circ}C$ pour le système de chauffage et $20^{\circ}C$ pour le système de refroidissement. L'ensemble des surfaces libres du dispositif ainsi que les surfaces intérieures de l'enceinte sont considérées comme surfaces diffusives : deux surfaces en regard à des températures différentes échangent de la chaleur par rayonnement. L'ensemble est à température ambiante à l'instant initial. Le maillage est constitué d'environ 2.10^5 éléments tétraédriques.

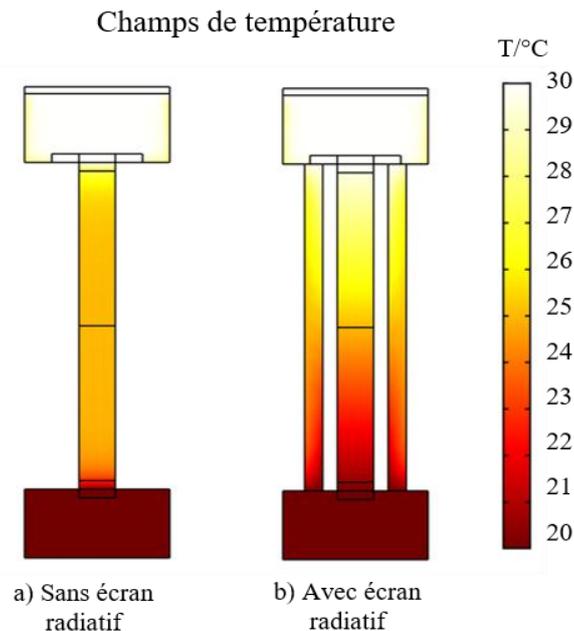
L'étude est réalisée en régime permanent. L'utilisation du bouclier radiatif, différentes températures de paroi et différentes longueurs d'échantillons ont été testées. Les configurations des simulations et leurs résultats sont rapportés dans le Tableau 1. Le flux de chaleur par conduction théorique est obtenu en négligeant toutes pertes de chaleur.

N° de simulation	#1	#2	#3	#4	#5	#6
Écran radiatif	Non	Oui	Oui	Oui	Oui	Oui
$T_{paroi} / ^{\circ}C$	25	25	20	30	25	25
$L_{eff\ éch} / mm$		190			140	90
$\Phi_{cond\ théo} / W$		$-2,84.10^{-4}$			$-3,86.10^{-4}$	$-6,0.10^{-4}$
$\Phi_{rad\ num} / W$	$-2,59.10^{-4}$	$8,71.10^{-6}$	$-5,74.10^{-4}$	$5,61.10^{-4}$	$2,21.10^{-5}$	$5,47.10^{-5}$
$ \Phi_{rad\ num} / \Phi_{cond\ z\ num} $	93%	3,1%	203%	198%	5,8%	9,3%
$ \Phi_{cond\ z\ num} / \Phi_{cond\ théo} $	98%	98,4%	99,6%	99,4%	98,7%	98,2%
$ \Phi_{cond\ x} / \Phi_{cond\ z} $	0,0%	1,2%	0,1%	0,1%	0,0%	0,3%
$ \Phi_{cond\ y} / \Phi_{cond\ z} $	16%	1,6%	2,7%	2,6%	0,6%	0,6%

Tableau 1 : Simulation numérique du dispositif : paramètres et résultats

Les champs de température obtenus avec et sans écran radiatif pour une température de paroi de $25^{\circ}C$ sont représentés sur la **Figure 2**. On peut noter que le gradient de température

dans l'échantillon est unidirectionnel uniquement en présence de l'écran radiatif. Dans le cas contraire, l'échantillon est en grande partie à la température de paroi : les transferts radiatifs entre l'échantillon et la paroi ne sont pas négligeables et atteignent le même ordre de grandeur que le flux de chaleur par conduction théorique, ce qui invaliderait le principe du dispositif. La présence de l'écran radiatif est donc nécessaire mais non suffisante pour garantir des transferts radiatifs négligeables. En effet, en présence de l'écran les pertes radiatives peuvent atteindre le double du flux de chaleur par conduction recherché lorsque la température de paroi est égale à la température de l'un des échangeurs (simulation #3 et #4). En revanche les pertes de chaleur par rayonnement sont minimisées lorsque la température de paroi est égale à la température moyenne des systèmes de chauffage et de refroidissement (simulation #2).



*Figure 2 : Champ de température dans le dispositif :
 a) sans écran radiatif et b) avec écran radiatif*

Les simulations réalisées montrent également l'influence la longueur de l'échantillon : en diminuant la longueur de l'échantillon, la résistance thermique de l'échantillon diminue également conduisant à une augmentation du flux de chaleur par conduction. Dans le même temps, le flux de chaleur radiatif augmente également, ce qui peut être attribué à l'effet de bords. La diminution de la longueur de l'échantillon entraîne une augmentation du facteur de forme géométrique entre les systèmes de chauffage ou de refroidissement et l'échantillon et donc à une augmentation des transferts de chaleur aux extrémités de l'échantillon. Les rapports des flux de chaleur radiatif et conductif présentés dans le **Tableau 1** indiquent que les pertes radiatives augmentent plus vite que le flux conductif, un échantillon plus long est donc préférable.

Un échantillon plus long est également avantageux pour d'autres raisons: il permet une instrumentation thermique plus facile et plus précise de l'échantillon puisque le gradient de température est plus faible et donc la mesure de température moins sensible à l'emplacement des capteurs tels que les thermocouples. Enfin, une plus grande résistance thermique de l'échantillon rend les résistances de contact, qui ne dépendent pas de la longueur de l'échantillon, relativement plus faibles et contribuent ainsi à les négliger. Des mesures seront effectuées sur des échantillons de longueur différente dans la partie 3 pour s'assurer que les résistances de contact n'affectent pas le résultat.

2.4. Détermination de la conductivité thermique longitudinale

Les résistances chauffantes sont réglées en courant de telle sorte à annuler la différence de température ΔT_{regul} entre les résistances chauffantes et la garde. Ainsi lorsque le régime permanent est atteint, le flux de chaleur traversant l'échantillon correspond au flux de chaleur généré par les résistances chauffantes et donc à leur consommation électrique.

3. Résultats

3.1. Validation expérimentale du dispositif

Des mesures ont été réalisées sur trois échantillons représentatifs de la gamme de mesure recherchée. Le premier est une bande de PMMA de dimension $1,5\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 200\text{ mm}$, le second une bande d'inox 316 de dimension $2\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ et le troisième est une bande d'aluminium 2017A de même dimension que le second échantillon. Une attention particulière est portée sur la régulation de la température des parois de l'enceinte, devant être égale à la moyenne des températures des systèmes de chauffage et de refroidissement. La conductivité thermique obtenue expérimentalement λ_{exp} est comparée à la conductivité thermique du matériau correspondant trouvé dans la littérature [10,11] λ_{lit} dans le **Tableau 2**. La conductivité thermique du PMMA est extraite de la référence [11]. Elle dépend de la façon dont l'échantillon est obtenu (coulé ou extrudé) mais une valeur moyenne de $0,19 \pm 0,01\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ peut être admise.

Matériau	PMMA	Inox 316	Aluminium 2017A
$\lambda_{exp} / (\text{W.m}^{-1}.K^{-1})$	0,203	16,19	133,4
$\lambda_{lit} / (\text{W.m}^{-1}.K^{-1})$	0,19 [11]	16,2 [10]	134 [10]

Tableau 2 : Résultats des mesures de conductivité thermique sur matériaux massifs de conductivité thermique connue

Une grande précision est obtenue pour les échantillons métalliques. En revanche un écart relatif plus important est obtenu pour l'échantillon le moins conducteur de chaleur, comme on pouvait s'y attendre, les pertes radiatives étant relativement plus grandes par rapport au flux de chaleur par conduction qui traverse l'échantillon.

3.2. Résultats expérimentaux sur fibres

L'appareil étant validé sur des échantillons massifs, des mesures ont ensuite été effectuées sur des torons de fibres. Quatre mesures ont été effectuées sur des échantillons constitués de 10 torons de 6000 fibres de carbone T300 de $6\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et de 200mm de hauteur pour les 2 premières mesures et de 150mm pour les deux autres. Les résultats montrent que la conductivité thermique ne change pas avec la longueur de l'échantillon et confirment que les résistances de contact thermique sont négligeables. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 3 et comparés aux conductivités thermiques trouvées dans la littérature [3,12–16]]. Les conductivités thermiques obtenues expérimentalement avec le nouveau dispositif sont comprises entre $8,4\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ et $8,7\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ et sont en bon accord avec la valeur moyenne des conductivités thermiques disponibles dans la littérature (valeur moyenne de $8,37\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$), ce qui valide l'utilisation de ce nouveau dispositif de mesure de la conductivité thermique longitudinale effective de torons de fibres conductrices. La valeur moyenne n'est certes pas un très bon estimateur mais compte tenu de la dispersion des résultats, y compris entre les différents constructeurs [12,13] il est difficile de trouver une référence.

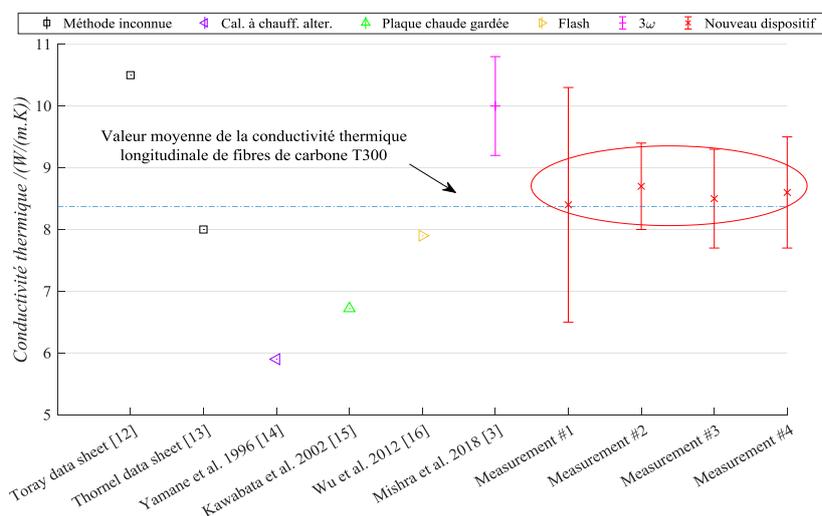


Figure 3 : Conductivité thermique axiale des fibres de carbone T300: état de l'art et mesures

Enfin, des mesures ont été réalisées sur des fibres isolantes de viscose utilisée notamment comme précurseur pour la fabrication de fibre de carbone. Le nombre de torons utilisés, la différence de température appliquée, la puissance électrique mesurée et la conductivité thermique obtenue sont présentés dans le **Tableau 3**. Kawabata et al. [15] ont également mesuré la conductivité thermique de fibres de viscose et obtiennent une valeur de $1.077 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, ce qui est très proche des valeurs expérimentales obtenues. Le nouveau dispositif est donc également validé pour les mesures de conductivité thermique de fibres isolantes.

Numéro de mesure	#1	#2	#3
Nombre de fibres	$22 \times 1k$	$58 \times 1k$	$58 \times 1k$
$\Delta T / K$	8,65	30,01	29,93
P_{elec} / W	$1,33.10^{-4}$	$1,08.10^{-3}$	$1,16.10^{-3}$
$\lambda_{exp} / (W.m^{-1}.\text{K}^{-1})$	$1,08 \pm 0,07$	$0,96 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,05$

Tableau 3 : Résultats des mesures de conductivité thermique axiale sur des fibres de viscose

4. Conclusion

Un dispositif de mesure de conductivité thermique longitudinale de torons de fibre inspiré de la méthode de la plaque chaude gardée a été mis au point et modélisé numériquement par éléments finis, réalisé, testé et validé. Le modèle numérique a permis de vérifier que les pertes de chaleur par rayonnement sont minimisées si la température de paroi est égale à la température moyenne des systèmes de chauffage et de refroidissement en présence d'un écran radiatif. Des mesures expérimentales ont été conduites sur trois échantillons étalons représentatifs de la gamme de mesure du dispositif et valident le dispositif sur la gamme de conductivité thermique recherchée : de $0,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Ensuite des mesures ont été réalisées sur des torons de fibres isolantes (viscose) et conductrices (T300) et comparées à la littérature ce qui a permis de valider le dispositif pour les mesures de conductivité thermique de torons de fibres, des fibres de précurseur aux fibres de carbone.

Références

- [1] G. Dupupet, Fibres de carbone, Techniques de l'ingénieur. (2008) 1-19.
- [2] R.S. Rengasamy, S. Kawabata, Computation of thermal conductivity of fibre from thermal

- conductivity of twisted yarn, *Indian Journal of Fibre & Textile Research*. 27 (2002) 342-345. [http://nopr.niscair.res.in/bitstream/123456789/23185/1/IJFTR_27\(4\)_342-345.pdf](http://nopr.niscair.res.in/bitstream/123456789/23185/1/IJFTR_27(4)_342-345.pdf) (consulté le 3 octobre 2019).
- [3] K. Mishra, B. Garnier, S. Mandal, N. Boyard, S. Le Corre, Thermal properties measurement of single fiber with the 3 omega method, in: *12th International Conference on Composite Science and Technology*, Sorrento, Italy, 2018: p. 12.
- [4] M.T. Demko, Z. Dai, H. Yan, W.P. King, M. Cakmak, A.R. Abramson, Application of the thermal flash technique for low thermal diffusivity micro/nanofibers, *Review of Scientific Instruments*. 80 (2009) 1-3. <https://doi.org/10.1063/1.3086310>.
- [5] L. Piraux, J.-P. Issi, P. Coopmans, Apparatus for thermal conductivity measurements of thin fibres, *Measurement*. 5 (1987) 2-5.
- [6] N.C. Gallego, D.D. Edie, B. Nysten, J.-P. Issi, J.W. Treleven, G. V. Deshpande, Thermal conductivity of ribbon-shaped carbon fibers, *Carbon*. 38 (2000) 1003-1010. [https://doi.org/10.1016/S0008-6223\(99\)00203-1](https://doi.org/10.1016/S0008-6223(99)00203-1).
- [7] A.A. Candadai, J.A. Weibel, A.M. Marconnet, A Measurement Technique for Thermal Conductivity Characterization of Ultra-High Molecular Weight Polyethylene Yarns Using High-Resolution Infrared Microscopy, in: *2019 18th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, IEEE, Las Vegas, 2019: p. 490-497. <https://doi.org/10.1109/ITHERM.2019.8757385>.
- [8] COMSOL 5.3 Heat Transfer Module User's Guide, s. d. www.comsol.com/blogs (consulté le 5 avril 2020).
- [9] M.F. Cohen, D.P. Greenberg, The hemi-cube, a radiosity solution for complex environments, in: *SIGGRAPH'85*, San Francisco, USA, 1985: p. 31-40.
- [10] ASM Aerospace Specification Metals Inc., asm.matweb.com, (2019). <http://www.aerospacemetals.com/aluminum-distributor.html> (consulté le 4 février 2019).
- [11] M. Rides, J. Morikawa, L. Halldahl, B. Hay, H. Lobo, A. Dawson, C. Allen, Intercomparison of thermal conductivity and thermal diffusivity methods for plastics, *Polymer Testing*. 28 (2009) 480-489. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.polymertesting.2009.03.002>.
- [12] Torayca, T300 DATA SHEET, 2018. www.toraycma.com (consulté le 15 avril 2019).
- [13] Cytec Engineered Materials, THORNEL® T-300 PAN-BASED FIBER, 2012. www.cytec.com.
- [14] T. Yamane, S.I. Katayama, M. Todoki, I. Hatta, Thermal diffusivity measurement of single fibers by an ac calorimetric method, *Journal of Applied Physics*. 80 (1996) 4358-4365. <https://doi.org/10.1063/1.363394>.
- [15] S. Kawabata, R.S. Rengasamy, Thermal conductivity of unidirectional fibre composites made from yarns and computation of thermal conductivity of yarns, *Indian Journal of Fibre & Textile Research*. 27 (2002) 217-223. <http://nopr.niscair.res.in/handle/123456789/22853> (consulté le 20 septembre 2019).
- [16] G.-P. Wu, D.-H. Li, Y. Yang, C.-X. Lu, S.-C. Zhang, X.-T. Li, Z.-H. Feng, Z.-H. Li, Carbon layer structures and thermal conductivity of graphitized carbon fibers, *Journal of Materials Science*. 47 (2012) 2882-2890. <https://doi.org/https://doi.org/10.1007/s10853-011-6118-z>.

Remerciements

Dans un premier temps, nous remercions Nicolas Lefevre pour la pertinence de ses propos et d'autre part Arnaud Arrivé et Julien Aubril pour leur implication dans la réalisation de ce dispositif, tous trois travaillant pour le Service Études et Fabrication (SEF) du LTeN.

Ces travaux font partie du projet FORCE piloté par l'IRT Jules Verne (Institut français de recherche technologique des technologies de fabrication avancées pour les structures composites, métalliques et hybrides).

Influence de la teneur en eau sur les propriétés thermophysiques des bois ptérocarpus et afzélia

Influence of water content on thermophysical parameters of pterocarpus erinaceus and afzelia

Carlos HOUNGBEME^{1*}, Aristide HOUNGAN¹, Armand DJOSSOU¹, Antoine VIANOU¹

¹Laboratoire de Caractérisation Thermo-physique des Matériaux et d'Appropriation Energétique (Labo-CTMAE) de l'Ecole Doctorale des Sciences de l'Ingénieur (ED-SDI), 01 BP 2009 Cotonou, Benin
Email : *houngbecarl@gmail.com

RESUME – Des valeurs de la conductivité thermique et de l'effusivité thermique des bois ptérocarpus erinaceus et afzélia ont été effectuées à la température ambiante (20°C) avec la méthode du ruban chaud. L'objectif principal du travail est de mettre en évidence l'influence de la teneur en eau et du type de bois sur leurs propriétés thermophysiques. Les résultats obtenus : la conductivité thermique ; la diffusivité thermique et l'effusivité thermique variant respectivement de 0,112 à 0,225 $W.m^{-1}.K^{-1}$; de 0,422 à $1,296 \cdot 10^{-7} m^2.s^{-1}$ et de 362,83 à 1096,68 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0,5}$ en fonction de l'humidité montrent que la teneur en eau influence fortement le comportement thermique de ces bois.

Mots clés : Bois tropicaux ; conductivité thermique ; effusivité thermique ; diffusivité thermique ; ruban chaud.

Abstract – Values of thermal conductivity and thermal effusivity of pterocarpus erinaceus and afzelia were performed at room temperature (20°C) using the hot ribbon method. The main objective of the work is to highlight the influence of water content and type of wood on their thermophysical properties. The results obtained: thermal conductivity; thermal diffusion and thermal effusivity ranging respectively from 0.112 to 0.225 $W.m^{-1}.K^{-1}$; from 0.422 to $1,296 \cdot 10^{-7} m^2.s^{-1}$ and from 362.83 to 1096.68 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0,5}$. Depending on the humidity, shows that the water content strongly influences the thermal behaviour of these woods.

Keywords: Tropical woods; thermal conductivity; thermal effusivity; thermal diffusivity; hot strip

Nomenclature

a	diffusivité, $m^2.s^{-1}$	Symboles grecs
C	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	\emptyset
e	épaisseur, m	Φ
E	effusivité thermique, $J.K^{-1}.m^{-2}.s^{1/2}$	σ
L	longueur, m	λ
R	résistance thermique, $m^2.K.W^{-1}$	ρ
S	Surface, m^2	α
T	température, °C	
T	temps, s	β
		w

1. Introduction

Le contexte du changement climatique et la nécessité de s'orienter vers une société plus sobre énergétiquement donnent un poids considérable au développement de l'industrie du bois, par le caractère écologique et renouvelable de cette ressource naturelle. L'utilisation des matériaux adaptés au climat, comme le bois, permet à l'enveloppe du bâtiment, en plus de son rôle d'isolant, de réguler elle-même les températures et l'hygrométrie intérieure (via l'inertie des parois et le phénomène de mur respirant) [1]. De plus, ceci contribue à minimiser les consommations énergétiques du bâtiment [2]. Matériau hygroscopique et ligno-cellulosique [3], le bois fonctionne comme un régulateur naturel de l'humidité dans nos maisons. Ses caractéristiques thermiques de base telles que la conductivité thermique, la diffusivité thermique et la chaleur spécifique dépendent ou ne dépendent pas des essences, de la direction anatomique [4], de la densité [5], de la teneur en humidité [6], de la température [7], de la charge mécanique [8], etc. Malgré ces connaissances, certains facteurs non habituels ont une influence sur les valeurs des propriétés thermiques du bois. Le but de cet article est de décrire l'influence du type d'essence et l'épaisseur de l'échantillon sur les propriétés thermiques des essences de bois considérées et d'envisager leur possibilité utilisation dans le développement de nouveaux matériaux isolants.

2. Echantillons étudiés

Les matériaux caractérisés sont des éprouvettes de bois tropicaux de géométrie parallélépipédique de longueur $L = 5 \text{ cm}$, de largeur $l = 3 \text{ cm}$ et d'épaisseurs e variables (0,3 cm ; 0,6 cm et 1,5 cm), les mesures d'épaisseur ont été effectuées avec un micromètre à 0,001%. Dans ce travail nous présentons les résultats relatifs aux deux premières épaisseurs. Le bois étant un matériau anisotrope les mesures sont effectuées ici dans la direction perpendiculaire aux fibres. Pour le faire, nous avons confectionné trois séries d'éprouvettes témoins dont les compositions initiales figurent au tableau 1. La figure 1 présente quelques échantillons des matériaux étudiés. Le tableau 1, présente la composition des éprouvettes témoins. Ces derniers ayant également subi une caractérisation thermophysique.

Echantillons	Kosso			Afzélia		
Epaisseur (mm)	03	06	15	03	06	15
Masse m (g)	4,50	7,30	16,10	5	8,80	18,50
Masse volumique ρ ($\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	1000	811,11	715,55	1111,10	977,78	822,22
Teneur en eau (%)	12,5	15,87	14,18	19,05	15,79	14,20

Tableau 1 : Composition initiale des échantillons témoins



Figure 1: Eprouvettes de kosso (Ko) et d'afzélia, (A)

3. Méthodes de caractérisation

3.1. Obtention et maîtrise des teneurs en eau

La procédure d'obtention des différentes teneurs en eau est pratiquement la même que celle développée par LAURENT et al et FALL et al [9]. La teneur en eau à base sèche est obtenue en séchant les échantillons à l'étuve réglée à 105°C pendant 48 h, le temps que l'équilibre hygrothermique soit

atteint. A la sortie de l'étuve, les échantillons sont conservés dans du papier aluminium puis dans une enveloppe en matière plastique. Les autres teneurs en eau sont obtenues en plongeant les échantillons dans l'eau pendant 48 heures au moins ; puis en les séchant progressivement soit à l'étuve ou au four à microondes, soit à l'air libre. Dès l'obtention de chaque masse voulue, les échantillons sont à nouveau conservés pendant 24 h dans une enveloppe en matière plastique, le temps que l'équilibre hygrothermique au sein de l'échantillon s'établisse. Cette technique permet d'obtenir une répartition aussi uniforme que possible de l'eau à l'intérieur des échantillons [10]. Connaissant la masse sèche m_s de l'échantillon et sa masse humide m_h , la teneur en eau massique est calculée par :

$$w = \frac{m_e}{m_s} = \frac{m_h - m_s}{m_s} \quad (1)$$

3.2 Principe du ruban chaud

La méthode du ruban chaud consiste à utiliser une simple résistance électrique de forme rectangulaire sur laquelle est disposée un thermocouple de type K constitué de fils de diamètre 0,02 mm. L'incertitude que provoque la méthode d'implantation des sondes températures est négligeable. En conséquence du contact entre la sonde et l'échantillon, il existe un très faible risque de décalage spatial pour les sondes de surface. La mesure de la température est effectuée au centre de la résistance ce qui évite d'avoir à prendre en compte les déperditions thermiques par les fils électriques à une extrémité de la résistance. La résistance est insérée entre deux échantillons de surface plane du matériau à caractériser et la température du thermocouple a été enregistrée pendant 180 s avec un pas de temps de 1 s et une résolution de 0,1 °C, les dimensions de l'échantillon sont telles que la perturbation provoquée par l'échelon de flux imposé à la sonde n'atteigne aucune de ses faces 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 bidirectionnel pendant un temps inférieur à 180s. L'idée est d'utiliser le thermogramme correspondant au début du chauffage pendant le temps où le transfert de chaleur au centre de la sonde reste unidirectionnel pour estimer l'effusivité thermique par un modèle de type plan chaud (figure 2). Une modélisation complète des transferts bidirectionnels dans les échantillons, associée à une méthode d'estimation de paramètres, permet d'utiliser le thermogramme entre 100 s et 180 s pour estimer la conductivité thermique. La figure 2 présente le dispositif expérimental du ruban chaud utilisé :

(3) : Alimentation stabilisée ; (2) : centrale d'acquisition ; (1) : résistance insérée entre deux échantillons du matériau

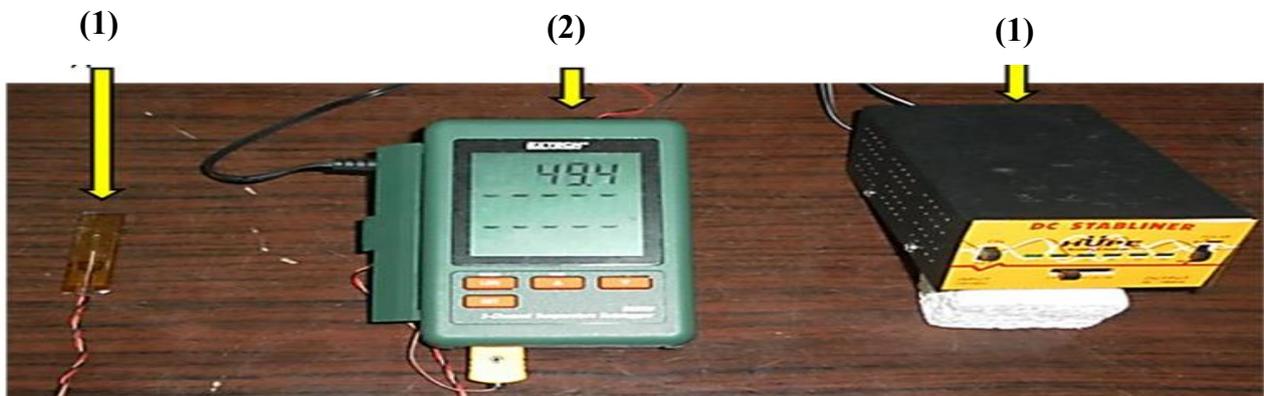


Figure 2 : Dispositif expérimental du ruban chaud

3.3. Modélisation du ruban chaud

La figure 3 présente le schéma d'un modèle ruban chaud symétrique. Les hypothèses de base sont celles émises par Yves JANNOT [10] :

- ☆ **Milieu** : Semi-infini dans les deux sens de la propagation de la chaleur (épaisseurs suffisantes);
- ☆ **Transfert** : Pas de transfert de chaleur d'un échantillon vers un autre ;
- ☆ **Condition initiale** : La température initiale T_0 des échantillons est uniforme.

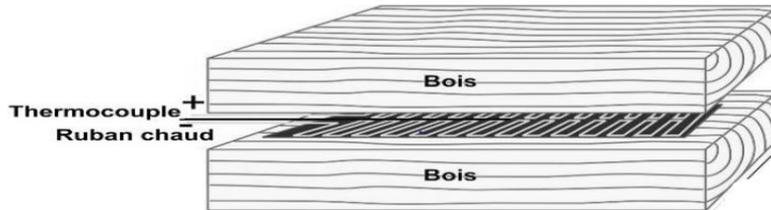


Figure 3 : Schéma du montage de la méthode du ruban chaud symétrique (mesure dans le sens perpendiculaire aux fibres).

L'élévation de la température $T(x, y, t)$ en un point de coordonnées (x, y) du ruban vérifie l'équation (3) pendant le temps où le transfert en ce point reste bidirectionnel (ruban chaud infini) :

$$\frac{\partial^2 T(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, t)}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial t} \quad (2)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } y = 0 : -\lambda S \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} = -\varphi_0 \quad (3)$$

$$\text{si } x < b \quad (4)$$

$$\text{et } -\lambda \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} = 0$$

$$\text{si } x > b \quad (5)$$

$$\text{en } x = 0 : -\lambda \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} = 0$$

$$\text{Par symétrie} \quad (6)$$

$$\text{en } x = L : T(L, y, t) = 0 \text{ hypothèse du milieu semi-infini suivant } (ox) \quad (6)$$

$$\text{en } y = e : T(x, e, t) = 0, \text{ hypothèse du milieu semi infini suivant } (oy) \quad (7)$$

3.4 Estimation des paramètres

La figure 4 présente les trois thermogrammes : ruban chaud, plan chaud et fil chaud. Par comparaison, on remarque que le ruban chaud se comporte comme le plan chaud aux temps courts (entre 0 et 50 s) et comme le fil chaud aux temps longs (entre 80 s et 180 s).

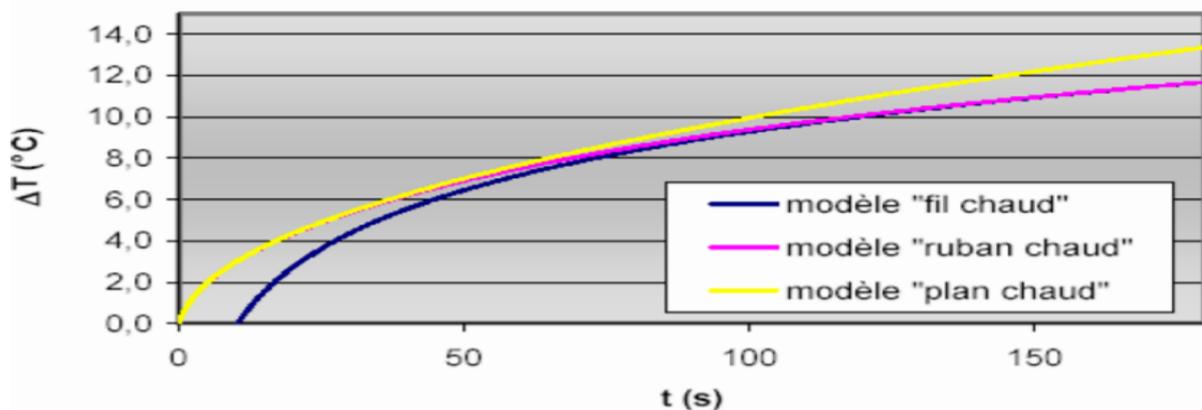


Figure 4 : Comparaison des modèles ruban chaud, plan chaud et fil chaud [10]

En appliquant successivement une transformée de Laplace, une transformation finie de Fourier en cosinus entre $x = 0$ et $x = L$ et à l'équation (2) et le formalisme des quadripôles :
Le thermogramme du plan chaud a pour expression :

$$T_s(0,0,t) - T_s(0,0,0) = \frac{2\varphi_0}{ES\sqrt{\pi}} \sqrt{t} + \varphi_0 \left[R_c - \frac{(mc)_s}{(ES)^2} \right] \quad (8)$$

$$L'effusivité thermique est obtenu par : $E = \frac{2\varphi_0}{\alpha S \sqrt{\pi}}$ (9)$$

Avec α le coefficient directeur de la droite de régression en fonction \sqrt{t} donnée par la relation (14).
Le thermogramme du fil chaud a pour expression :

$$T_s(0,t) - T_s(0,0) = \frac{\varphi_0}{4\pi\lambda L} \ln(t) + \varphi_0 \left[R_c + \frac{\gamma}{4\pi\lambda L} - \frac{\ln\left(\frac{r_0}{\sqrt{a}}\right)}{2\pi\lambda L} \right] \quad (10)$$

$$La\ conductivité\ thermique\ est\ obtenue\ par\ \lambda = \frac{\varphi_0}{4\pi\beta L} \quad (11)$$

Avec β le coefficient directeur de la droite de régression en fonction de $\ln(t)$ donnée par la relation (16). La diffusivité thermique est obtenue par : $a = \left(\frac{\lambda}{E}\right)^2$ (12)

4. Résultats

Les tableaux 2 et 3 présentent les caractéristiques thermiques des matériaux à 6 mm d'épaisseur.

Echantillon	w (%)	P (kg. m ⁻³)	λ_1	λ_2	λ_3	$\bar{\lambda}$ (W. m ⁻¹ . K ⁻¹)	$\overline{\Delta\lambda}$ (W. m ⁻¹ . K ⁻¹)
Afzélia	0	844,440	0,129	0,145	0,138	0,137	0,004
	40,78	1188,890	0,256	0,238	0,249	0,248	0,005
Kosso	0	700	0,118	0,118	0,121	0,119	0,001
	53,96	1022,220	0,238	0,246	0,241	0,242	0,002

Tableau 2 : Conductivité thermique des échantillons étudiés à 6 mm d'épaisseur.

Echantillon	w (%)	$a_1 = \left(\frac{\lambda_1}{E_1}\right)^2$	$a_2 = \left(\frac{\lambda_2}{E_2}\right)^2$	$a_3 = \left(\frac{\lambda_3}{E_3}\right)^2$	\bar{a} (10 ⁻⁷ . m ² . s ⁻¹)	$\overline{\Delta a}$ (10 ⁻⁷ . m ² . s ⁻¹)
Afzélia	0	0,854	1,001	0,888	0,914	0,044
	40,78	0,743	0,851	0,721	0,771	0,040
Kosso	0	0,975	0,914	0,911	0,933	0,021
	53,96	1,045	0,824	0,929	0,932	0,064

Tableau 3 : Diffusivité thermique des échantillons étudiés à 6 mm d'épaisseur.

Les valeurs présentées sur les figures (5 à 10) ci-dessous sont les moyennes de trois mesures effectuées dans le sens perpendiculaire aux fibres, sur les mêmes échantillons dans les mêmes conditions. Les valeurs sont mesurées à la température ambiante (20°C) et à la pression normale. Les valeurs estimées sont calculées en utilisant les équations 2 à 12.

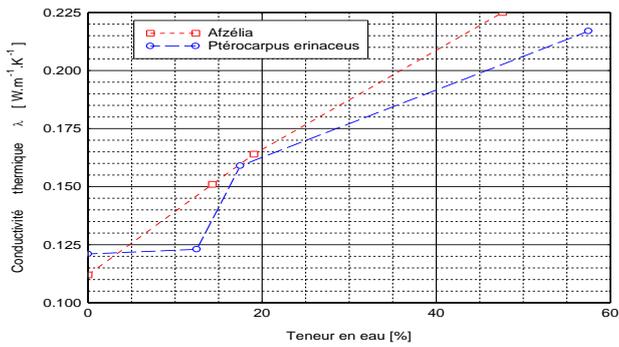


Figure 5 : Variation de la conductivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=3mm$

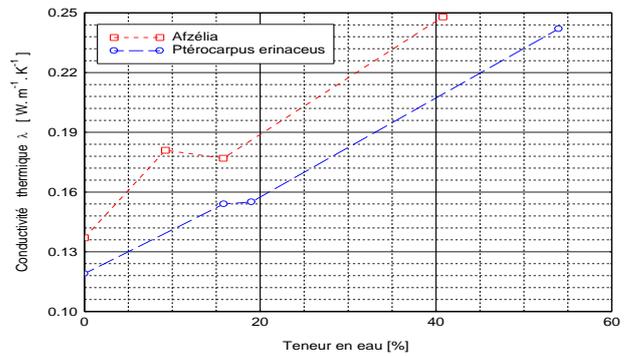


Figure 6 : Variation de la conductivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=6mm$

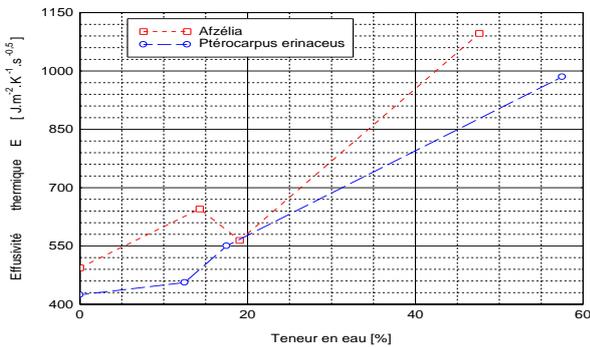


Figure 7 : Variation de l'effusivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=3mm$

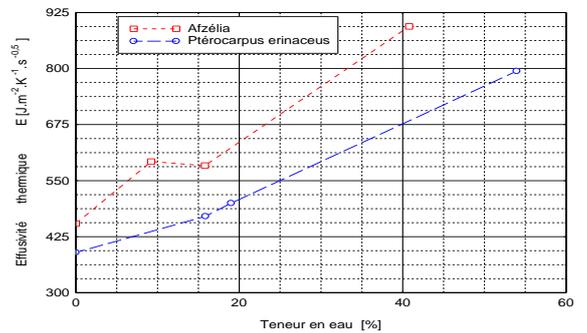


Figure 8 : Variation de l'effusivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=6mm$

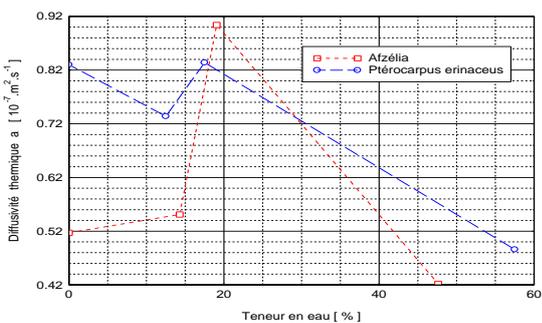


Figure 9 : Variation de la diffusivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=3mm$

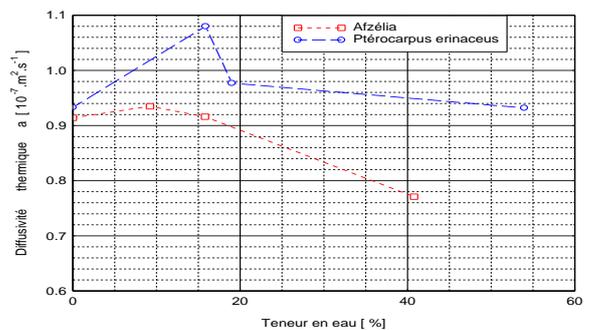


Figure 10 : Variation de la diffusivité thermique du kosso et de l'afzélia en fonction de l'humidité à épaisseur constante $e=6mm$

5. Discussions

La valeur de la conductivité thermique ; de la diffusivité thermique et l'effusivité thermique varient respectivement entre 0,112 et 0,225 $W.m^{-1}.K^{-1}$; 0,422 et 1,296 $10^{-7}.m^2.s^{-1}$ et 362,83 et 1096,68 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0,5}$. D'une manière générale, l'analyse des résultats montre que la conductivité thermique et l'effusivité thermique des deux essences croissent globalement en fonction de la teneur en eau. Selon NGOHE [11], ceci était en effet à prévoir puisque le bois est poreux, et que la conductivité thermique de l'eau (environ 0,60 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 20°C) est très supérieur à celui de l'air (environ 0,026 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 20°C) qu'elle remplace au fur et à mesure de l'humidification du bois. Toujours selon cet auteur, il existe aussi, nécessairement, dans les pores remplis d'air entre les parois humides, un gradient de pression partielle résultant de la chute de température et, de ce gradient de pression partielle, résulte une diffusion de vapeur qui à son tour entraîne de l'énergie. Nous remarquons également qu'au fur et à mesure l'épaisseur des échantillons augmente l'écart entre la conductivité thermique et l'effusivité thermique des deux bois devient de plus en plus considérable. Cette remarque peut être liée à la limite de notre hypothèse de milieu semi-fini compte tenu de la faible épaisseur de nos échantillons ou peut être dû à des différences de microstructure (porosité, tortuosité...) des deux matériaux ou à un état d'hydratation différent des échantillons. En ce qui concerne la diffusivité thermique, elle évolue d'une manière complexe mais semble en grande partie décroître en fonction de la teneur en eau. Selon NGOHE [11], ceci s'explique très facilement si nous interprétons la diffusivité thermique comme le pouvoir d'atténuation d'une perturbation thermique superficielle, au sein du matériau. En effet, au cours de l'humidification du bois, l'eau de faible diffusivité thermique (environ 1,44. $10^{-7}.m^2.s^{-1}$ à 20°C) remplace l'air sec dont la diffusivité (environ 2. $10^{-5}.m^2.s^{-1}$) est très supérieure à la sienne.

En guise de comparaison, les deux essences de bois caractérisés présentent des propriétés thermophysiques proches des précédentes publications. A titre d'exemple, Philippe Jodin [12] a publié dans le manuel « Bois matériau d'ingénierie » les valeurs 0,1 à 0,2 $W.m^{-1}.K^{-1}$ de la conductivité thermique du bois sec des valeurs 0,2 à 0,5 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour le bois humide, tous mesurées dans la direction perpendiculaire aux fibres. Sahin [13] a aussi publié la valeur de la conductivité du bois *Fraxinus excelsior* dans la direction radiale à 8% de teneur en eau à 20°C, à partir de cinq mesures en moyenne 0.140 $W.m^{-1}.K^{-1}$ avec un écart type de 0.005, mesuré avec la méthode du fil chaud sur des échantillons 20x50x100 mm. Nos graphes montrent que ces valeurs sont proches des valeurs fournies par notre méthode en régime transitoire du ruban chaud à ces mêmes teneur en eau respective et sont en adéquation avec la littérature.

6. Conclusion

En conclusion, on peut retenir la dépendance forte des propriétés thermiques des bois *ptérocarpus erinaceus* et *afzélia* vis-à-vis de leur teneur en eau. Il sera donc difficile de ne considérer qu'une seule valeur moyenne de conductivité et de l'effusivité thermique dans la simulation de parois en ces bois soumises à des variations d'humidité. Les deux essences de bois tropicaux constituent un bon isolant thermique à faible épaisseur. On peut constater que le bois de *kosso* est un bon candidat pour la réalisation de nouveaux matériaux isolants car il présente une conductivité thermique relativement faible par rapport au bois d'*afzélia*. En perspective, une étude de la corrélation entre les propriétés thermiques de ces échantillons et leur microstructure s'avère nécessaire.

Références Bibliographiques

- [1] HOUNGAN C. A. Caractérisation hygrothermique des matériaux locaux de construction au Bénin : Diffusivité massique et isotherme de sorption, conductivité et diffusivité thermiques. Thèse de Doctorat. AGROPARISTECH-Nancy France. Avril 2008
- [2] NZIEGUI C., IKOGOU S., MOUTOU PITTI R. Impact of cyclic compressive loading and moisture content on the mechanical behavior of Aucoumea Klaineana Pierre, Wood Material Science & Engineering, Vol. 5, N°1,1-7 (2017)
- [3] FOUGUET, “Xylogologie ”, Notes de cours ENSA de Dschang. Cameroun
- [4] NIEMZ, P., SONDEREGGER, W., HERING, S.,: Thermal conductivity of Norway spruce and European beech in the anatomical directions. In.: Annals of Warsaw University of Life Sciences – SGGW, Forestry and Wood Technology No. 72. Pp 66-72, 2010.
- [5] HARADA, T., HATA, T., ISHIHARA, S.,: Thermal constants of wood during the heating process measured with laser flash method. Journal of Wood Science 44(6): 425-431, 1998.
- [6] HRCKA, R., 2010: Variation of thermal properties of beech wood in the radial direction with moisture content and density. In.: Wood structure and properties '10, edited by J. Kúdela and R. Lagaña, Arbora Publishers, Zvolen, Slovakia, 2010. Pp 111–115.
- [7] OLEK, W., WERES, J., GUZENDA, R., : Effects of thermal conductivity data on accuracy of modeling heat transfer in wood. Holzforschung 57(3): 317-325, 2003.
- [8] BUCAR, B., STRAZE, A.,: Determination of the thermal conductivity of wood by the hot plate method: The influence of morphological properties of fir wood (*Abies alba* Mill.) to the contact thermal resistance. Holzforschung 62(3): 362–367, 2008.
- [9] LAURENT J.P., GUERRE-CHALEY C. Influence de la teneur en eau et de la température sur la variation de la conductivité thermique d'un béton cellulaire autoclave. Groupe d'étude au laboratoire des transferts en hydrologie et environnement, 1995.
- [10] MEUKAM P., JANNOT Y., NOUMOWE A. and KOFFANE T.C. Thermo physical characteristics of economical building materials. Construction and Building Materials Vol 18 pp. 437-443. 2004.
- [11] NGOHE EKAM P.S. "Etude expérimentale des propriétés thermophysiques des bois tropicaux". Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, France. 1992
- [12] ARBOLOR (éditeur)-Le bois matériau d'ingénierie. Texte rassemblé par PHILIPPE JODIN (1994)
- [13] ŞAHIN, H., The transverse thermal conductivity coefficients of some hardwood species grown in Turkey. Forest Product Journal 59(10): 58–63, 2009.

Thème 2

Convection naturelle, mixte et forcée

Effet du champ magnétique sur la convection naturelle du nanofluide (Al_2O_3 - eau) à propriétés variables dans une enceinte annulaire	63
Simulation numérique des échanges convectifs locaux entre un jet d'air cylindrique isotherme et un cylindre chauffé	71
Etude expérimentale de la dynamique d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un bloc partiellement chauffé.	79
Simulation numérique du refroidissement d'un composant électronique : effet de l'angle d'inclinaison	87
Intensification passive des transferts thermiques dans les capteurs solaires plans par manipulation de l'écoulement dans les tubes caloporteurs	95
Turbulence développée dans le Grand Taylor-Couette Thermique	103

Effets du champ magnétique sur la convection naturelle du nanofluide (Al_2O_3 - eau) à propriétés variables dans une enceinte annulaire

Magnetic field effects on the natural convection of nanofluid (Al_2O_3 – water) with variable properties in an annular enclosure

Farid BERRAHIL^{1,3}, Abdelouaheb BOUTTOUT², Smail BENISSAAD³, Chérifa ABID⁴

¹Institut des sciences et de la technologie, Centre universitaire Abdelhafid Boussouf, Mila, Algérie

²Centre national d'études et recherches intégrées du bâtiment, Souidania. Alger. Algérie

³Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution, Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de la technologie. Université Frères Mentouri, Constantine 1, Algérie

⁴Laboratoire IUSTI CNRS UMR 7343, École polytechnique de Marseille, Marseille, France

* (auteur correspondant : benissaad.smail@umc.edu.dz)

Résumé – Cette étude porte sur la convection naturelle d'un nanofluide Al_2O_3 – eau dans une enceinte annulaire verticale chauffée différentiellement soumise à un champ magnétique constant et uniforme. La structure de l'écoulement dépend du diamètre de nanoparticules et de trois autres paramètres adimensionnels : le nombre de Rayleigh, la fraction volumique et le nombre de Hartmann. Les résultats numériques obtenus ont indiqué, que la taille des nanoparticules est cruciale pour la détermination des propriétés des nanofluides, et que le rapport d'amélioration de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Hartmann mais diminue avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

Mots-clés : Convection naturelle ; nanofluide Al_2O_3 – eau ; champ magnétique ; enceinte annulaire ; propriétés variables.

Abstract – This study relates to the natural convection of an Al_2O_3 – water nanofluid in a vertical annular enclosure differentially heated subjected to a constant and uniform magnetic field. The structure of the flow depends on the diameter of nanoparticles and three other dimensionless parameters: the Rayleigh number, the volume fraction and the Hartmann number. The numerical results obtained indicated that nanoparticle size is crucial for determining the properties of nanofluids, and that the heat transfer enhancement ratio increases with increasing Hartmann number but decreases with increasing Rayleigh numbers.

Keywords: Natural convection; Al_2O_3 – water nanofluid; magnetic field; annular enclosure; variable properties.

Nomenclature

B_0	intensité du champ magnétique, T	u, w	vitesses selon les directions r et z , $m \cdot s^{-1}$
c_p	chaleur spécifique à pression constante, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	U, W	vitesses adimensionnelles
g	accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$	r, z	coordonnées cylindriques, m
h	coefficient de transfert de chaleur, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	R, Z	coordonnées cylindriques adimensionnelles
k	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
p	pression, $N \cdot m^{-2}$	α	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
P	pression adimensionnelle	β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
r_i, r_e	rayons intérieur et extérieur, m	θ	température adimensionnelle
t	temps, s	μ	viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
T	température, K	ν	viscosité cinématique, $m^2 \cdot s^{-1}$
		ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
		σ	conductivité électrique, $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$

τ	temps adimensionnel	h	chaud
φ	fraction volumique des nanoparticules	i	cylindre intérieur
ψ	fonction de courant adimensionnelle	max	maximum
<i>Indices et exposants</i>		p	nanoparticule
c	froid	nf	nanofluide
e	cylindre extérieur	0	état de référence
f	fluide de base		

1. Introduction

L'amélioration des performances de transfert de chaleur est un sujet important du point de vue des économies d'énergie. Les faibles propriétés thermiques des fluides de travail, tels que l'eau, l'éthylène glycol et l'huile moteur, sont considérées comme une limitation principale dans l'amélioration des performances et de la compacité des systèmes thermiques. En revanche, les nanoparticules sont connues comme un moyen efficace pour améliorer la conductivité thermique des fluides de base. Le mélange résultant appelé nanofluide possède une conductivité thermique sensiblement plus grande que celle des fluides traditionnels.

La revue de la littérature montre que plusieurs études ont été publiées sur la convection naturelle des nanofluides dans une enceinte chauffée avec et sans champ magnétique. Khanafer et al. [1] ont mené une étude numérique sur l'amélioration du transfert de chaleur due à l'ajout de nanoparticules Cu dans une enceinte chauffée de façon différentielle. Ils ont testé différents modèles de densité de nanofluides, de viscosité et de coefficients de dilatation thermique. Il a été constaté que le nombre de Nusselt est considérablement augmenté avec l'augmentation de la fraction volumique à tout nombre de Grashof donné. Putra et al. [2] ont étudié la convection naturelle de nanofluides à l'intérieur d'un cylindre horizontal rempli de nanofluide à base d'eau fait de nanoparticules de Al_2O_3 et de CuO . Ils ont découvert expérimentalement que la présence de nanoparticules dans l'eau diminuait systématiquement le transfert de chaleur. La nature de la détérioration du transfert de chaleur dépendait de la densité et de la concentration des nanoparticules. Abouali et Falahatpisheh [3] ont simulé numériquement le flux de convection naturelle du nanofluide d'eau Al_2O_3 dans les anneaux verticaux. Leurs résultats sont validés par les données expérimentales de Putra et al [2]. Ghasemi et al. [4] ont étudié l'influence du champ magnétique horizontal sur la convection naturelle dans une cavité carrée remplie de nanofluide $Al_2O_3 - eau$. Leurs résultats ont montré que le taux de transfert de chaleur augmente avec une augmentation du nombre de Rayleigh mais il diminue avec une augmentation du nombre de Hartmann. Cependant, ils ont constaté que l'augmentation de la fraction volumique solide peut entraîner une amélioration ou une détérioration des performances de transfert de chaleur en fonction des nombres de Hartmann et Rayleigh.

L'objectif principal du présent travail est d'examiner numériquement l'influence du champ magnétique sur le processus de transfert de chaleur dans un anneau cylindrique vertical rempli d'eau-alumine pour deux orientations radiales et horizontales. La conductivité thermique effective et la viscosité des nanofluides sont calculées par la corrélation KV [5]. Les effets de la fraction volumique des nanoparticules, du nombre de Rayleigh et du nombre de Hartmann sur les caractéristiques d'écoulement et de transfert de chaleur ont été examinés pour deux diamètres de nanoparticules $d_p = 13$ et 47 nm.

2. Formulation mathématique

On considère un nanofluide contenu entre deux cylindres coaxiaux verticaux de rayons intérieur et extérieur r_i et r_e , respectivement, comme le montre la figure 1. Les parois verticales de hauteur H (l'anneau) sont différentiellement chauffées ($T_h > T_c$). Toutes les parois sont

électriquement isolées. L'enceinte annulaire est soumise à un champ magnétique externe uniforme et constant.

Le nanofluide est supposé homogène, newtonien et incompressible [4]. Le fluide de base (eau) et les nanoparticules sphériques Al_2O_3 sont en équilibre thermique. L'écoulement est considéré comme laminaire et axisymétrique. Le rayonnement, la dissipation visqueuse, le courant électrique induit et l'effet Joule sont négligés. Les propriétés du nanofluide sont définies comme suit :

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_p; (\rho c_p)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho c_p)_f + \varphi(\rho c_p)_p; (\rho\beta)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho\beta)_f + \varphi(\rho\beta)_p; \sigma_{nf}/\sigma_f = 1 + \frac{3(\sigma_p/\sigma_f - 1)\varphi}{(\sigma_p/\sigma_f + 2) - (\sigma_p/\sigma_f - 1)\varphi} \quad (1)$$

$$\mu_{nf}(cp) = -0.4491 + \frac{28.837}{T} + 0.574\varphi - 0.1634\varphi^2 + 23.053\frac{\varphi^2}{T^2} + 0.0132\varphi^3 - 2354.735\frac{\varphi}{T^3} + 23.498\frac{\varphi^2}{d_p^2} - 3.0185\frac{\varphi^3}{d_p^2} \quad (2)$$

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = 0.9843 + 0.398\varphi^{0.7383} \left(\frac{1}{d_p(nm)}\right)^{0.2246} \left(\frac{\mu_{nf}(T)}{\mu_f(T)}\right)^{0.0235} - 3.9517\frac{\varphi}{T} + 34.034\frac{\varphi^2}{T^3} + 32.509\frac{\varphi}{T^2} \quad (3)$$

$$\text{Avec : } \mu_f(T) = 2.414 \times 10^{-5} \times 10^{247.8/(T+273.15-140)}$$

Les équations régissant l'écoulement en adoptant l'approximation de Boussinesq peuvent être écrites sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU) + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU^2) + \frac{\partial}{\partial Z} (WU) = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{\text{Pr}}{(1-\varphi) + \varphi \frac{\rho_p}{\rho_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\mu R \frac{\partial U}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial Z} \right) - \mu \frac{U}{R^2} \right] + F_{EMr} \quad (5)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RUW) + \frac{\partial}{\partial Z} (W^2) = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{\text{Pr}}{(1-\varphi) + \varphi \frac{\rho_p}{\rho_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\mu R \frac{\partial W}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(\mu \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \right] + \left((1-\varphi) + \varphi \frac{\beta_p}{\beta_f} \right) Ra \text{Pr} \theta + F_{EMz} \quad (6)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU\theta) + \frac{\partial}{\partial Z} (W\theta) = \frac{1}{(1-\varphi) + \varphi \frac{(\rho c_p)_p}{(\rho c_p)_f}} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(kR \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \right] \quad (7)$$

Où F_{EMr} et F_{EMz} représentent, respectivement, les forces de Lorentz adimensionnelles selon les directions r et z dont les expressions s'écrivent comme suit :

$$B = B_r: \begin{cases} F_{EMr} = 0 \\ F_{EMz} = -\text{Pr}(Ha)^2 W \end{cases} ; B = B_z: \begin{cases} F_{EMr} = -\text{Pr}(Ha)^2 U \\ F_{EMz} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\text{Avec : } \mu = \frac{\mu_{nf}}{\mu_{f0}} ; k = \frac{k_{nf}}{k_{f0}}$$

Il convient de noter que dans le cas d'un fluide pure $k = 1$ and $\mu = \mu_f/\mu_{f0}$ avec μ_{f0} est la viscosité à la température de référence qui est prise dans la présente étude à 22°C .

Les équations gouvernantes et les conditions aux limites sont exprimées sous forme sans dimension en utilisant les variables sans dimension suivantes :

$$\tau = t \frac{\alpha_{f0}}{H^2}, (R, Z) = (r, z) \frac{1}{H}, (U, V) = (u, v) \frac{H}{\alpha_{f0}}, P = \frac{pH^2}{\rho_{nf}\alpha_{f0}^2}, \theta = \frac{T-T_c}{T_h-T_c} \quad (9)$$

Les conditions aux limites du problème considéré peuvent s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\left. \begin{aligned} \text{à : } R = 1/A(\lambda - 1), \quad U = W = 0, \quad \theta = 1 \\ \text{à : } R = \lambda/A(\lambda - 1), \quad U = W = 0, \quad \theta = 0 \\ \text{à : } Z = 0, \quad U = W = 0, \quad \partial\theta/\partial Z = 0 \\ \text{à : } Z = 1, \quad U = W = 0, \quad \partial\theta/\partial Z = 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Les paramètres adimensionnels pertinents qui caractérisent ce problème sont :

$$\begin{aligned} Ra &= \frac{g\beta_f\Delta TH^3}{\alpha_{f_0} \nu_{f_0}} : \text{ le nombre de Rayleigh ; } Pr = \frac{\nu_{f_0}}{\alpha_{f_0}} : \text{ le nombre de Prandtl ;} \\ Ha &= B_0 H \sqrt{\frac{\sigma_{nf}}{\rho_{nf} \nu_{f_0}}} : \text{ le nombre de Hartmann ; } A = \frac{H}{(r_e - r_i)} : \text{ le rapport d'aspect de l'enceinte ;} \\ \lambda &= \frac{r_e}{r_i} : \text{ le rapport des rayons.} \end{aligned}$$

Afin de comparer le taux de transfert de chaleur total à travers l'enceinte, il est nécessaire de définir les nombres moyens de Nusselt. Le nombre de Nusselt local est défini par :

$$Nu = h \frac{H}{k_f} = \frac{-k_{nf} \frac{\partial T}{\partial r} H}{(T_h - T_c) k_f} \quad (11)$$

En introduisant les grandeurs adimensionnelles, le nombre de Nusselt local peut s'écrire :

$$Nu = - \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \right) \frac{\partial \theta}{\partial R} \quad (12)$$

Le nombre moyen de Nusselt près de la paroi du cylindre interne est défini comme suit :

$$\overline{Nu}_i = \int_0^1 \left[- \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \right) \frac{\partial \theta}{\partial R} \right]_{R=\frac{1}{A(\lambda-1)}} dZ \quad (13)$$

La fonction de courant adimensionnelle méridienne ψ est définie comme :

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad W = - \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \quad (14)$$

L'intégration de cette équation, nous donne le débit à travers la surface $R\Delta Z$:

$$\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = UR\Delta Z \quad (15)$$

Le rapport d'amélioration du transfert de chaleur entre le nanofluide et le fluide pur est définie par :

$$En = \frac{\overline{Nu}_{nf}(\varphi=0,09) - \overline{Nu}_f}{\overline{Nu}_f} \times 100 \quad (16)$$

3. Résolution numérique

La méthode des volumes finis avec l'algorithme SIMPLER [6] est utilisée pour résoudre le système d'équations gouvernantes. La résolution temporelle est accomplie par un schéma direct d'Euler du premier ordre entièrement implicite. Les équations gouvernantes sont spatialement discrétisées par les schémas de différences centrées. L'ensemble des équations discrétisées pour chaque variable a ensuite été résolu par une procédure ligne par ligne de l'algorithme matriciel tri-diagonal (TDMA). Les tests d'indépendance de la grille ont montré qu'une taille de grille de **102 × 102** garantit un meilleur compromis entre l'effort de calcul et la précision requise. On considère que la solution numérique converge, quand la différence relative des variables U , W ou θ entre deux itérations consécutives devient négligeable. Le code de calcul utilisé a été validé par comparaison aux résultats numériques disponibles dans la littérature [4].

4. Résultats et discussions

L'effet de l'ajout de nanoparticules d' Al_2O_3 de diamètres différents ($d_p = 13$ et 47 nm) dans le fluide de base sur les lignes de courant et les isothermes pour différents nombres de Rayleigh $Ra = 10^4$, 10^5 et 10^6 est illustré sur la figure 2 qui met clairement en évidence dans un premier temps l'effet de l'augmentation du nombre de Rayleigh sur l'écoulement du

nanofluide ($\varphi = 0.09$) et de l'eau pure ($\varphi = 0$) et ensuite l'effet important du diamètre des nanoparticules sur la structure de l'écoulement et le champ thermique. Pour les lignes de courant, il existe de grandes différences dans la région centrale, en particulier lorsque le nombre de Rayleigh est grand ($Ra \geq 10^5$) pour les deux cas de diamètres. L'ajout de nanoparticules de petite diamètre ($d_p = 13 \text{ nm}$) augmente l'intensité des lignes de courant, en particulier dans la région centrale. Contrairement, pour le cas $d_p = 47 \text{ nm}$, l'affaiblissement de l'intensité de l'écoulement est remarqué par rapport à l'écoulement du fluide de base. Cependant, près des parois isothermes, la différence de magnitude de la fonction de courant est très faible lorsque le nombre de Rayleigh est plus petit.

Pour les isothermes, des différences relativement importantes sont observées dans la région centrale et près des parois supérieure et inférieure lorsque le nombre de Rayleigh est grand. Le gradient de température près des parois isothermes du nanofluide à petites nanoparticules est légèrement plus grand que celui de l'eau pure, bien que la différence augmente avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, ce qui indique qu'un transfert de chaleur, plus important, se produit lorsque le fluide de travail est un nanofluide. Par contre, on trouve une situation inverse pour le nanofluide à grandes nanoparticules et par conséquent le transfert de chaleur le plus important se produit dans l'eau. De ce fait, les isothermes pour $d_p = 13 \text{ nm}$ sont plus distordus par rapport au cas de $d_p = 47 \text{ nm}$. Afin de mieux comprendre ce résultat, les propriétés thermo-physiques à savoir la viscosité et la conductivité sont fortement liées à la température, la fraction volumique et le diamètre des nanoparticules. L'augmentation de la température mène à la diminution de la viscosité adimensionnelle. De plus, cette diminution est plus prononcée quand le diamètre des nanoparticules est plus petit. En effet, l'influence de la viscosité élevée du nanofluide pour $d_p = 47 \text{ nm}$ s'accompagne d'une augmentation du transfert de chaleur due à la conductivité thermique élevée des nanoparticules, mais cette amélioration est faible comparée à la chute favorisée par la viscosité. Cette situation mène à l'intensification de l'écoulement du nanofluide dont le diamètre des nanoparticules est plus petit par rapport à l'écoulement du fluide de base et à une décélération de l'écoulement du nanofluide dont le diamètre des nanoparticules est plus grand (tableau 1).

La figure 3 montre la variation du nombre de Nusselt moyen avec la fraction volumique des nanoparticules à différents nombres de Rayleigh pour $d_p = 13$ et 47 nm . On peut voir que pour toutes les valeurs du nombre de Rayleigh, le nombre de Nusselt moyen augmente légèrement lorsque la fraction volumique des nanoparticules augmente de 0 à 1%. Cela est dû à la présence des nanoparticules avec une concentration faible ce qui n'influe pas sur la viscosité du nanofluide. Dans le cas de $d_p = 47 \text{ nm}$, il est remarquable qu'une augmentation de la fraction volumique de nanoparticules entraîne une réduction du nombre de Nusselt moyen. En revanche, pour $d_p = 13 \text{ nm}$, il est observé que, pour une fraction volumique de nanoparticules inférieure à 5%, une diminution du nombre de Nusselt se produit. Cependant, cette tendance n'est pas observée pour une fraction volumique supérieure à 5% où une augmentation du nombre de Nusselt moyen a été constatée. En général, l'influence des nanoparticules a deux effets opposés sur le nombre de Nusselt : un effet positif déterminé par la présence de nanoparticules à haute conductivité thermique et un effet indésirable favorisé par le niveau élevé de la viscosité dû à l'existence de nanoparticules. Ainsi, la présence de nanoparticules de grand diamètre rendra le nanofluide plus visqueux, ce qui réduira l'intensité de la convection et diminuera en conséquence le nombre de Nusselt moyen. Cependant, les nanoparticules de petit diamètre rendra le nanofluide moins visqueux, ce qui améliorera la convection. De plus, l'amélioration du transfert de chaleur du nanofluide ($\varphi = 0.09$) par rapport au fluide de base est plus prononcée lorsque le nombre de Rayleigh augmente (20.49% à $Ra = 10^6$, 18.29% à $Ra = 10^5$ et 15.37% à $Ra = 10^4$), tandis qu'une détérioration est observée pour $d_p = 47 \text{ nm}$.

L'effet de l'intensité et l'orientation du champ magnétique sur les lignes de courant et les isothermes sont montrées sur la figure 4 pour $Ra = 10^6$, $\varphi = 0.09$, $dp = 13$ et 47 nm . En absence du champ magnétique, l'écoulement est caractérisé par une cellule principale qui comporte deux cellules secondaires localisées à mi-hauteur près des cylindres interne et externe. L'application du champ magnétique radiale entraîne des changements notables sur l'écoulement. Avec l'accroissement de l'intensité du champ magnétique, l'écoulement devient monocellulaire avec une concentration importante des lignes de courant en haut de l'enceinte. Ce résultat est dû à l'action de la force de Lorentz axiale. Des changements moins importants sur la structure de l'écoulement sont observés pour les deux cas $dp = 13$ et 47 nm . Dans le cas où le champ magnétique est orienté axialement, il est intéressant à noter la présence de deux cellules secondaires à l'intérieur de la cellule principale avec une concentration des lignes de courant aux parois isothermes. On peut relier ce résultat à l'action de la force radiale de Lorentz résultante. De plus, on peut voir que les centres de ces tourbillons secondaires continuent à se déplacer vers le haut près de la paroi froide et vers le bas près de la paroi chaude en raison de l'augmentation de l'intensité du champ magnétique d'un côté et de l'autre côté l'effet de la courbure de l'enceinte annulaire. En ce qui concerne le champ thermique, la conduction est plus prononcée par rapport à la convection notamment pour des champs magnétiques intenses. Les isothermes deviennent de plus en plus moins déformées surtout près des parois isothermes lorsque le champ magnétique est orienté radialement. Cependant, au cœur de l'espace annulaire ces isothermes sont parallèles et inclinées par rapport au cas $Ha = 0$, où les isothermes sont alignés horizontalement. Pour le cas d'un champ magnétique axial, le redressement et l'alignement des isothermes sont remarquées près des parois isothermes et de même au cœur de l'espace annulaire avec une inclinaison très importante.

La figure 5 illustre l'influence de l'intensité et l'orientation du champ magnétique sur le nombre de Nusselt moyen pour $Ra = 10^6$, $dp = 13$ et différents Ha et φ . Comme le montre cette figure, le taux de transfert de chaleur diminue avec l'augmentation du Ha . C'est un résultat attendu car la vitesse d'écoulement diminue avec l'augmentation du champ magnétique surtout lorsque le champ magnétique est dirigé radialement. Cela est dû au fait que le mouvement du de l'écoulement induit par la force de flottabilité est ralenti de façon importante par la force de Lorentz axiale résultante qui devienne dominante avec un champ magnétique intense. Le rapport d'amélioration du transfert de chaleur En dû à l'addition de nanoparticules pour différentes valeurs de Ha et Ra est présenté sur la figure 6. On peut constater que l'effet des nanoparticules est plus évident à faibles nombres de Rayleigh qu'aux nombres élevés. Cette observation s'explique par le fait qu'à faible nombre de Rayleigh, le transfert de chaleur est dominant par conduction. Par conséquent, l'ajout de nanoparticules à haute conductivité thermique augmentera la conduction et rendra donc le rapport d'amélioration plus efficace. De plus, cette figure montre également que l'augmentation du nombre de Hartmann entraîne une augmentation de En . L'influence de l'orientation du champ magnétique a été également observée et le plus intéressant qu'elle est plus évidente à des nombres de Rayleigh plus élevés, car le mécanisme dominant est la conduction. L'augmentation du nombre de Hartmann dans le cas d'un champ magnétique radial influence de manière remarquable le transfert de chaleur par conduction.

5. Conclusion

Dans ce travail, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre le système d'équations régissant le transfert de chaleur par convection naturelle dans un anneau verticale concentrique rempli de nanofluide $Al_2O_3 - eau$, chauffée différentiellement et soumis à un champ magnétique uniforme et constant. On a constaté qu'une augmentation de la fraction volumique du nanofluide entraîne une diminution du nombre de Nusselt moyen sur la paroi

interne du cylindre pour des nanoparticules de diamètre $d_p = 47$ nm, sauf pour le cas $d_p = 13$ nm, on a noté une diminution jusqu'à la valeur $\varphi = 0,05$ puis une augmentation du nombre moyen de Nusselt. À mesure que la fraction volumique des nanoparticules ($d_p = 13$ nm) et le nombre de Rayleigh augmentent, le nombre moyen de Nusselt augmente, mais des tendances opposées sont observées lorsque le nombre de Hartmann augmente. C'est ainsi que le rapport d'amélioration de transfert de chaleur En croît avec l'augmentation du nombre de Hartmann, mais décroît avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, en particulier lorsque le champ magnétique est orienté radialement.

Références

- [1] K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone, Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46 (2003) 3639–3653.
- [2] N. Putra, W. Roetzel, S. K. Das, Natural Convection of Nano-Fluids, *Heat Mass Transfer*, 39 (2003) 775–784.
- [3] O. Abouali, A. Falahatpisheh, Numerical investigation of natural convection of Al_2O_3 nanofluid in vertical annuli, *Heat Mass Transfer*, 46 (2009) 15–23.
- [4] B. Ghasemi, S. M. Aminossadati, A. Raisi, Magnetic field effect on natural convection in a nanofluid-filled square enclosure, *Int. J. Thermal Sciences*, 50 (2011) 1748–1756.
- [5] K. Khanafer, K. Vafai, A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 54 (2011) 4410-4428.
- [6] S. V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, *McGraw-Hill, New York* (1980).

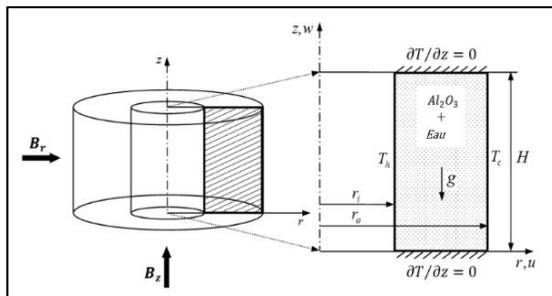


Figure 1 : Schéma du problème avec les conditions aux limites.

		$ \psi _{max}$		
		Eau pure	Nanofluid (d_p)	
			13 nm	47 nm
Ra	10^4	8.443	8.956	4.917
	10^5	17.480	20.517	13.605
	10^6	30.314	37.357	25.980

Tableau 1 : Fonctions de courants maximales pour différents Ra ($Ha = 0$).

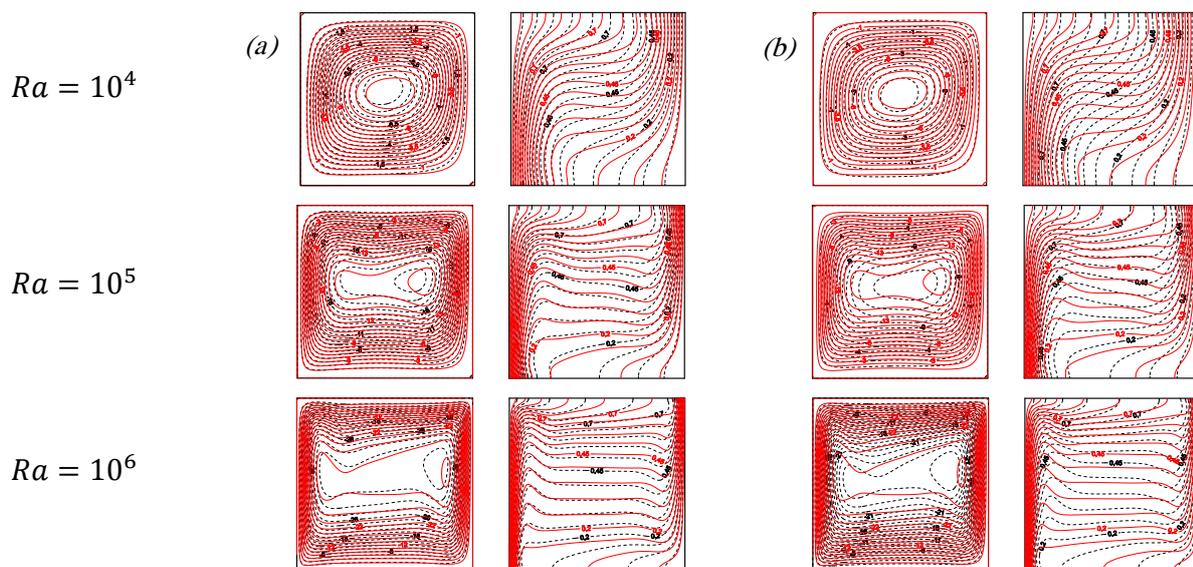


Figure 2 : Effet du diamètre des nanoparticules sur les lignes de courant (à gauche) et les isothermes (à droite) pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh, pour $Ha = 0$, $\lambda = 2$, $A = 1$, $\varphi = 0$ (lignes continues) et $\varphi = 0.09$ (lignes en pointillés) et $d_p = 13$ nm (a), 47 nm (b).

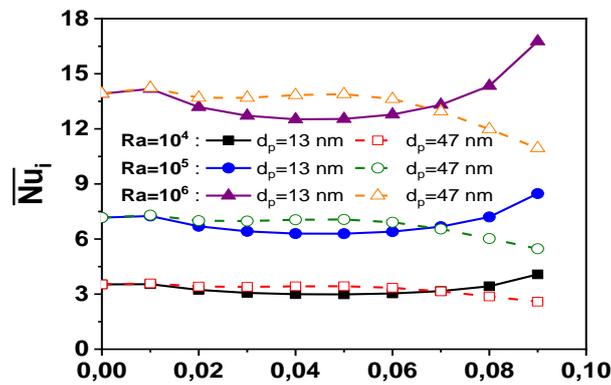


Figure 3 : Variation du nombre moyen de Nusselt en fonction de la fraction volumique des nanoparticules pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh et pour $d_p = 13$ et 47 nm. ($Ha = 0$).

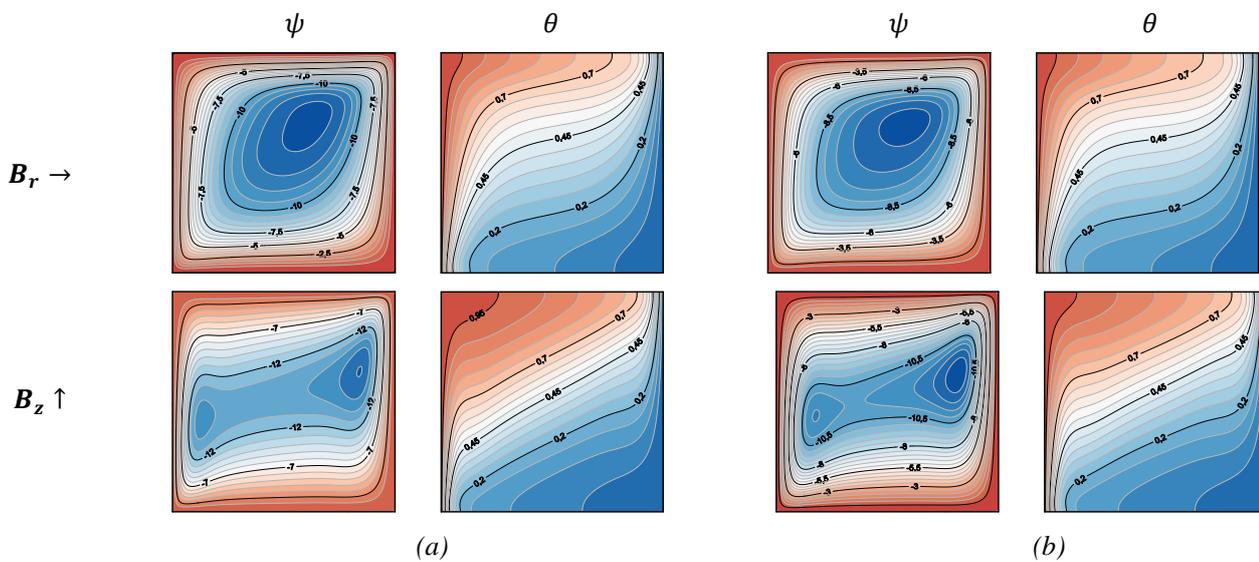


Figure 4 : Effet du nombre de Hartmann sur les lignes de courant et les isothermes pour $Ra = 10^6$, $Ha = 100$, $\phi = 0.09$ et $d_p = 13$ nm (a), $d_p = 47$ nm (b).

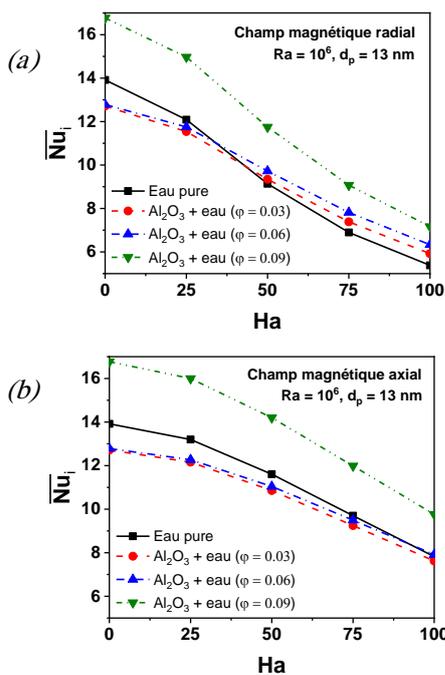


Figure 5 : Effet du nombre de Hartmann sur le nombre de Nusselt moyen pour $Ra = 10^6$, $d_p = 13$ et 47 nm et pour différents ϕ .

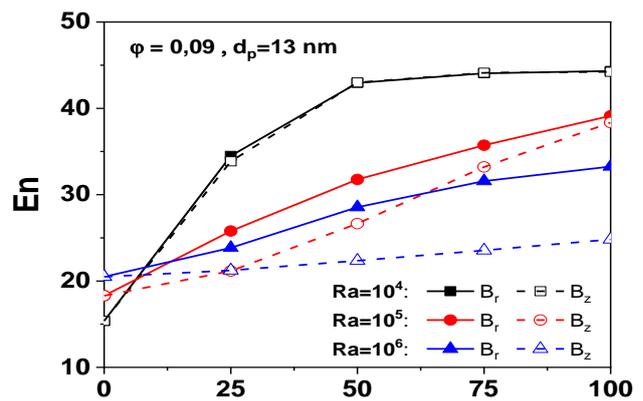


Figure 6 : Effet des nombres de Rayleigh (Ra) et de Hartmann (Ha) sur le rapport d'amélioration du transfert de chaleur dû à l'addition de nanoparticules pour $\phi = 0.09$ et $d_p = 13$ nm.

Simulation numérique des échanges convectifs locaux entre un jet d'air cylindrique isotherme et un cylindre chauffé

Numerical simulation of local convective exchanges between an isothermal cylindrical air jet and a heated cylinder

Keryann BREST¹, Aymeric DEHORTER¹, Ulrich FRANÇOISE¹, Guillaume LANNES¹, Thya MESSAOUDEN¹, Julien PELLE^{1,2}

¹INSA Hauts-de-France, 59313 VALENCIENNES CEDEX 9

²Univ. Polytechnique Hauts-de-France, CNRS, UMR8201 – LAMIH, 59313 VALENCIENNES CEDEX 9

Résumé – Ce travail porte sur l'étude numérique des transferts de chaleur par convection entre un jet d'air isotherme en impact et un cylindre chauffé. Le modèle développé sous STARCCM+ est validé par rapport à des résultats issus de la littérature scientifique, dans laquelle seuls des nombres de Nusselt moyens, des valeurs du nombre de Nusselt au point d'impact ou encore la répartition tangentielle du nombre de Nusselt sur l'axe du jet sont étudiés. Pourtant, dans de nombreuses applications, la connaissance de la répartition des transferts convectifs sur l'ensemble de la surface est d'un grand intérêt. Cette étude permet donc de compléter les connaissances déjà établies par des cartographies complètes du nombre de Nusselt et par l'analyse des évolutions en fonction de différents paramètres tels que la distance d'impact et différents rapports de diamètres.

Mots clés : convection, jets, cylindre, simulation, CFD

Abstract – This study deals with the numerical simulation of convective heat transfer between an isothermal impinging air jet and a heated cylinder. The numerical model, developed with STARCCM+, is validated by the comparison with the literature results like Mean Nusselt numbers, stagnation Nusselt number or the tangential repartition of local Nusselt numbers on the axis of jet. This study aims to complete the knowledges about the convective heat transfer by supplying Nusselt number maps over the whole surface of the cylinder and analyze evolutions regarding different parameters such as impact distance and diameter ratios.

Keywords : convection, jets, cylinder, simulation, CFD

Nomenclature

D_{jet}	Diamètre du jet, m	H	Distance jet-cylindre, m
$D_{cylindre}$	Diamètre du cylindre, m	α	Angle d'impact du jet, °
Nu	Nombre de Nusselt	Re	Nombre de Reynolds
U_e	Vitesse d'entrée du jet, m.s ⁻¹	k_f	Conductivité thermique de l'air, W/(mK)
U_0	Vitesse en sortie du jet, m.s ⁻¹	T_j	Température locale mesurée du jet, K
U	Vitesse locale suivant X, m.s ⁻¹	T_s	Température locale mesurée du cylindre, K

1. Introduction

Dans l'industrie, de nombreuses applications utilisent des jets en impact pour échanger de la chaleur par convection (refroidissement de composants électroniques, mise en forme de matériaux,

échangeurs de chaleur...). À ce titre, ces configurations font l'objet de nombreuses études scientifiques afin de caractériser les écoulements et les transferts de chaleur locaux et globaux en fonction de la géométrie du système ainsi que des paramètres dynamiques et dimensionnels [1].

Ces études montrent toutes une forte hétérogénéité des transferts de chaleur sur la paroi d'impact. Lorsque le jet est, par exemple, utilisé pour rétracter un manchon thermorétractable initialement cylindrique afin de l'apposer sur un objet de forme donnée (pour protection, conditionnement ou décoration), l'hétérogénéité des transferts de chaleur ne permet pas une rétraction homogène et une apposition parfaite du film sur l'objet. Dans le cas du dépôt d'une décoration marketing, cela peut par exemple résulter en une écriture déformée et illisible. Afin de contrôler le procédé et de minimiser la quantité d'énergie à transférer, une parfaite connaissance de l'écoulement et des transferts de chaleur convectifs locaux sur un cylindre soumis à l'impact d'un jet d'air est requise.

On s'intéresse donc ici aux échanges de chaleur par convection entre un jet d'air rond isotherme en impact sur un cylindre chauffé. La Figure 1 représente la configuration étudiée.

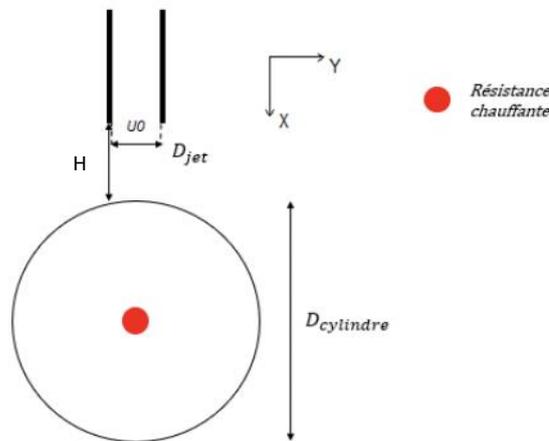


Figure 1: Configuration étudiée représentant un jet en impact sur un cylindre chauffé

Un cylindre de diamètre D_{jet} permet de générer un jet rond. Ce dernier impacte le centre d'un cylindre de diamètre $D_{cylindre}$ sur lequel les échanges de chaleur sont étudiés. La sortie du jet est séparée de la paroi du cylindre par la distance H .

De nombreuses études [2][3] montrent l'existence d'un cône potentiel à la sortie du jet circulaire. La longueur de ce cône correspond à la distance entre la sortie du jet et un point de l'axe du jet où la vitesse médiane équivaut à 95% de la vitesse de sortie du jet. L'ordre de grandeur de la longueur du cône potentiel est de $3-7 D_{jet}$ [2][4]. La longueur du cône tend à augmenter avec le nombre de Reynolds [5]. Lorsque l'on dépasse cette distance, l'écoulement du jet est dit libre. En présence d'un impact sur une paroi, cette distance influence le nombre de Nusselt au point d'arrêt. Wang [6][7] étudie expérimentalement l'influence du rapport H/D_{jet} sur les transferts de chaleur sur un cylindre, pour une plage comprise entre $1 D_{jet}$ à $9 D_{jet}$. De plus, il est montré dans [4] que l'échange de chaleur sur la circonférence du cylindre augmente lorsque le rapport de diamètres $D_{cylindre} / D_{jet}$ diminue.

Malgré les études disponibles dans la littérature, l'échange de chaleur par convection est principalement étudié par l'intermédiaire des nombres de Nusselt moyens, les valeurs du nombre de Nusselt au point d'impact et la répartition tangentielle du nombre de Nusselt sur l'axe du jet uniquement. Il n'est donc pas étudié sur la surface entière du cylindre.

Dans cette étude, on s'efforcera donc de compléter les connaissances déjà établies dans cette configuration par des cartographies de nombres de Nusselt complètes, par l'analyse des répartitions tangentielle et axiales, et cela pour différentes distances jet-cylindre H/D_{jet} et différents rapports de diamètre $D_{cylindre}/D_{jet}$.

2. Étude numérique

2.1. Description du modèle numérique

La géométrie utilisée est représentée sur la Figure 2. À l'entrée du cylindre permettant de générer le jet, une vitesse homogène U_0 est imposée, de manière à obtenir un nombre de Reynolds de 20000. La température à l'entrée est quant à elle fixée à 300K. Ce cylindre est suffisamment long pour obtenir un écoulement turbulent pleinement développé en sortie de jet. Ce jet impacte le centre d'un cylindre creux sur lequel on étudie les échanges de chaleur. Le cylindre est alors chauffé grâce à une condition de température imposée à 400K sur la surface interne. Le système étudié présente des symétries géométriques mais aussi dynamiques (le plan vertical et le plan horizontal). La simulation est donc effectuée sur un quart de la géométrie afin de réduire le nombre de cellules du maillage et ainsi diminuer le temps de calcul CPU. Les limites du domaine sont placées suffisamment loin du cylindre impacté par le jet de manière à ne pas influencer le développement de l'écoulement. Des conditions de pression sont imposées sur les frontières restantes.

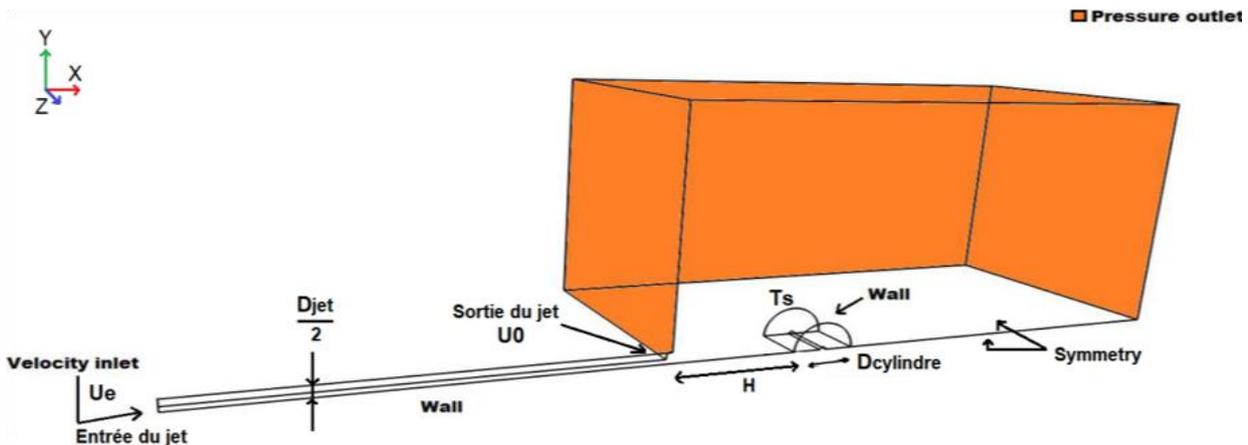


Figure 2: Modèle numérique avec conditions aux limites

Différents modèles de turbulence peuvent être utilisés pour modéliser cet écoulement en régime permanent : $k-\epsilon$ Realizable, $k-\omega$ SST et V2F. Le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est généralement le plus utilisé car celui-ci permet une convergence rapide néanmoins il est connu pour avoir tendance à surestimer le nombre de Nusselt dans la zone d'impact, d'après Singh et al [8].

2.2. Validation de notre modèle

2.2.1. Longueur de cône potentiel en configuration de jet libre

On s'intéresse dans un premier temps à la simulation du jet libre $Re = 2000$. La figure 3 montre l'évolution de la vitesse axiale dans l'axe du jet en fonction de la distance à la sortie du X/D_{jet} pour différents modèles de turbulence. Ces évolutions sont comparées à celle obtenue expérimentalement par Wang [6].

Nous constatons que les différents modèles donnent des longueurs de cône potentiel assez différentes. En effet, le modèle $k-\omega$ SST prédit la plus faible longueur de cône potentiel avec une distance de $5 D_{jet}$ tandis que le modèle V2f donne une distance de $7 D_{jet}$. La valeur expérimentale [6] se situe quant à elle à $5,5 D_{jet}$. Sur cette base, le modèle $k-\omega$ SST semble donc mieux modéliser le développement du jet pour les faibles distances X/D_{jet} . Au-delà de $10 D_{jet}$, le modèle V2f suit par contre beaucoup plus fidèlement l'évolution de vitesse obtenue expérimentalement.

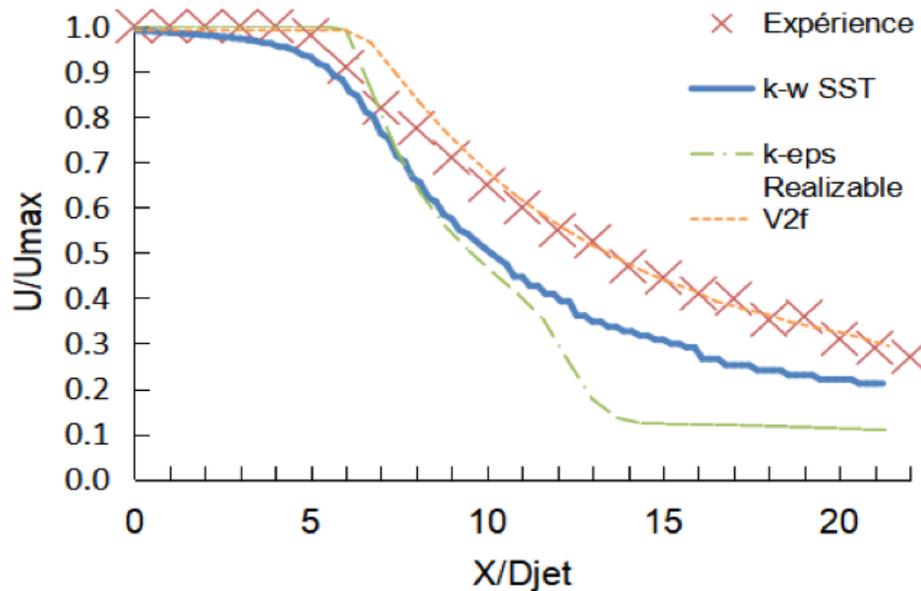


Figure 3: Représentation de la vitesse axiale normalisée en fonction de la distance normalisée pour un jet libre.

2.2.2. Nombres de Nusselt

L'objectif de cette étude étant de modéliser les transferts thermiques entre un jet d'air et un cylindre, la répartition tangentielle du nombre de Nusselt ainsi que le nombre de Nusselt moyen en fonction du rapport de diamètres sont également étudiés afin de valider notre modèle. Pour cela, les résultats expérimentaux obtenus par Wang et al [6] sont utilisés en référence.

Le transfert thermique est évalué par l'utilisation du nombre de Nusselt défini comme suit :

$$Nu(\alpha) = h(\alpha) D_{jet} / k_f$$

$$\text{où } h(\alpha) = q'' / (T_s(\alpha) - T_{jet})$$

Les propriétés de l'air sont estimées à la température de l'air du jet, soit à 300K et sont constantes dans la simulation.

Une étude de sensibilité au maillage avec le modèle $k-\omega$ SST nous a permis de déduire qu'un domaine discrétisé en 2 millions de cellules avec une zone de contrôle permettant un maillage fin autour du jet et du cylindre était un bon compromis précision/temps de calcul. 10 cellules sont alors utilisées pour modéliser la couche limite sur le cylindre d'impact en veillant à obtenir un y^+ proche de 1 pour bien appréhender l'écoulement dans la couche limite.

Le cas ayant pour paramètres $D_{cylindre}/D_{jet} = 5$ et $H/D_{jet} = 2$ est étudié. La comparaison des répartitions tangentielles du nombre de Nusselt local dans l'axe du jet est présentée sur la figure 4. On constate tout d'abord que la simulation numérique surestime légèrement le nombre de Nusselt au

point d'impact (+4%). Les nombres de Nusselt chutent ensuite assez rapidement dans l'expérience de Wang, et même si l'allure globale est respectée, la chute est plus tardive dans les résultats de la simulation. Dans la zone arrière, de fortes différences sont également constatées. La chute brutale du nombre de Nusselt obtenu par simulation dans la zone arrière du cylindre est due à la présence d'une zone de recirculation. Cette chute n'est pas observée expérimentalement.

À l'exception de la zone centrée sur 3 radians, les écarts relatifs entre les résultats de simulations et les résultats expérimentaux n'excèdent pas 15%.

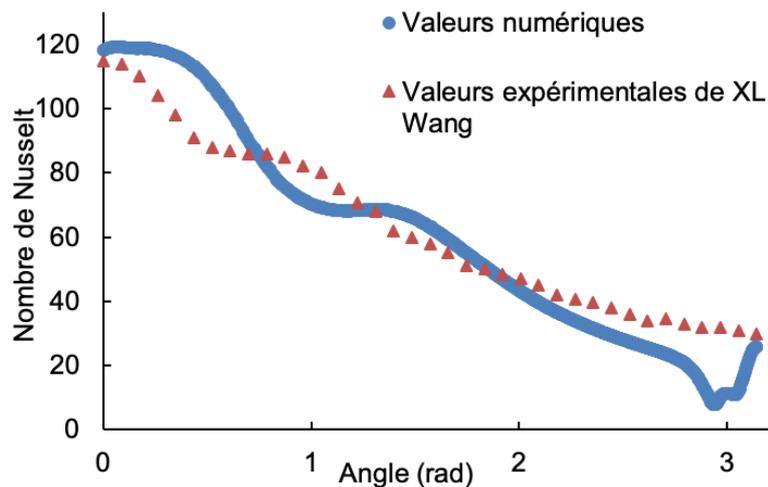


Figure 5: Répartition tangentielle du nombre de Nusselt pour $D_{\text{cylindre}} / D_{\text{jet}} = 2$ et $H / D_{\text{jet}} = 2$

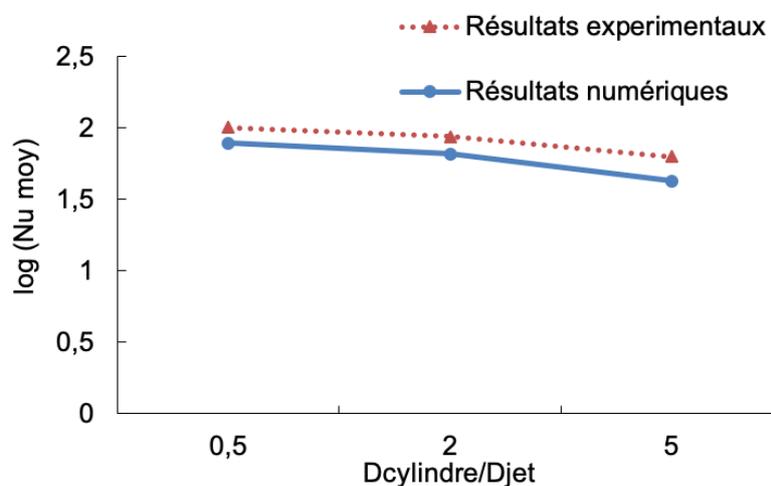


Figure 4: Évolution logarithmique du nombre de Nusselt moyen pour différents rapports de diamètres $D_{\text{cylindre}} / D_{\text{jet}}$

La Figure 5 montre l'évolution des nombres de Nusselt tangentiels moyens obtenus dans l'axe du jet pour 3 rapports de diamètres $D_{\text{cylindre}} / D_{\text{jet}} = 0,5 ; 2 ; 5$. La diminution du nombre de Nusselt moyen avec l'augmentation du rapport des diamètres est obtenue aussi bien expérimentalement que numériquement. Globalement les simulations sous-estiment les transferts de chaleur d'environ 20% mais les évolutions sont bien représentées.

Ces comparaisons avec la littérature, même si des différences sont observées, nous permettent de conclure sur la pertinence d'utiliser ces simulations pour observer l'influence des différents paramètres dimensionnels sur le comportement thermique à la surface du cylindre.

3. Résultats et analyses

3.1 Structure d'écoulement autour du cylindre

La Figure 6 permet la visualisation des lignes de courants issues du jet et passant autour du cylindre.

On observe que les lignes de courants au centre du jet, qui possèdent les vitesses les plus élevées, contournent parfaitement le cylindre sans s'en éloigner, à l'exception d'une très petite zone située à l'arrière du cylindre. Dans cette zone, la chute du nombre de Nusselt, précédemment remarquée, correspond au décollement de l'écoulement. Ce décollement provoque ensuite une recirculation à l'arrière du cylindre qui s'évacue par le côté.

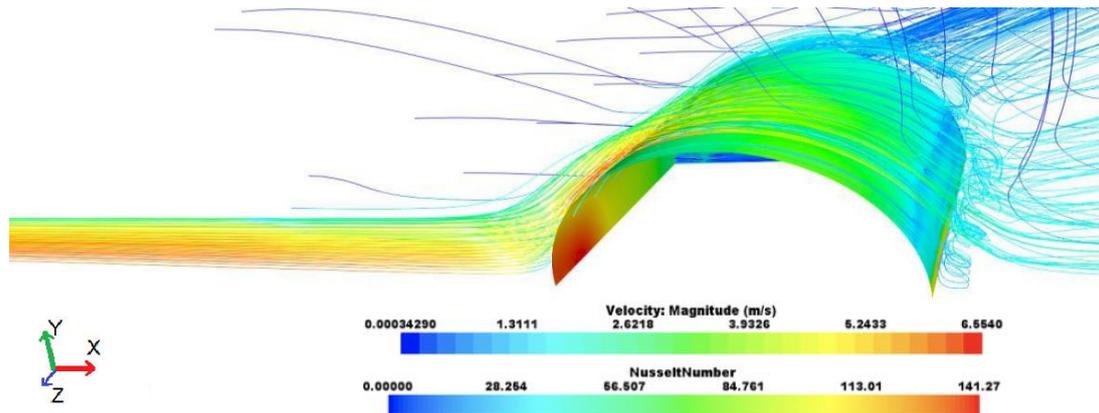


Figure 6: Visualisation des lignes de courants en aval du cylindre

Les parties 3.2 et 3.3 ci-dessous présentent des cartographies de nombres de Nusselt sur toute la surface du cylindre soumis au jet, ce qui est totalement nouveau par rapport aux données disponibles dans la littérature.

3.2 Étude de l'influence de la distance $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}}$ sur la répartition du nombre de Nusselt local sur la surface du cylindre

L'influence du rapport de diamètre $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}}$ a été étudiée. Durant notre étude, nous nous sommes intéressés au rapport de diamètre $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 2 ; 2,5$ et 5 . L'effet du rapport de diamètre a été observé dans un contexte où le nombre de $Re = 20000$ et $H/D_{\text{jet}} = 2$.

Pour cela, nous avons tracé la cartographie du nombre de Nusselt du cylindre pour différents rapports de diamètres (Figure 7). On étudie une cartographie d'un quart de cylindre simulé. L'abscisse X représente l'abscisse curviligne sur le cylindre (déplié) et l'ordonnée l'axe Z du cylindre impacté. Le centre du jet impacte le cylindre en $(0,0)$.

Sur chaque cartographie, on observe une zone à l'arrière du cylindre (partie droite des cartographies) où apparaissent 2 bandes rectilignes et s'étalent sur toute la longueur du cylindre où les nombres de Nusselt sont très faibles. Cette zone est celle à proximité de laquelle apparaît le décollement de l'écoulement (Figure 6) et qui est le siège du tourbillon qui s'évacue sur le côté du cylindre.

Le nombre de Nusselt est le plus élevé au point d'impact quel que soit le cas. On observe cependant que plus le rapport de diamètre $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}}$ est faible, plus le nombre de Nusselt est élevé

notamment au point d'impact. En effet, cela est causé par l'accélération de l'écoulement après impact au niveau du point de stagnation. Celui-ci est plus important, causant un écoulement turbulent instable localement d'où la présence d'un transfert thermique élevé [4][8].

Lorsque l'on accroît le rapport de diamètre $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}}$ pour une distance jet-cylindre fixée, les cartographies de la Figure 7 révèlent une homogénéisation de la répartition du nombre de Nusselt local.

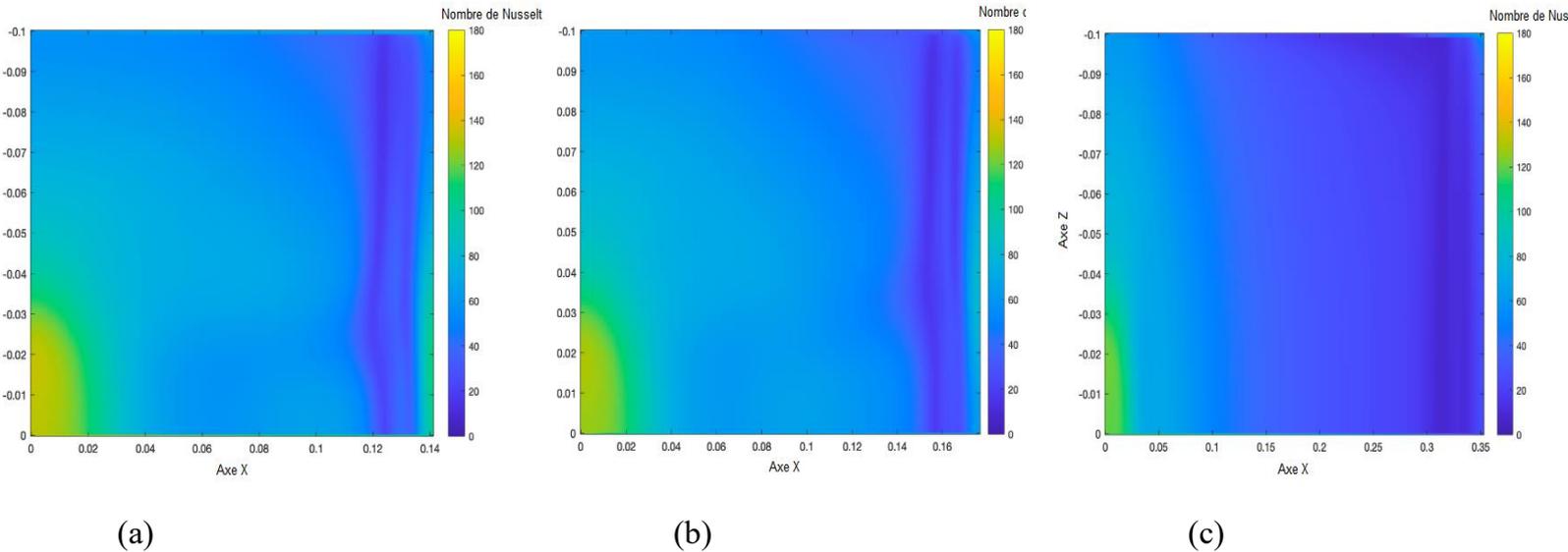


Figure 7 : Cartographie du nombre de Nusselt pour le quart de cylindre étudié pour $h/D_{\text{jet}} = 2$, (a) $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 2$, (b) $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 2,5$, (c) $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 5$

3.3 Étude de l'influence de la distance H/D_{jet} entre la sortie du jet et le cylindre sur le nombre de Nusselt local sur la surface du cylindre

Le rapport de diamètre a ici été fixé à $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 2$ et l'écoulement est toujours turbulent avec un nombre de Reynolds de 20 000. Nous avons tracé les cartographies du nombre de Nusselt local pour différentes distances H/D_{jet} (Figure 8).

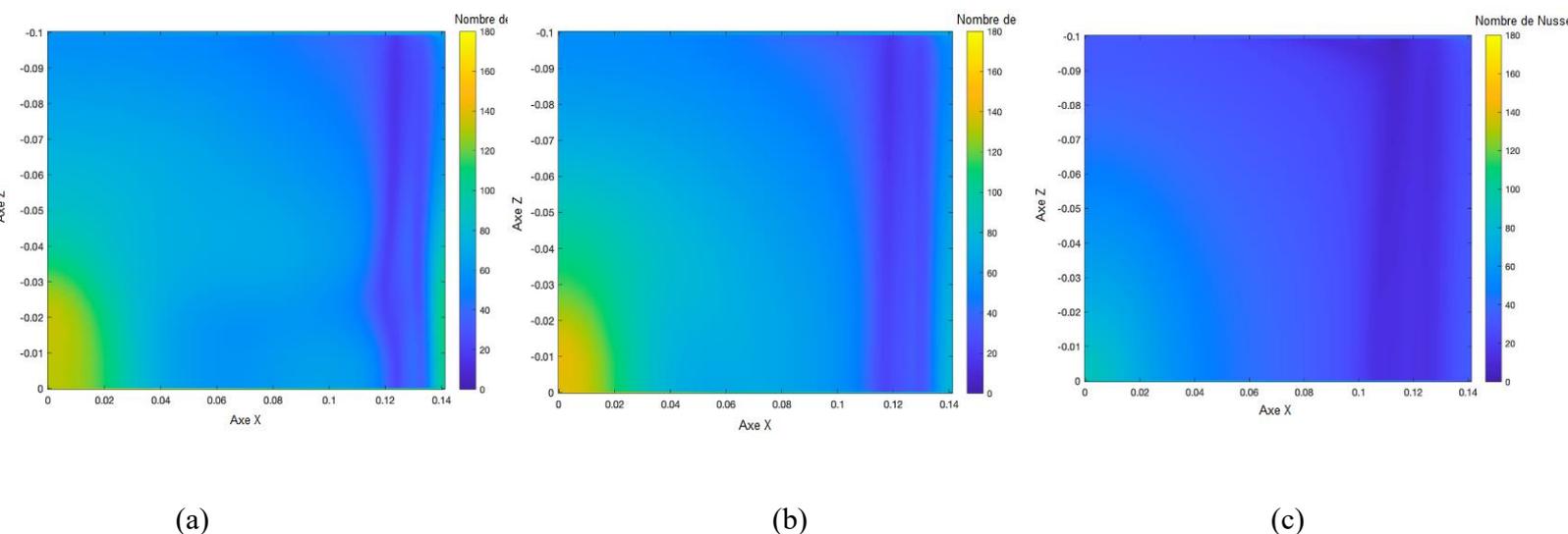


Figure 8 : Cartographie du nombre de Nusselt pour le quart de cylindre étudié pour $D_{\text{cylindre}}/D_{\text{jet}} = 2$, (a) $h/D_{\text{jet}} = 2$; (b) $h/D_{\text{jet}} = 5$; (c) $h/D_{\text{jet}} = 8$

On observe également dans tous les cas une zone circulaire de transferts élevés à proximité du point d'impact et une zone de transferts plus faible à l'arrière du cylindre. La taille de cette zone

semble être plus prononcée pour une distance H/D_{jet} élevée.

On observe une homogénéisation globale du nombre de Nusselt sur la surface du cylindre lorsque la distance H/D_{jet} augmente, le jet étant de plus en plus large, les vitesses sont de plus en plus homogènes. On remarque que le nombre de Nusselt est maximal pour $H/D_{jet}=5$. En effet, le cylindre se situe alors dans la zone de fin de cône potentiel, le jet est alors pleinement développé et cette augmentation du transfert thermique est causée par une augmentation de l'intensité de turbulence [1].

4. Conclusion

Cette étude présente une étude numérique des transferts de chaleur et de l'écoulement dans une configuration d'impact d'un jet d'air sur un cylindre chauffé. Après validation du modèle numérique, l'étude du rapport de diamètres $D_{cylindre}/D_{jet}$ ainsi que la distance jet-cylindre H/D_{jet} a permis de déterminer la répartition des nombres de Nusselt locaux sur la surface entière du cylindre, les autres auteurs se focalisant généralement sur les nombres de Nusselt au point d'impact ou dans l'axe du jet. Le maximum de transfert de chaleur est situé au point d'impact. Plus le rapport de diamètres $D_{cylindre}/D_{jet}$ diminue plus le nombre de Nusselt augmente. Ce phénomène est causé par une courbure importante de la surface d'impact qui accroît l'accélération de l'écoulement causant une augmentation locale de la turbulence. Concernant le paramètre distance jet-cylindre H/D_{jet} , les transferts de chaleur augmente avec la distance jet-cylindre H/D_{jet} jusqu'à la fin du cône potentiel soit environ $5,5D_{jet}$. Cela s'explique par une augmentation de l'intensité de turbulence. L'étude de l'influence du nombre de Reynolds sera étudiée dans la suite de ce travail.

Bibliographie:

- [1] H. Shariatmadar, A. Momeni, A. Karimi, M. Ashjaee, *Heat transfer characteristics of laminar slot jet arrays impinging on a constant target surface temperature*, Elsevier Ltd, Tehran, 2014
- [2] J.W. Gauntner, J.N.B. Livingood, P. Hrycak, *Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate*, NASA, Cleveland Ohio, 1970
- [3] W. Pitts, *Single-shot laser Mie scattering measurements of the scalar profiles in the near field of turbulent jets with variable densities*, Experiments in Fluids, USA, 1994
- [4] D.H. Lee, Y.S. Chung, D.S. Kim, *Turbulent flow and heat transfer measurements on a curved surface with a fully developed round impinging jet*, Elsevier Ltd, South Korea, 1997
- [5] D. Ravinesh, *The influence of Reynolds number on a plane jet*, Physics of Fluids, Toulouse, 2008
- [6] X.L. Wang, D. Motala, T.J. Lu, S.J. Song, T. Kim, *Heat transfer of a circular impinging jet on a circular cylinder in crossflow*, International Journal of Thermal Sciences, 2014
- [7] X.L. Wang, J.H. Lee, T.J. Lu, S.J. Song, T. Kim, *A comparative study of single-/two-jet crossflow heat transfer on a circular cylinder*, Elsevier Ltd, China South Korea and South Africa, 2014
- [8] D. Singh, B. Premachandran, S. Kohli, *Experimental and numerical investigation of jet impingement cooling of a circular cylinder*, Elsevier Ltd, New Delhi, 2013

Étude expérimentale de la dynamique d'un écoulement dans une cavité cubique comprenant un bloc partiellement chauffé.

Experimental study of the flow dynamics in a confined cubic enclosure with an inner block partially heated.

Alexandre WEPPE*, Florian MOREAU, Didier SAURY

Institut Pprime, UPR 3346 CNRS - ENSMA - Université de Poitiers
Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France
*(auteur correspondant : alexandre.weppe@ensma.fr)

Résumé - Un écoulement à effets de flottabilité dominants est généré au sein d'une cavité comprenant un bloc cubique partiellement chauffé. Cet écoulement est étudié expérimentalement du côté chaud de la cavité et dans le plan vertical médian. Des mesures de vitesses sont effectuées afin de caractériser la dynamique de l'écoulement. Les résultats montrent la présence d'un écoulement de couches limites et d'une zone centrale aux vitesses nulles. Des perturbations sont observées et augmentent avec la hauteur de la cavité.

Mots-clés : Etude expérimentale ; Convection naturelle.

Abstract - A buoyancy-driven flow is generated within a cavity comprising a partially heated cubic block. This flow is studied experimentally on the heated side of the cavity and in the vertical median plane. Velocity measurements are carried out in order to characterize the flow dynamics. The results show the presence of a boundary layer flow and a central zone at zero velocities. Disturbances are observed and increase with cavity height.

Keywords: Experimental study; Natural convection.

Nomenclature

L longueur de la cavité, m
 l largeur de la zone étudiée, m
 H_{bloc} hauteur du bloc chauffant, m
 $Ra_{H_{bloc}}$ nombre de Rayleigh basé sur H_{bloc} ,
 $Ra_{H_{bloc}} = \frac{g\beta(T_c - T_f)H_{bloc}^3}{\nu\alpha}$
 d diamètre d'une particule, m
 Stk nombre de Stokes,
 $Stk = \frac{\rho d^2 v_{ref}}{18\mu l}$
 T température, K
 T_0 température moyenne, $T_0 = \frac{1}{2}(T_c + T_f)$, K
 v_{ref} vitesse de référence de l'écoulement,
 $v_{ref} = \frac{\alpha}{H_{bloc}} \sqrt{Ra_{H_{bloc}}}$, m.s⁻¹
 X, Y, Z coordonnées physiques, m

Symboles grecs

σ écart-type
 ρ masse volumique à T_0 , kg.m⁻³
 μ viscosité dynamique à T_0 , kg.m⁻¹.s⁻¹
 α diffusivité thermique à T_0 , m².s⁻¹
 β coefficient de dilatation thermique volumétrique à T_0 , K⁻¹
 ν viscosité cinématique à T_0 , m².s⁻¹
Indices
 c relatif à la paroi chaude
 f relatif à la paroi froide
 as relatif à l'écoulement ascendant
 des relatif à l'écoulement descendant

1. Introduction

Les écoulements turbulents à effets de flottabilité dominants sont présents dans de nombreuses applications industrielles, notamment dans les secteurs du nucléaire et de l'automobile. On peut par exemple citer la problématique du refroidissement d'un compartiment moteur qui est un point essentiel dans le dimensionnement d'un véhicule. Suite à un arrêt brutal du moteur après une forte sollicitation, l'intégrité de celui-ci doit être préservée alors même qu'il n'est plus refroidi par un écoulement externe forcé. Pour de telles situations, la convection, souvent en régime turbulent, permet d'assurer le refroidissement.

Le projet, au sein duquel s'inscrit cette étude expérimentale, a pour ambition de résoudre les problèmes rencontrés par les partenaires industriels lors de simulations d'écoulements turbulents avec effets de flottabilité dominants en espace confiné et aussi d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques observés pour ce type d'écoulement.

Notre démarche a consisté à définir une configuration de référence permettant d'étudier un écoulement en espace confiné représentatif des régimes rencontrés dans le domaine automobile. Le compartiment moteur a été simplifié en une cavité cubique comportant en son sein un bloc cubique partiellement chauffé. Plusieurs études, en majorité numériques, traitent de l'influence d'un obstacle dans une cavité. Ainsi certaines études démontrent, à l'intérieur d'une cavité cubique, l'impact de la taille et de la conductivité d'un bloc non-chauffé [1, 2] quand d'autres s'intéressent plus particulièrement au rôle d'un bloc chauffant sur les transferts conjugués conduction/convection. [3, 4]. Comme il sera montré dans la section 2 et avec la figure 2, la zone en orange qui est la zone étudiée dans nos travaux a des similarités avec les écoulements rencontrés dans une cavité différentiellement chauffée. Les écoulements turbulents générés à l'intérieur d'une cavité différentiellement chauffée ont déjà été étudiés expérimentalement [5, 6, 7]. Cependant, contrairement à ces études, la "cavité différentiellement chauffée" étudiée ici est ouverte.

Dans un premier temps, nous allons présenter le dispositif expérimental ainsi que la métrologie utilisée pour nos mesures puis nous analyserons les résultats obtenus avant de conclure sur cette étude préliminaire.

2. Dispositif expérimental et métrologie

2.1. Dispositif expérimental

La cavité utilisée dans cette étude est une cavité cubique de côté $L = 1$ m dans laquelle est placé un bloc chauffant de côté $L_{bloc} = 0,8$ m (voir Fig. 1 et 2).

Deux échangeurs à eau en aluminium (conductivité $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) imposent une température $T_f = 292 \text{ K}$ aux parois latérales de la cavité cubique au moyen de deux bains thermostatés Fig.1. Les parois horizontales haute et basse de la cavité sont en polystyrène extrudé (conductivité $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et sont donc considérées comme adiabatiques. Elle sont de plus recouvertes d'une feuille de Mylar faiblement émissive ($\epsilon = 0,044$). Les parois avant et arrière de la cavité cubique sont quant à elles en verre d'épaisseur 6 mm permettant ainsi de visualiser l'écoulement. Des blocs de polystyrène extrudé sont maintenus devant ces parois afin de conserver leur caractère adiabatique tout en laissant la possibilité de libérer des espaces pour la visualisation.

Le bloc cubique à l'intérieur de la cavité est maintenu par quatre supports en polymère fixés sur des tiges filetées. Les tiges sont entourées de tubes en PVC et traversent la paroi basse pour

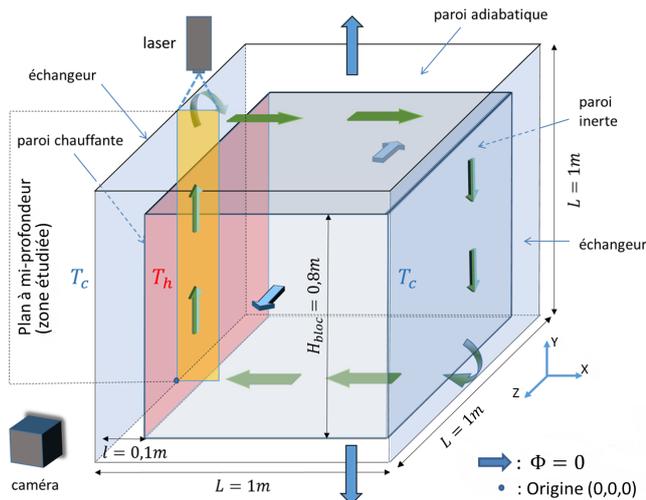


Figure 1 : Vue 3D de la cavité

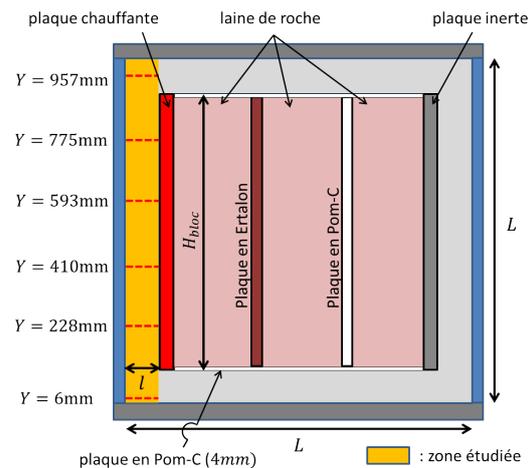


Figure 2 : Vue du plan à mi-profondeur de la cavité (profils de vitesses (en pointillés rouges))

prendre appui sur le bâti. Ces supports limitent les échanges conductifs (conductivité $\lambda = 0,025 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et sont positionnés aux quatre extrémités de la face basse du cube afin de limiter les perturbations dans le plan médian où, comme nous le verrons par la suite, nous effectuerons nos mesures.

Le bloc cubique est notamment composé de deux plaques d'aluminium (conductivité $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) d'épaisseurs $e = 4 \text{ cm}$ dont l'une est chauffée (Fig. 1 et 2) de manière homogène par l'intermédiaire d'un fil résistif à une température $T_c = 325 \text{ K}$ et l'autre est considérée comme inerte. Ces deux plaques forment les faces latérales du bloc cubique placées en regard des parois à température imposée T_f de la cavité. Entre ces deux plaques est disposée une succession de panneaux en laine de roche, d'une plaque en POM-C et d'une plaque en Ertalon. De cette manière, la température diminue de la paroi chaude du bloc jusqu'à la paroi inerte en préservant la tenue mécanique de l'ensemble. Les faces avant, arrière, haute et basse du bloc cubique sont recouvertes de plaques de POM-C d'épaisseur 4mm pour préserver un bon état de surface. Ces plaques de POM-C sont elles-mêmes recouvertes d'une feuille de Mylar faiblement émissive. Quatre tiges filetées (deux face avant et deux face arrière) recouvertes de tubes en PVC maintiennent également les plaques en Ertalon et en POM-C.

La différence de température entre la paroi chaude du bloc cubique et la paroi de la cavité $\Delta T = T_c - T_f = 33 \text{ K}$ permet d'obtenir un nombre de Rayleigh basé sur la hauteur du bloc cubique utilisé dans cette étude $Ra_{H_{\text{bloc}}} = 1,4 \times 10^9$.

2.2. Conditions limites

Chacune des faces avant, arrière, haute et basse du bloc sont instrumentées avec 9 thermocouples. 14 thermocouples sont fixés sur la face intérieure de chacune des plaques d'aluminium du bloc cubique. Enfin, 10 thermocouples sont positionnés à l'intérieur du bloc. L'ensemble de ces 74 thermocouples ont permis un suivi précis des conditions de températures autour et à l'intérieur du bloc et ont permis de vérifier l'homogénéité en température de la paroi chaude (écart-type=0,6K).

2.3. Mesures de vitesses

Les mesures de vitesses sont effectuées par PIV (*Particle Image Velocimetry*). Un générateur de fumée produit le traceur de l'écoulement (particules d'huile de paraffine : $\rho = 856 \text{ kg.m}^{-3}$, $\text{diamètre} = 5 \mu\text{m}$) et la nappe laser est créée par un laser pulsé Nd :YAG Litron. Le nombre de Stokes associé $Stk \simeq 7 \times 10^{-4} \ll 1$ indique que les particules suivent précisément l'écoulement.

Les particules sont visualisées à l'aide d'une caméra *Tokina F100* de résolution $2320 \times 1720 \text{ pixels}^2$. La taille d'un pixel est de $7 \mu\text{m}$ et la taille du champ est fixée à $97 \times 72 \text{ mm}^2$. La largeur de l'image correspond à la largeur l de l'espace entre la paroi chaude à T_c et la paroi froide à T_f .

6000 doublets d'images sont acquis à une fréquence de 96 Hz pour chaque mesure et la durée entre deux images varie selon la zone visualisée (entre 1000 et 5000 μs). 6 zones sont étudiées le long de notre cavité (Fig.2). Pour chaque zone, les vitesses verticales et horizontales sont analysées par la suite. Au sein d'une même zone, les faibles vitesses observées au centre de la cavité nécessitent de prendre les premières images de chaque doublet. De nouvelles paires d'images adaptées à de petits déplacements sont ainsi créées.

Le traitement d'images est effectué avec l'algorithme "Adaptative PIV" de Dantec®. Cet algorithme adapte la taille des fenêtres d'interrogations (de 64×64 à 32×32) pour gagner en précision dans les zones où la densité de particules est suffisante. Un overlapping variant entre 75% et 50% permet de suivre les changements de tailles des fenêtres.

2.4. Recollement des données "basses" et "hautes" vitesses

Les champs moyens et RMS sont associés soit aux faibles vitesses soit aux vitesses plus importantes. Ils nécessitent donc d'être recoupés pour chaque zone.

Un critère seuil est choisi afin de délimiter, pour une zone, le champ des "hautes" vitesses et le champ des "basses" vitesses. Ce critère est déterminé grâce à la norme de la vitesse en pixels de déplacements des particules de la zone concernée. Si cette norme est inférieure à un pixel de déplacement, le champ des basses vitesses est choisi. En effet, en dessous du pixel de déplacement, les valeurs des vitesses associées aux champs des hautes vitesses sont calculées par l'algorithme et non plus mesurées. Afin d'assurer une transition continue entre les champs de vitesses hautes et basses, on choisit d'utiliser une fonction de transition classique comprenant une tangente hyperbolique :

$$V = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \tanh \left(\frac{x_d - x}{p} \right) \right) \cdot BV + \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \tanh \left(\frac{x - x_d}{p} \right) \right) \cdot HV \quad (1)$$

avec comme variables, x_d : valeur frontière (critère seuil); p : facteur de largeur; HV : hautes vitesses; BV : basses vitesses.

La valeur frontière x_d correspond à la position x à laquelle on choisit d'utiliser soit le champ des hautes vitesses soit le champ des basses vitesses. Cette valeur frontière est obtenue à partir des données expérimentales et varie selon la zone étudiée : $x_d = f(Y)$. La valeur de p est choisie de façon à minimiser le "saut" de vitesses observé entre le champ des hautes vitesses et le champ des basses vitesses mais modifie un plus grand nombre de points autour de la valeur frontière x_d . La valeur de p est fixée à $p = 5 \text{ mm}$ afin de limiter ce "saut" sans modifier de manière importante les points avoisinants.

3. Résultats

Les mesures ont été effectuées dans le plan médian. Des profils de vitesses moyennes sont tracés pour différentes côtes choisies équitablement le long de la cavité (Fig. 3) avec l'origine $Y = 0$ mm prise sur la partie supérieure de la paroi basse de la cavité. La position de ces côtes est schématisée Fig 2. L'écoulement est ascendant le long de la paroi à température T_c et le développement d'une couche limite est observé. La couche limite s'épaissit de la zone $Y = 228$ mm à la zone $Y = 775$ mm. Elle devient nulle dès lors que l'écoulement ne rencontre pas ou plus la paroi ($Y = 6$ mm et $Y = 957$ mm). Une couche limite suivant l'écoulement descendant est également observée le long de la paroi à température T_f . La couche limite descendante est moins épaisse que la couche limite ascendante. De plus, le maximum de vitesse en valeur absolue pour la couche limite descendante est environ quatre fois inférieur à celui de la couche limite ascendante (pour $Y = 593$ mm : $V_{max/as} = 0,360\text{m.s}^{-1}$, $V_{max/des} = 0,085\text{m.s}^{-1}$). Cette différence s'explique par le fait qu'une partie de l'écoulement ascendant se dirige vers le canal haut comme le montre le profil de vitesses horizontales moyennes pour $Y = 957$ mm (Fig4).

Pour les zones présentant une couche limite sur la paroi froide et la paroi chaude, les vitesses moyennes horizontales et verticales situées dans la zone centrale de la cavité sont proches de 0 m.s^{-1} . Cette zone peut donc être considérée comme au repos en moyenne. Néanmoins, à mesure que l'on s'élève dans la cavité, les valeurs RMS des vitesses horizontales (correspondant à l'enveloppe autour des courbes de vitesse moyenne et représentées par des barres verticales de hauteur 2σ) proches de la paroi froide et dans la zone centrale augmentent significativement. Elles traduisent des perturbations de plus en plus importantes au sein de l'écoulement. La couche limite ascendante est moins affectée par ces perturbations. La vitesse, très majoritairement verticale, y est élevée et ne subit que très peu l'influence de l'écoulement situé dans la zone centrale.

Les zones $Y = 6$ mm et $Y = 957$ mm présentent des caractéristiques particulières. Elles sont dépourvues de limite à leur droite du fait de l'absence de paroi. Ainsi, la zone $Y = 6$ mm voit une partie de l'écoulement provenant de la couche limite descendante se diriger vers le canal bas. Cela se traduit par des vitesses horizontales moyennes positives. A l'inverse, et comme l'on se trouve très proche de la paroi basse, les vitesses verticales moyennes sont nulles. Pour la zone $Y = 957$ mm, l'écoulement qui se dirige vers le canal haut possède cette fois-ci une composante verticale moyenne et une composante horizontale moyenne non négligeables. La cote choisie est représentative du "virage" amorcé par l'écoulement.

4. Conclusion

Cette étude préliminaire a permis de caractériser la topologie globale de l'écoulement au sein de la cavité. Des mesures de vitesses ont été effectuées dans le plan médian. Un écoulement de couches limites avec vitesses nulles au centre de la cavité a pu être constaté. Des perturbations dans la zone centrale et proche de la paroi froide ont été mises en évidence. la direction globale de l'écoulement aux extrémités haute et basse de la cavité a également été étudiée. Une prochaine étape sera de pouvoir étudier les transferts de chaleur au sein de la cavité.

Remerciements

Les auteurs remercient l'ANR pour le financement du projet MONACO 2025; les programmes CPER (2015-2020) et FEDER (2014-2020); ainsi que le personnel d'appui qui a participé à la mise en place de ce dispositif expérimental, en particulier H. Arlaud, C. Fuentes, J.-C. Fraudeau et N. Papin.

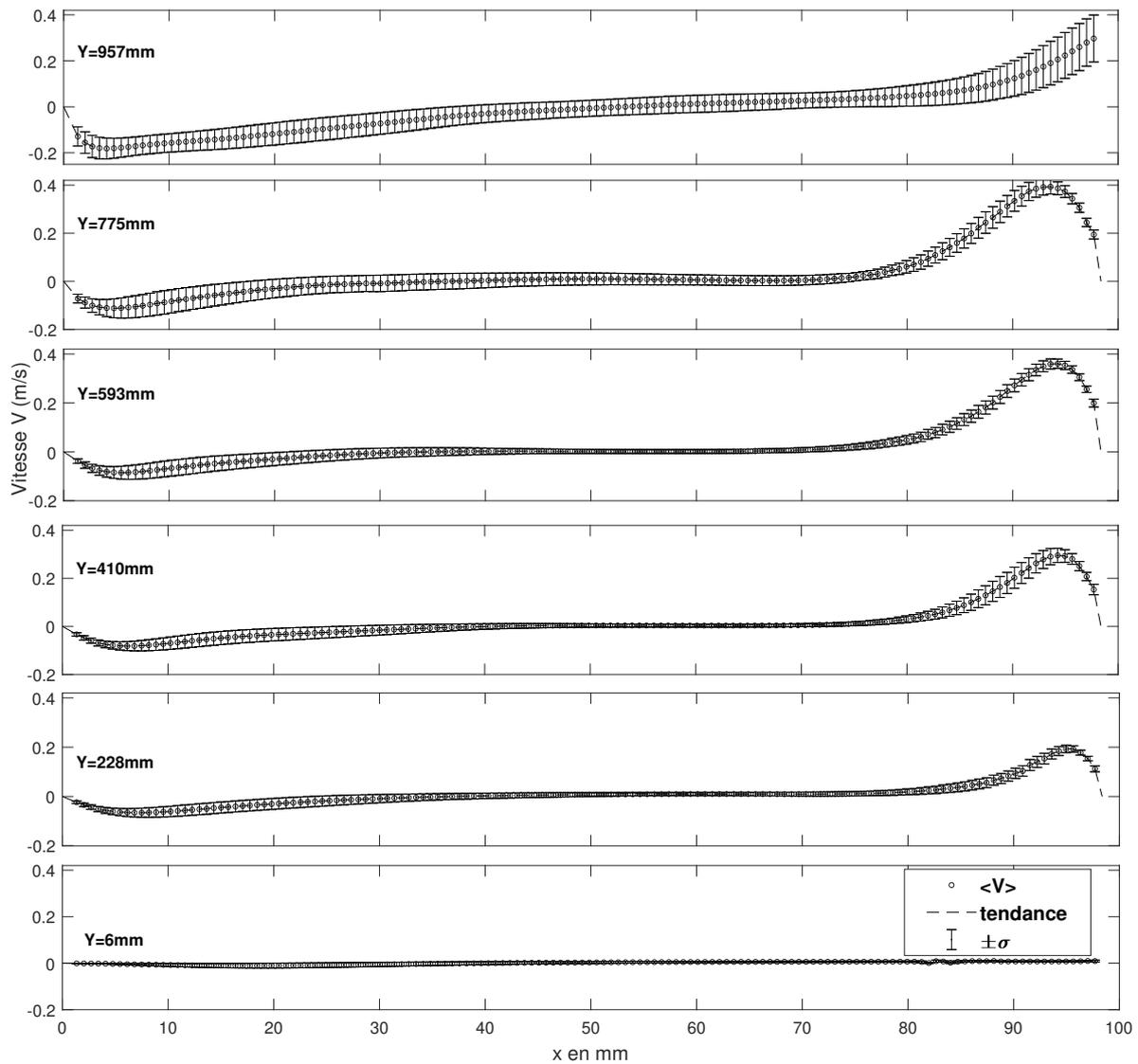


Figure 3 : Profils horizontaux de vitesse verticale moyenne, V , à différentes altitudes dans le canal chauffé. Les barres verticales correspondent aux vitesses RMS (hauteur 2σ).

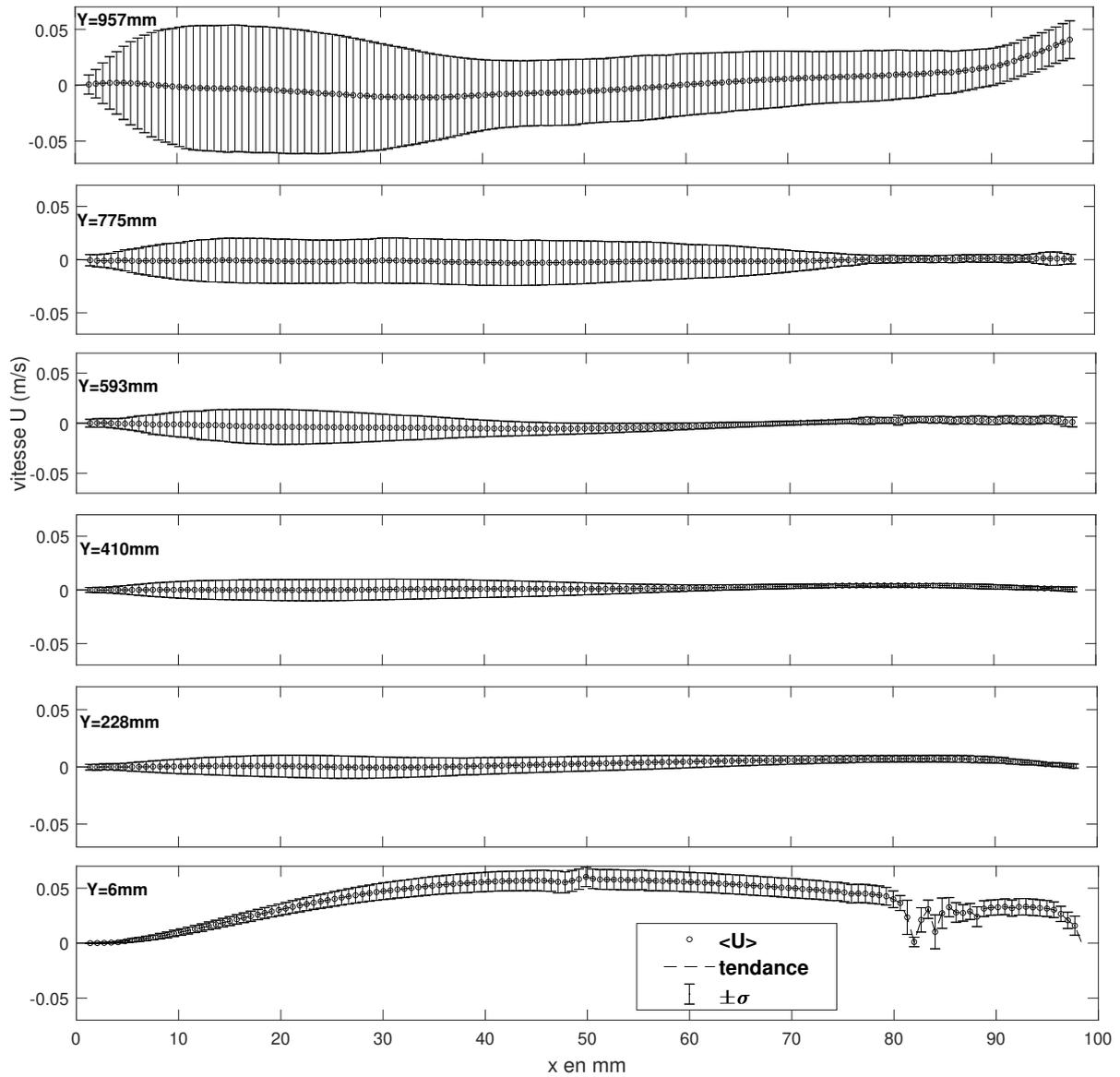


Figure 4 : Profils horizontaux de vitesse horizontale moyenne, U , à différentes altitudes dans le canal chauffé. Les barres verticales correspondent aux vitesses RMS (hauteur 2σ).

Références

- [1] House et al., Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure, *Numerical Heat Transfer*, 18 (1990) 213-2255.
- [2] Bhave et al., Natural convection heat transfer enhancement using adiabatic block : Optimal block size and Prandtl number effect, *Int. J. of Heat and Mass transfer*, 49 (2006) 3807-3818.
- [3] Liu et Pan-Thien, A complete conjugate conduction convection and radiation problem, *Computational Mechanics*, 24 (1999) 175-186.
- [4] Ha et Jung, A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body, *Int. J. of Heat and Mass transfer*, 43 (2000) 4229-4248.
- [5] Saury et al., Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. C. in Heat and Mass transfer*, 38 (2011) 679-687.
- [6] Salat et al., Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 25 (2004) 824-832.
- [7] Betts et Bokhari, Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 21 (2000) 675-683.

Simulation numérique du refroidissement d'un composant électronique : effet de l'angle d'inclinaison

Mustapha FARAJI^{1*}, Hamza FARAJI¹, Mustapha EL ALAMI¹

¹Laboratoire de Physique des Matériaux, Micro-électronique, Automatique et Transfert Thermique
Faculté des Sciences Ain Chok, Université Hassan II, Casablanca, Maroc

*(auteur correspondant : farajimustapha@yahoo.fr)

Résumé - La présente communication englobe les résultats numériques de la convection naturelle entraînée par la fusion dans une enceinte rectangulaire inclinée remplie d'un matériau à changement de phase nano-amélioré. L'enceinte est chauffée par le bas avec une source de chaleur protubérante (microprocesseur) et générant de la chaleur à un débit volumétrique constant et uniforme et montée sur un substrat (carte mère). Toutes les parois sont considérées adiabatiques. L'objectif de l'étude est d'analyser l'effet de l'insertion des nanoparticules en quantifiant leur contribution au transfert thermique global. Les effets combinés de l'angle d'inclinaison et de la fraction de nanoparticules sur la structure de l'écoulement du fluide et du transfert de chaleur sont étudiés. Un modèle mathématique 2D basé sur les équations de conservation de la masse, de la dynamique et de l'énergie a été développé. Les équations ont été intégrées et discrétisées à l'aide de la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLE a été adopté pour le couplage pression-vitesse. Les résultats obtenus montrent que l'insertion des nanoparticules a un effet quantitatif important sur le transfert thermique global. L'insertion de nanoparticules métalliques avec différentes concentrations affectent le comportement thermique du dissipateur thermique. Ils contribuent à un refroidissement efficace de la source de chaleur.

Nomenclature

A	rapport de forme	<i>Symboles grecs</i>	
c	chaleur massique, J/kg	α	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
d	diamètre, m	Ω	angle d'inclinaison
f	fraction liquide	ρ	densité, kg/m^3
g	gravité	<i>Indices et exposants</i>	
H	enthalpie ou longueur de l'enceinte	c	composant électronique
k	conductivité thermique, W/m.K	eff	effective
L	largueur de l'enceinte, m	i	interface
Q	génération de chaleur, W/m	m	MCP
T	température, °C	n	nanoparticule
t	temps, s	p	pression constante, particule
u, v	composantes de la vitesse	+, -	nœud droit et gauche
X_n	fraction des nanoparticules		
x, y	coordonnées cartésiennes		

1. Introduction

Les progrès technologiques réalisés dans le monde entier favorisent l'idée de miniaturisation des composants électroniques. L'utilisation de ces composants a connu une grande révolution au cours des dernières années. La miniaturisation et la grande puissance des dispositifs électroniques sont les principales caractéristiques de cette révolution. Ces deux caractéristiques ont pour conséquence directe la surchauffe du composant électronique. Ce dernier nécessite une stratégie de refroidissement pour éviter tout type de défaillance. Il existe plusieurs techniques pour refroidir les composants électroniques, mais elles sont insuffisantes ou nécessitent un processus de ventilation parallèle. D'où la nécessité de disposer d'une stratégie de refroidissement efficace. Il s'agit de l'intégration de matériaux à changement de phase pour la

gestion thermique des dispositifs électroniques par convection naturelle. Des détails plus importants dans ce domaine sont donnés par Bejan dans son fameux livre [1].

Dès leur apparition dans l'aéronautique dans le cadre d'une étude menée par la NASA, ces matériaux ont fait l'objet de plusieurs recherches [2] et se sont étendus à d'autres applications comme le bâtiment, le refroidissement de composants électroniques, ... [3-4]. Les matériaux à changement de phase sont une meilleure solution pour le refroidissement des dispositifs électroniques. Cette propriété de ces matériaux est liée à leur haute densité de stockage, et ils garantissent un processus isotherme lors du changement de phase. Yusuke et al. [5] traitent, de manière expérimentale et numérique, de la gestion thermique des appareils mobiles en intégrant les MCPs dans les téléphones intelligents. Cette stratégie a montré une meilleure capacité à réduire le taux d'augmentation de la température, en particulier lors du collage des feuilles de cuivre à ceux des MCPs. Pour révéler numériquement l'effet de plusieurs paramètres sur le processus de refroidissement, une étude paramétrique est introduite [6]. Différents facteurs critiques qui affectent la performance thermique du dissipateur de chaleur. Par conséquent, une sélection de MCP est essentielle pour la bonne conception des dissipateurs de chaleur. De plus, Fok et al. [7] étudient expérimentalement le refroidissement d'un appareil mobile par un dissipateur de chaleur à base de MCP. Il est montré que l'intégration de MCP garantit un comportement thermique performant. L'intégration d'ailettes dans le dissipateur et l'augmentation de leur nombre permettent une meilleure dissipation de la chaleur. Cependant, l'effet de l'orientation de l'appareil est non significatif. Comme les MCPs souffrent de leur faible conductivité thermique, de nombreux chercheurs introduisent différentes stratégies pour surmonter ce problème. Parmi ces stratégies, il y a l'insertion de nanoparticules ou d'ailettes métalliques dans le dissipateur thermique à base de MCP. Dans ce sens, une étude expérimentale a été présentée par Saad et al. [8]. Les effets du type de MCP, de la géométrie du dissipateur et de la puissance sur la performance thermique d'un dissipateur ont été étudiés. L'étude concerne six types de MCP, six géométries et trois niveaux de puissance thermique (3 W, 4 W et 5 W). Les résultats montrent clairement qu'une réduction de la température de fonctionnement est possible par l'intégration de MCP dans le dissipateur.

Dans les applications impliquant le refroidissement de composants électroniques par convection naturelle comme mécanisme d'évacuation de la chaleur, la production de chaleur a souvent été ignorée et est considérée comme une source de chaleur isotherme, ce qui limite l'intérêt des études. De plus, une génération volumétrique de chaleur est présente et doit être considérée. La présente étude est réalisée en intégrant un substrat (carte mère), jouant le rôle d'une ailette, sur lequel est montée une source de chaleur non isotherme générant une puissance volumétrique. Les effets combinés de l'inclinaison de l'enceinte (Ω) et de la fraction de nanoparticules de cuivre Cu (X_n) sur les caractéristiques de transfert de chaleur sont illustrés en termes d'isothermes.

2. Modèle physique

Le modèle physique traité dans cette étude, ainsi que le système de coordonnées, est représenté dans la Figure 1. Il consiste en une enceinte rectangulaire inclinée de parois adiabatiques contenant une source de chaleur saillante placée sur un substrat. Le reste de l'enceinte est rempli de MCP. La hauteur et la largeur de l'enceinte sont respectivement $W = 0,14$ m et $L = 0,07$ m. L'épaisseur du substrat est de x_s . La hauteur et l'épaisseur de la source de chaleur sont $L_c = 0,015$ m et $X_c = 0,003$ m, respectivement. La source de chaleur génère de la chaleur à un taux volumétrique constant et uniforme, $Q = 165$ W/m, et dissipe cette chaleur à travers leurs faces exposées au substrat et au MCP.

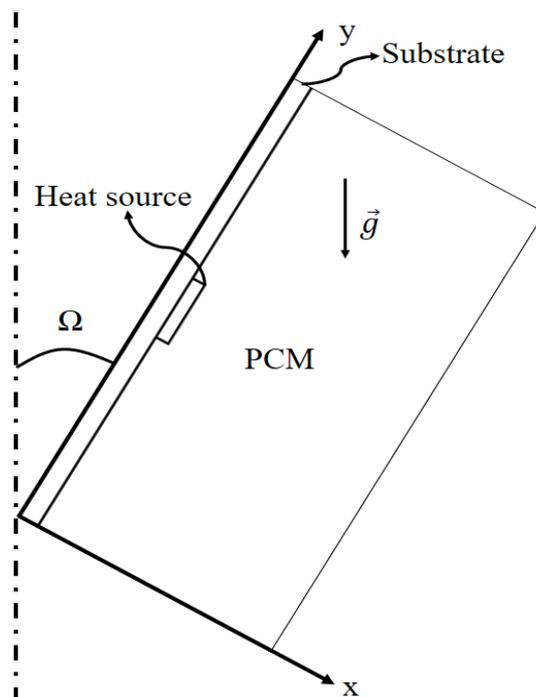


Figure 1 : Le modèle physique

3. Formulation mathématique

3.1. Equations gouvernantes

- L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) + S_u \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) + S_v \quad (3)$$

- L'équation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uH)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vH)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + S_T \quad (4)$$

avec :

$$S_u = -C \frac{(1-f)^2}{b+f^3} u + \rho g \beta \cos(\Omega)(T - T_m) \quad (5)$$

$$S_v = -C \frac{(1-f)^2}{b+f^3} v + \rho g \beta \sin(\Omega)(T - T_m) \quad (6)$$

$$S_T = \delta_1 \left((\delta_2 - 1) \rho \Delta H_m \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\delta_2 Q'}{X_c L_c} \right) \quad (7)$$

Les valeurs de δ_1 et δ_2 sont 1 et 0 selon le domaine d'étude (MCP, source de chaleur ou substrat).

3.2. Conditions aux limites et initiales et procédure de solution numérique

Toutes les parois de l'enceinte sont adiabatiques, c-à-d :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{mur} = 0 \quad , \quad \eta \perp mur \quad (8)$$

Pour l'interface entre deux matériaux différents (1 et 2) ; substrat, MCP et source de chaleur :

$$-k_1 \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{interface} = -k_2 \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{interface} \quad , \quad T_1 = T_2 \quad (9)$$

L'hypothèse du non-glissement et pas de perméabilité sur les surfaces solides est adoptée :

$$u = v = 0 \quad (10)$$

Initialement, les conditions suivantes sont satisfaites :

$$T = T_m \quad , \quad u = v = 0 \quad , \quad f = 0 \quad (11)$$

Le traitement des équations gouvernantes est fait par discrétisation en volumes de contrôle par la méthode des volumes finis [9]. Le système d'équations algébriques résultant est résolu par la méthode TDMA. L'algorithme SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-vitesse

Les propriétés thermo-physiques du MCP sont approximées comme suit :

$$\alpha_{nf} \approx X_n \alpha_p + (1 - X_n) \alpha_m \quad (12)$$

$$(\rho c_p)_{nf} \approx X_n (\rho c_p)_p + (1 - X_n) (\rho c_p)_m \quad (13)$$

La conductivité thermique effective est calculée en se basant sur la combinaison entre la théorie de Maxwell [10] (terme à gauche) et le mouvement brownien (terme à droite) :

$$k_{eff} = \frac{k_p + 2k_m - 2X_n(k_m - k_p)}{k_p + 2k_m + X_n(k_m - k_p)} k_m + 5 \cdot 10^4 \beta \xi X_n \rho_m c_{p,m} \sqrt{\frac{BT}{\rho_p d_p}} f(T, X_n) \quad (14)$$

avec le facteur β est donné par [11] :

$$\beta = 9.881(100X_n)^{-0.9446} \quad (15)$$

La constante de Boltzmann B est égale à $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ et la fonction $f(T, X_n)$ est tirée à partir de données expérimentales comme suit [11] :

$$f(T, X_n) = \left(2.8217 \frac{T}{T_m} - 3.0669 \right) 10^{-2} X_n + \left(3.917 \frac{T}{T_m} - 3.91123 \right) 10^{-3} \quad (16)$$

4. Validation du modèle

Afin de valider le modèle de calcul proposé, des simulations, en langage FORTRAN, ont été réalisées par rapport aux études expérimentales de Gau et Viskanta [12]. Cette étude concerne le processus de fusion du Gallium métallique dans une enceinte rectangulaire. Les parois horizontales de l'enceinte sont thermiquement isolées tandis que les parois verticales gauche et droite sont maintenues à une température chaude $T_H=38.5^{\circ}\text{C}$ et une température froide $T_C=28.54^{\circ}\text{C}$, respectivement. L'évolution de l'interface solide-liquide est représentée sur la Figure 2 en comparant les résultats de notre code de calcul et ceux obtenus par Gau et Viskanta [12]. L'analyse de la Figure 2 montre une concordance suffisante entre les deux résultats et une différence qui ne dépasse pas 4 %. La faible discordance rapportée peut être liée à une difficulté à maintenir les températures des deux parois verticales constantes et égales aux valeurs mentionnées ci-dessus ou à un manque d'isolation parfaite des parois horizontales.

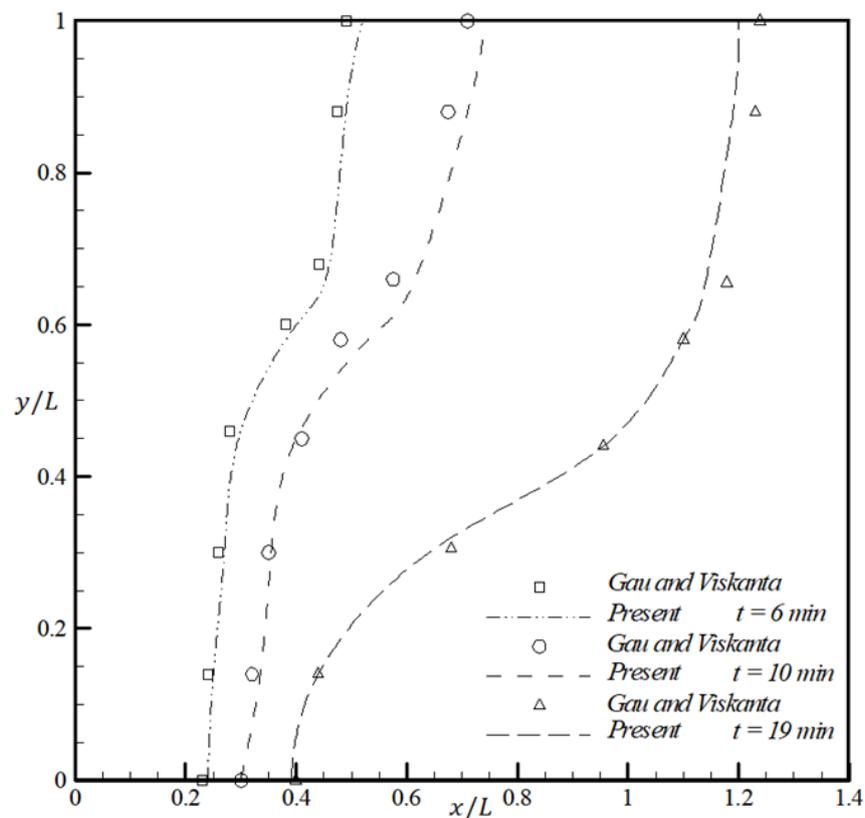


Figure 2 : Comparaison du résultat numérique en termes d'interface solide-liquide avec le résultat expérimental [12]

5. Résultats et discussion

Dans le présent travail, une investigation numérique de la fusion d'un MCP (n-eicosane) dispersé avec différents apports en nanoparticules métalliques de Cuivre Cu dans une enceinte rectangulaire de rapport de forme $A=0.5$. Les propriétés thermo-physiques du MCP (n-eicosane), de la source de chaleur, du substrat et des nanoparticules métalliques de Cu , utilisées dans ce travail, sont données dans le Tableau 2.

Les contours des isothermes développant l'effet de la fraction de nanoparticules X_n et l'angle d'inclinaison de l'enceinte Ω sont présentées dans la Figure 3. Il est clair que la forme des

isothermes est plus sensible à l'inclinaison de l'enceinte qu'à l'effet de la fraction de nanoparticules étant donné l'effet important de la gravité. En revanche, la valeur de la température maximale est sensible à l'inclinaison de l'enceinte et à la fraction de nanoparticules. Pour la configuration de référence $\Omega = 0^0$, le transfert de chaleur commence dès les premiers instants, comme toujours, par un processus purement conductif. L'effet de la convection naturelle est observé, en premier lieu, à côté du coin droit du composant électronique. Ce début, dans cette zone, est justifié par la distorsion des isothermes dans cette zone de l'enceinte. L'existence d'une force de flottabilité dans la partie liquide supérieure de l'enceinte intensifie l'effet de la convection naturelle. Ainsi, le front de fusion progresse rapidement dans cette partie supérieure par rapport à la partie inférieure. Sans insertion de nanoparticules, la température maximale atteinte dans cette configuration de référence est $T_{max}=60,81^0C$.

Source de chaleur	MCP (n-eicosane)	Substrat	Nanoparticules Cu
$k_c = 170W / m.K$ $\rho_c = 3260kg / m^3$ $(c_p)_c = 740J / kg$ $T_{cr} = 98^0C$	$k_m = 0.1505W / m.K$ $\rho_m = 769kg / m^3$ $c_p = 2460J / kg$ $\mu = 4.1510^{-3} m^2 / s$ $\beta = 8.0510^{-4} 1 / K$ $\Delta H = 2.4710^5 J / kg$ $T_m = 36^0C$	$k_s = 19.7W / m.K$ $\rho_s = 3900kg / m^3$ $(c_p)_s = 900J / kg$	$\rho_p = 8954kg / m^3$ $(c_p)_p = 383J / kg$ $k_p = 400W / m.K$ $d_p = 90nm$

Tableau 2 : Les propriétés thermo-physiques et les dimensions [13-15]

Une inclinaison de l'enceinte de $\Omega = 0^0$ vers des valeurs positives de Ω augmente la température maximale atteinte. L'inclinaison de l'enceinte à un angle $\Omega = 45^0$ augmente la température maximale d'environ 5^0C . L'inclinaison vers la direction des angles négatifs montre une réponse différente du dissipateur thermique. L'inclinaison de la configuration de référence, $\Omega = 0^0$ vers -45^0 diminue la température maximale atteinte. Cette diminution est de $0,3^0C$, $0,47^0C$ et $0,59^0C$ pour $X_n=0,00$, $X_n=0,02$ et $X_n=0,04$, respectivement. Une deuxième inclinaison de $\Omega = -45^0$ à $\Omega = -90^0$ augmente à nouveau la température maximale. Cette augmentation est de $1,4^0C$, $1,37^0C$ et $1,33^0C$ pour $X_n=0,00$, $X_n=0,02$ et $X_n=0,04$, respectivement. En effet, l'augmentation de la température maximale lors de l'inclinaison de -45^0 à -90^0 est due au fait que la convection naturelle contribue fortement dans la configuration de $\Omega = -45^0$ par rapport à celle de $\Omega = -90^0$. Ceci est lié à l'existence d'une seule structure panache dans cette dernière alors que la configuration $\Omega = -45^0$ présente deux structures panache opposées. De ce qui précède, il est clair qu'une augmentation de la fraction de nanoparticules contribue à une diminution de la température maximale atteinte dans l'enceinte.

6. Conclusion

Une étude numérique de l'effet combiné de l'inclinaison et la fraction des nanoparticules lors de la fusion d'un MCP dispersé par des nanoparticules de Cu dans une enceinte rectangulaire contenant une source de chaleur protubérante a été réalisée. L'effet de l'inclinaison et la fraction liquide sur la structure des isothermes et la température maximale de la source de chaleur est analysé. Il est constaté que l'insertion des nanoparticules augmente le taux de fusion et contribue à un meilleur refroidissement de la source de chaleur.

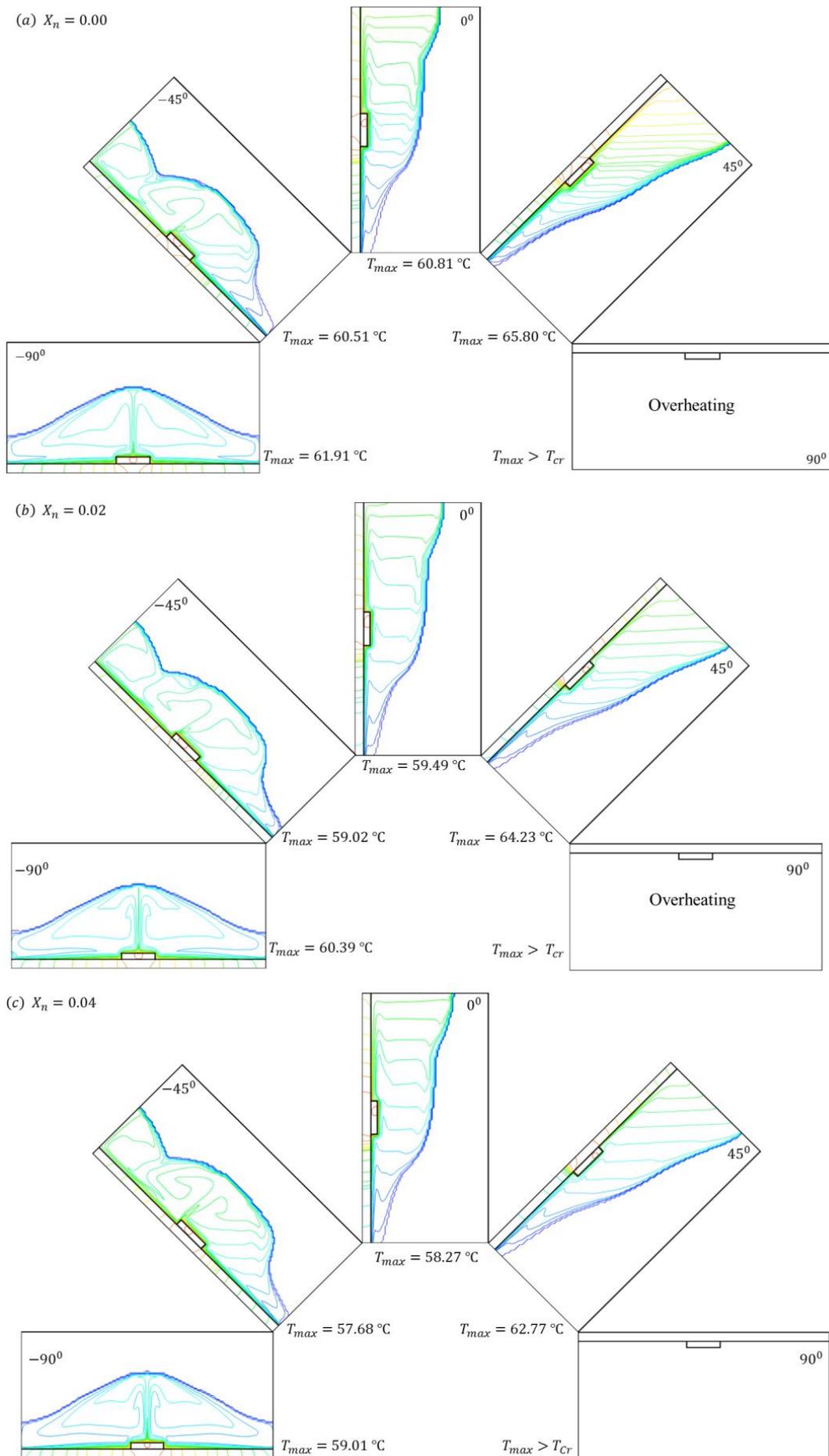


Figure 3 : Isothermes pour différentes inclinaisons et fractions de nanoparticules à $t=3600s$

Références

- [1] A. Bejan, *Convection Heat Transfer*, 2nd ed., Wiley, New York (1995).
- [2] W. Humphries, E. Griggs, *A Design Handbook for Phase Change Thermal Control and Energy Storage Devices*, NY, USA: NASA Technical Paper (1977).
- [3] B. Zalba, J. M. Marin, L. F. Cabeza, H. Mehling, Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications, *Applied Thermal Engineering*, 23 (2003), 251-283.
- [4] H. Faraji, M. Faraji, M. El Alami, Numerical Survey of the Melting Driven Natural Convection Using Generation Heat Source: Application to the Passive Cooling of Electronics Using Nano-enhanced Phase Change Material, *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 12 (2020), 021005-1- 021005-17.
- [5] T. Yusuke, S. Katsuhiko., K. Akiyoshi, T. Ryo and K. Yoshihiko, Experimental and numerical study on phase change material (PCM) for thermal management of mobile devices, *Applied Thermal Engineering*, 98 (2016), 320-329.
- [6] W. Xiang-Qi, Y. Christopher and S. M. Arun, A parametric study of phase change material (PCM)-based heat sinks, *International Journal of Thermal Sciences*, 47 (2008), 1055–1068.
- [7] S. C. Fok, W. Shen and F. L. Tan, Cooling of portable hand-held electronic devices using phase change materials in finned heat sinks, *International Journal of Thermal Sciences*, 49 (2010), 109–117.
- [8] M. Saad, T. Aaron, T. Chin, A. Raya and L. Sein, Experimental investigation of inserts configurations and PCM type on the thermal performance of PCM based heat sinks, *Applied Energy*, 112 (2013), 1349-1356.
- [9] S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, D.C: Hemisphere, Washington (1980)
- [10] J. A. Maxwell, *Treatise on electricity and magnetism*, Oxford University Press, Cambridge, UK (1904).
- [11] R. S. Vajjha, D. K. Das, Measurement of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (2009), 4675–4682.
- [12] C. Gau, and R. Viskanta, Effect of natural convection on solidification from above and melting from below of a pure metal, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28 (1985), 573-587.
- [13] R. R. Tummala, *Fundamentals of microsystems packaging*, 1st ed. McGraw-Hill Education (2001).
- [14] A. S. Fleischer, *Thermal energy storage using PCMs fundamentals and applications*, Springer, USA (2015).
- [15] M. Jourabian, M. Farhadi, and A. A. R. Darzi, Outward melting of ice enhanced by Cu nanoparticles inside cylindrical horizontal annulus: Lattice Boltzmann approach, *Applied Mathematical Modelling*, 37 (2013), 8813–8825.

Intensification passive des transferts thermiques dans les capteurs solaires plans par manipulation de l'écoulement dans les tubes caloporteurs

Heat transfer enhancement in flat plate solar collectors by flow manipulation

Jules Voguelin SIMO TALA^{1,*}; Emmanuel W. RAMDE²; Daniel BOUGEARD¹

¹Institut Mines-Télécom Lille Douai, EI, F-59508 Douai, France

²The Brew-Hamond Energy Center, Kumasi, Ghana

*(auteur correspondant : jules-voguelin.simo.tala@imt-lille-douai.fr)

Résumé - Cette communication présente les résultats obtenus en termes de performances de transfert dans une configuration géométrique de capteur plan dans laquelle une technique d'intensification des échanges thermiques est implémentée par manipulation passive de l'écoulement du fluide caloporteur pour trois points de fonctionnement correspondant à une plage de nombre de Reynolds compris entre 500 et 1500. Les résultats sont obtenus par simulations numériques réalisées à l'aide du code de calcul Star CCM+ en mettant en œuvre un couplage entre la conduction dans l'absorbeur et le matériau d'isolation, la convection forcée dans le fluide caloporteur et la convection naturelle entre l'absorbeur et le vitrage. Une attention particulière est portée aux modèles physiques employés, en particulier la prise en compte du couplage conducto-convectif naturel et forcé. Une analyse de l'influence du nombre de Reynolds sur les échanges thermiques est présentée en termes de structuration de l'écoulement et de performances thermiques locales et globales. Cette étude met en évidence l'existence d'un point de fonctionnement optimal permettant de maximiser les performances thermo-hydrauliques en réduisant les pertes latérales dans le capteur.

Mots clés : Intensification des échanges, Capteur solaire, Simulation numérique, Couplage conducto-convectif

Abstract – The present study deals with the heat transfer enhancement of the heat transfer fluid flowing in the tube of a flat plate solar collector in order to decrease its lateral losses by decreasing the average working temperature of the absorber. Numerical simulations of conjugate heat transfer by conduction, forced and natural convection were conducted with the CFD code Star CCM+. The results were presented in term of flow dynamics, heat transfer as well as local and global performances.

Keywords: Flat plate solar collector; heat transfer enhancement; vortex generator, Computed Fluid Dynamics, Conjugate heat transfer

Nomenclature

a Longueur de l'ailette Delta, *m*
b Hauteur de l'ailette Delta, *m*
C_p Capacité calorifique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
d Diamètre intérieur du tube, *m*
e Epaisseur, *m*
f Facteur de friction, $\frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 \frac{L}{d}}$, -
g Accélération de la pesanteur, ms^{-2}
h Coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
j Facteur de Colburn, $S_t Pr^{2/3}$, -
L Longueur du capteur, *m*

l Largeur du capteur, *m*
p Pression, *Pa*
Pr Nombre de Prandtl, $\frac{\mu C_p}{\lambda}$
q Densité surfacique de flux, W m^{-2}
Q Puissance thermique, *W*
Re_d Nombre de Reynolds, $\frac{\rho U d}{\mu}$, -
St Nombre de Stanton, $\frac{h}{\rho U C_p}$, -
T Température, *K*
U, V Vitesse, ms^{-1}
*V** Vitesse normée, -
 Symboles grecques :

α	Angle d'attaque de l'ailette, $^{\circ}$	λ	Conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$
β	Coefficient d'expansion isobare, K^{-1}	ν	Viscosité cinématique, ms^{-2}
ω	Vorticité, T^{-1}	Γ^* ,	Hélicité normée, $\Gamma^* = \frac{\vec{v} \cdot \vec{\omega}}{\ \vec{v}\ \ \vec{\omega}\ }$
θ	Angle azimutal du perturbateur, $^{\circ}$	Indices et exposants	
ρ	Masse volumique, kgm^{-3}	$0/a/i$	entrée/air/isolant
μ	Viscosité dynamique, $kgm^{-1}s^{-1}$	ia	inter-ailette

1. Introduction

Les capteurs solaires thermiques sont des composants thermodynamiques employés dans les applications de conversion du rayonnement solaire en chaleur sensible basse température. Ils trouvent leurs applications dans le secteur résidentiel, touristique et hospitalier des pays nordiques mais particulièrement des pays tropicaux à forte disponibilité énergétique solaire pour la production de chaleur dans les process fonctionnant à des températures inférieures à $100^{\circ}C$ [1]. Selon la technologie employée, on distingue les capteurs plans vitrés ou non et les capteurs à tubes sous vide. Les capteurs plans vitrés sont classiquement constitués d'un réseau de canalisations noyées dans un absorbeur isolé sur ses parois inférieure et latérales, et recouvert d'un vitrage spécifique sur sa face supérieure exposée au rayonnement solaire. Les tubes transportant le fluide caloporteur sont dans les applications courantes de géométrie simple rendant ce composant thermique peu compact (absence d'intensification des échanges thermiques), ce qui conduit à des fonctionnements à température moyenne élevée par rapport à l'ambiance et par conséquent à des pertes thermiques élevées [1]. L'intensification des transferts thermiques dans les tubes caloporteur par l'emploi de techniques passives [2] représente un moyen intéressant de réduction de la température de fonctionnement de l'absorbeur et par conséquent des pertes convecto-radiatives. Dans ces géométries, il existe un couplage fort entre les transferts thermiques conductifs, convectifs (naturels et forcés) et radiatifs. Les performances de ces composants thermiques dépendent de la dynamique de l'écoulement dans les canaux transportant le fluide caloporteur, des propriétés thermo-physiques des matériaux d'isolation ainsi que des caractéristiques géométriques du capteur. Plusieurs études numériques se sont intéressées à l'intensification des transferts thermiques dans les tubes caloporteurs des capteurs plans [3-5] mais, très peu d'études prennent en compte le couplage entre les transferts thermiques convectifs forcés intérieur tubes et les transferts thermiques convectifs naturels entre le vitrage et l'absorbeur. Dans cette étude, nous nous intéressons à l'intensification des transferts thermiques dans les tubes caloporteurs de capteurs solaires plans vitrés dans l'objectif d'une réduction de la température de fonctionnement de l'absorbeur. Les phénomènes de convection naturelle et forcée qui se développent dans ces capteurs sont étudiés numériquement et les résultats sont présentés en termes de structuration de l'écoulement et de performances locales et globales pour trois valeurs du nombre de Reynolds.

2. Formulation mathématique, domaine de calcul et procédure numérique

2.1. Formulation mathématique

L'écoulement dans le capteur est modélisé par les équations de conservation (masse, quantité de mouvement) en régime laminaire. Le fluide est supposé incompressible et visqueux. Le transfert de chaleur est modélisé par l'équation d'énergie dans le fluide caloporteur et dans la lame d'air séparant le vitrage et l'absorbeur, couplée à la diffusion thermique dans la masse du tube, de l'absorbeur et de l'isolant. Les phénomènes de convection naturelle sont pris en compte dans la lame d'air séparant le vitrage et l'absorbeur et, les phénomènes de convection forcée sont considérés dans le tube véhiculant le fluide caloporteur. Pour un écoulement de

fluide incompressible en régime laminaire, les équations de conservation s'écrivent, en négligeant l'échauffement visqueux, comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1)$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = -\frac{1}{\rho_a} \vec{\nabla} p + \nu_a \vec{\nabla}^2 \vec{V} + \vec{g} \beta (T_{ref} - T) \quad (2)$$

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = -\frac{1}{\rho_e} \vec{\nabla} P + \nu_e \Delta \vec{V} \quad (3)$$

$$\nabla^2 T \quad (4)$$

$$\rho_e C_{pe} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T = \lambda_e \nabla^2 T \quad (5)$$

Le fluide caloporteur considéré dans cette étude est de l'eau, l'absorbeur et le tube est constitué d'aluminium et l'isolant est un panneau de polyuréthane. Pour des raisons de simplification, la conduction dans le vitrage n'est pas prise en compte. De même, la lame d'air échange par convection naturelle avec l'extérieur à travers la paroi supérieure du capteur considérée transparente et infiniment mince. En raison du faible gradient thermique maximal dans le capteur, les propriétés thermo-physiques de l'aluminium, de l'eau ainsi que de l'air sont évaluée à une température moyenne $T=305$ K. Par ailleurs, les effets gravitationnels ne sont considérés que dans la lame d'air en raison du caractère forcé des échanges convectif dans le fluide caloporteur circulant dans le tube.

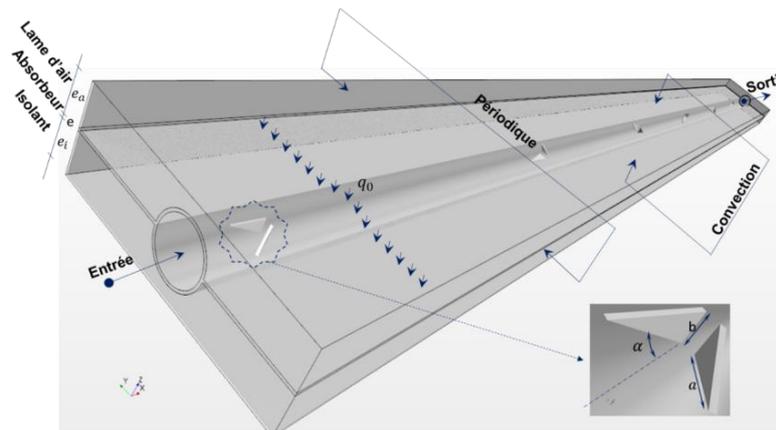


Figure 1 : Domaine d'étude et conditions aux limites

2.2. Domaine de calcul et conditions aux limites

Des conditions de périodicité sont utilisées pour réduire le capteur entier à un motif élémentaire utilisé dans cette étude comme domaine de calcul et représenté sur la figure 1. Il est constitué d'un absorbeur de longueur $L=150$ cm, de largeur $l=10$ cm et d'épaisseur $e=1$ mm, isolé sur sa paroi inférieure par un panneau de polyuréthane de longueur et largeur identiques et d'épaisseur $e_i=1,5$ cm et sur sa partie supérieure par une lame d'air de même longueurs et largeur et d'épaisseur $e_a=1,5$ cm. L'absorbeur est traversé en son centre par un tube de diamètre $d=2$ cm et de même longueur $L=150$ cm. L'ensemble absorbeur et tube central constitue un bloc unique peint en noir sur sa face supérieure. Le tube caloporteur a une épaisseur $e=1$ mm et permet de véhiculer le fluide caloporteur transportant la chaleur absorbée. Le but de l'étude étant d'intensifier les échanges thermiques dans le fluide caloporteur, 6 paires d'ailettes Delta (longueur $a=10$ mm, hauteur $b=5$ mm, épaisseur $e=1$ mm et angle d'attaque $\alpha = 30^\circ$) sont régulièrement disposées à l'intérieur du tube avec un espacement inter-ailette $e_{ia}=25$ cm. Un angle azimutal $\beta=90^\circ$ (rotation) est appliqué successivement entre deux rangées de perturbateurs du premier au sixième afin d'augmenter l'intensification résultante. L'étude est réalisée en régime stationnaire dans la plage de nombre de Reynolds $500 \leq Re_d \leq 1500$

correspondant à une plage de vitesse débitante du fluide caloporteur $0,0241 \text{ m s}^{-1} \leq U_0 \leq 0,614 \text{ m s}^{-1}$. Dans toute l'étude, la géométrie analogue dans laquelle aucune intensification n'est effectuée est désignée par « géométrie lisse » alors que la géométrie intensifiée (munie de perturbateurs) est dénommée « géométrie avec VG ». L'étude est effectuée à iso-compacité et à iso surface d'échange. Les conditions aux limites appliquées aux frontières du domaine de calcul sont les suivantes:

- Entrée du tube caloporteur: profil de vitesse parabolique de Poiseuille $V_0(r) = 2U_0 \left[1 - 4 \left(\frac{r}{d}\right)^2\right]$, température constante $T_0 = 300 \text{ K}$
- Sortie du tube caloporteur : Pression atmosphérique uniforme $p=0 \text{ Pa}$
- Parois inférieure de l'isolant et paroi supérieure de la lame d'air (vitrage) : Convection avec l'ambiance à vitesse de vent nulle $h_{ext} = 5,7 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$; $T_{amb} = 298 \text{ K}$
- Parois latérales gauche et droite : Condition de périodicité
- Interface absorbeur-isolant : Couplage conducto-conductif
- Interface absorbeur-lame d'air : Terme source de flux $q_0 = 560 \text{ W m}^{-2}$ et couplage conducto-convectif
- Interface tube-fluide caloporteur : Couplage conducto-convectif

2.3. Procédure numérique

Les équations de Navier Stokes et d'énergie sont résolues séquentiellement par le solveur algébrique linéaire multigrille AMG du code commercial Star CCM + [6] à travers l'utilisation de l'algorithme SIMPLE et de la méthode itérative de Gauss-Seidel. Pour une résolution correcte des termes convectifs, une discrétisation spatiale du second ordre est choisie. Afin de décrire les champs thermiques et dynamiques, un maillage structuré constitué de cellules hexaédriques est généré dans le domaine de calcul. Un raffinement approprié conduisant à une distance pariétale adimensionnelle y^+ proche de 1 est employée à proximité des parois du tube caloporteur et de la lame d'air afin de capter correctement le frottement pariétal et le gradient de température dans la première cellule pariétale. Afin de garantir l'indépendance de la solution vis-à-vis du maillage, un système de quatre maillages ayant respectivement 1,2; 2,5 ; 3,6 et 4,8 millions de cellules est généré dans le domaine de calcul. Une différence globale en termes de puissance thermique et de pertes de charge entre les deux derniers maillages inférieure à 1% est obtenue. En raison de la complexité des phénomènes physiques ayant lieu dans l'échangeur (couplage convection forcée-convection naturelle-conduction), il a été décidé d'adopter pour toutes les simulations le maillage ayant 4,8 Million de cellules.

Afin de valider la procédure numérique employée dans cette étude, des simulations numériques préliminaires ont été réalisées en convection naturelle, en régime stationnaire dans une cavité carrée différentiellement chauffée ainsi que dans un tube cylindrique ayant le même diamètre que le tube caloporteur du capteur étudié avec une condition de flux imposé à la paroi, en convection forcée et en écoulement développé. La comparaison des profils de vitesse en convection naturelle avec le benchmark de De Vahl Devis [7] a montré une différence maximale de 0,8%. De même, la comparaison du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement en convection forcée dans un tube avec les résultats analytiques a montré respectivement des différences relatives de 0,5% et 0,3% validant de ce fait la procédure numérique.

3. Résultats

Dans cette partie, la structuration de l'écoulement et la dynamique tourbillonnaire, les transferts thermiques locaux et enfin les performances thermo-hydrauliques globales sont respectivement présentées et discutées.

3.1. Structuration locale de l'écoulement

Afin d'étudier la formation, le développement et la dissipation des tourbillons générés dans le tube caloporteur, la structuration de l'écoulement est présentée dans des plans transversaux à l'aval de la première paire d'ailette Delta. Cette paire d'ailette est localisée dans le plan $x=3\text{cm}$, un profil de vitesse de Poiseuille étant imposé à l'entrée du tube caloporteur (plan $x=0\text{cm}$). Par ailleurs, la quantification de la dissipation de ces tourbillons est effectuée en

définissant une hélicité $\Gamma^* = \frac{\vec{v} \cdot \vec{\omega}}{\|\vec{v}\| \|\vec{\omega}\|}$ et un module de vitesse normées $V^* = \frac{\|\vec{v}\|}{2U_0}$

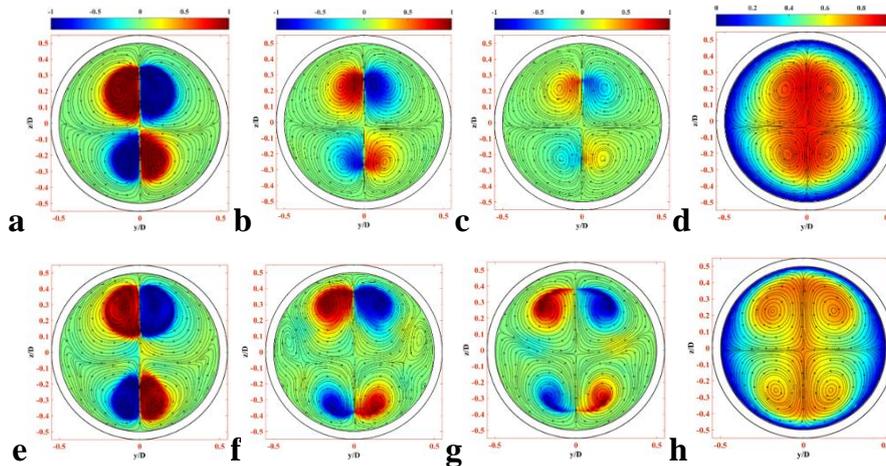


Fig 2: Structure de l'écoulement et contours d'hélicité normée dans les plans $x=8\text{cm}$ (a, e), $x=13\text{cm}$ (b, f), $x=18\text{cm}$ (c, g) et module de vitesse normée dans le plan $x=23\text{cm}$ (d, h) pour $Re_d=500$ (a, b, c, d) et $Re_d=1500$ (e, f, g, h)

La figure 2 présente les lignes de courant superposées aux cartographies d'hélicité normée dans les plans $x=8$; 13 et 18cm ainsi qu'aux cartographies de module de vitesse normée dans le plan $x=23\text{cm}$ à l'aval du perturbateur pour les nombres de Reynolds $Re_d=500$ et 1500. La structuration de l'écoulement juste à l'aval du perturbateur met en évidence la formation de deux paires de tourbillons longitudinaux contrarotatifs qui contribuent au mélange entre l'écoulement proche paroi et l'écoulement central. La dynamique tourbillonnaire est particulièrement intense pour les deux valeurs de nombre de Reynolds dans le plan $x=8\text{cm}$ du fait des valeurs élevées d'hélicité. L'évolution de ces tourbillons dans les plans suivants met en évidence une complexification de l'écoulement pour $Re_d=1500$ par la naissance de tourbillons induits dans le plan $x=13\text{cm}$ (fig.2f). On note particulièrement une forte diminution de l'hélicité pour $Re_d=500$ contrairement au nombre de Reynolds $Re_d=1500$ (fig.2 b, f et c, g). A faible nombre de Reynolds, le profil de vitesse tend à se redévelopper rapidement à l'aval des perturbateurs contrairement au grand nombre de Reynolds où on note une persistance spatiale des tourbillons longitudinaux créés (fig.2 d, h). L'influence de ces tourbillons sur l'écoulement proche paroi est caractérisée par un écrasement de la couche limite dynamique, plus marqué aux grandes valeurs de nombres de Reynolds (fig.2 d, h).

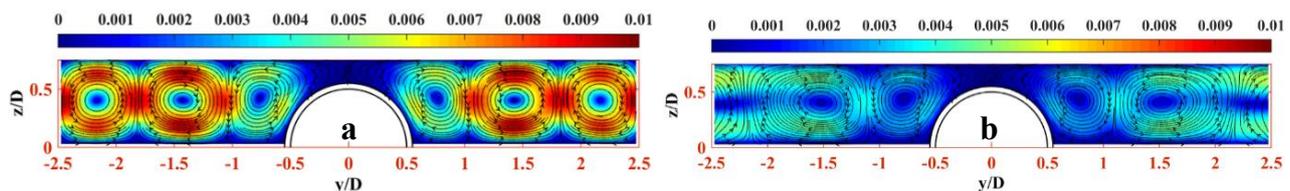


Fig 3 : Structure de l'écoulement dans la lame d'air et contours du module de vitesse dans le plan $x=78\text{cm}$ pour les configurations lisse (a) et munies de perturbateur (b) pour $Re_d=1000$

Afin de caractériser les mouvements convectifs naturels dans la lame d'air au-dessus de l'absorbeur, la figure 3 présente les lignes de courant superposées aux contours du module de

vitesse dans le plan $x=78$ cm pour les configurations lisse et munie de perturbateur pour un nombre de Reynolds $Re_d=1000$. La différence de température entre l'absorbeur et le vitrage crée des rouleaux tourbillonnaires longitudinaux du type Rayleigh-Bénard marqué par des zones d'accélération du fluide à proximité du vitrage et de l'absorbeur. Les valeurs maximales de vitesse sont particulièrement élevées dans la configuration de capteur à tube lisse contrairement à la configuration intensifiée ce qui indique une diminution des pertes convectives et met en évidence l'effet positif de la manipulation de l'écoulement.

3.2. Transferts thermiques locaux

La figure 4 présente la distribution locale du coefficient d'échange convectif sur la surface du tube, pour deux valeurs du nombre de Reynolds respectivement dans les configurations à tubes lisses et à tubes munies de perturbateurs.

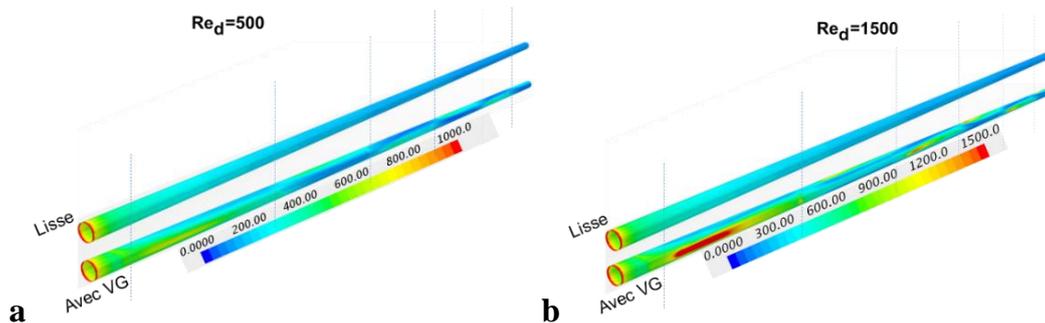


Fig 4: Cartographie du coefficient d'échange convectif sur la paroi du tube lisse et munies de perturbateur pour $Re_d=500$ (a) et pour $Re_d=1500$ (b)

Par rapport au tube lisse, le coefficient d'échange présente des zones de fort transfert thermiques autour de chaque rang de perturbateur. Ceci traduit l'action favorable des tourbillons longitudinaux qui, en écrasant la couche limite dynamique amincissent la couche limite thermique, contribuant ainsi à l'accroissement du coefficient d'échange local. L'intensification des échanges est plus marquée aux grandes valeurs de nombre de Reynolds en raison de la vigueur et de la persistance spatiale des tourbillons générés comme présenté plus haut (fig. 2). Plus quantitativement, on observe sur la figure 5 que la température de l'absorbeur croît tout au long du capteur de façon très marquée pour les configurations lisses. L'influence des perturbateurs est caractérisée par une diminution de la température de l'absorbeur tout au long du capteur.

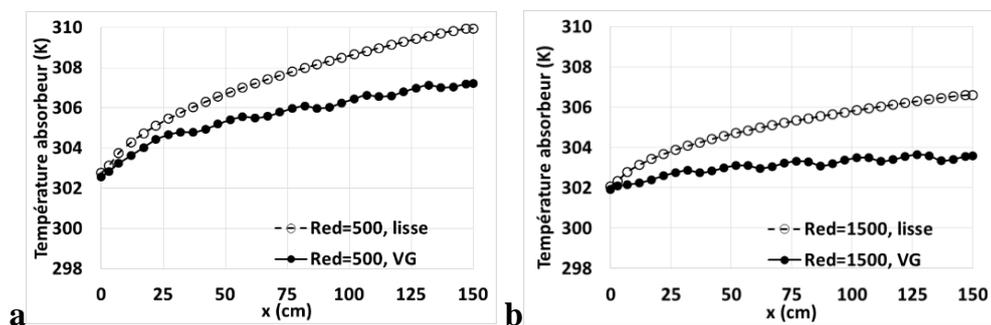


Fig 5 : Evolution de la température moyenne transversale de l'absorbeur le long du capteur pour la configuration lisse et la configuration intensifiée pour $Re_d=500$ (a) et pour $Re_d=1500$ (b)

Ceci conduit à la diminution du gradient thermique moyen entre l'absorbeur et l'environnement de 18% à 28% (par rapport à la configuration lisse) pour des valeurs du nombre de Reynolds allant de 500 à 1500 et par conséquent à la réduction des pertes thermiques latérales. Par contre, ceci est accompagnée d'un accroissement des pertes de charges de charge et donc de la puissance de pompage du fluide.

3.3. Performances globales

Dans cette partie les performances globales du capteur sont étudiées. Dans un premier temps, une étude de la performance thermo-hydraulique globale du tube caloporteur intensifié est effectuée. L'intensification passive a pour effet d'augmenter la chaleur récupérée par le fluide caloporteur augmentant ainsi la performance de l'absorbeur mais a également un effet d'augmentation de la puissance de pompage due à l'augmentation des pertes de charge.

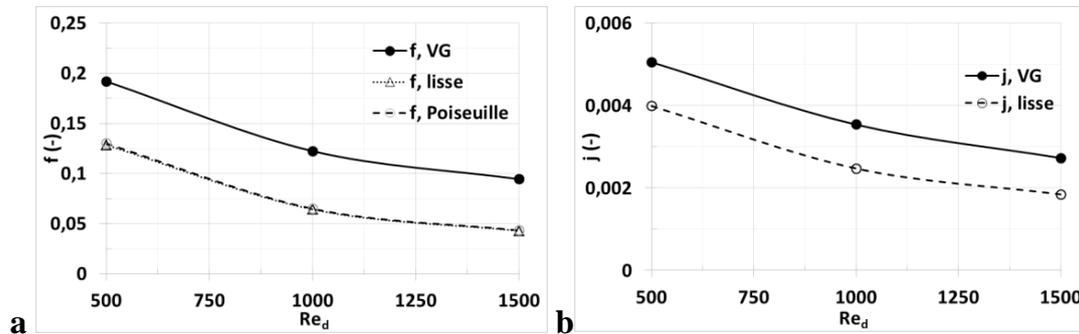


Fig 6 : Variation du facteur de friction (a) et de Colburn (b) du tube caloporteur en fonction du nombre de Reynolds pour la configuration lisse et la configuration intensifié

La figure 6 présente les facteurs de friction et de Colburn pour les deux configurations en fonction du nombre de Reynolds. Le facteur de friction de la configuration lisse est totalement confondue avec l'évolution analytique prédite par la loi de Poiseuille ce qui souligne une fois de plus la qualité de la simulation numérique. Le facteur de friction dans la configuration intensifiée augmente d'une manière pratiquement constante en fonction du nombre de Reynolds. L'augmentation des échanges thermiques est présentée sous la forme de variation du facteur de Colburn en fonction du Reynolds. L'augmentation des échanges est significative et varie en fonction du nombre de Reynolds. La figure 7a présente la variation du facteur de Colburn et du facteur de friction de la configuration intensifiée normée par ceux de la configuration lisse. Cette figure montre clairement que les variations ne sont pas linéaires et ne possèdent pas les mêmes valeurs d'accroissement pour les pertes de charge et le transfert thermiques. Afin d'affiner cette analyse, la performance thermo-hydraulique à iso-puissance de pompage $PEC = \frac{j_{VG}/j_{lisse}}{(f_{VG}/f_{lisse})^{1/3}} = \frac{j/j_0}{(f/f_0)^{1/3}}$ est utilisée pour qualifier l'intensification des transferts thermiques corrélativement à l'accroissement de la puissance de pompage.

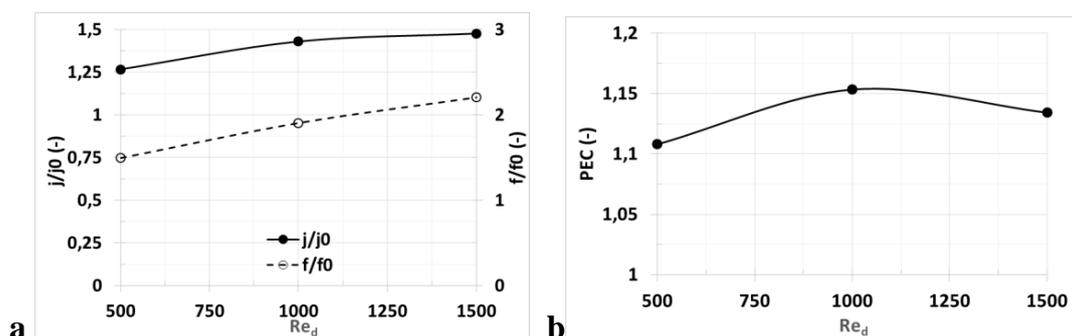


Fig 7 : (a) Variation du facteur de Colburn et de friction normés par les valeurs de la configuration lisse et (b) variation du facteur de performance PEC en fonction du nombre de Reynolds

La figure 7b montre que ce facteur de performance PEC varie d'une manière non monotone avec un optimum autour d'un nombre de Reynolds de 1000. L'effet de l'intensification des échanges dans le fluide caloporteur sur les pertes latérales est caractérisée par une diminution de ces pertes de 20 % pour un Reynolds de 500 à 30 % pour $Re_d=1500$ ce qui conduit à un accroissement des performances globales du capteur solaire. Pour le Reynolds de 1000 correspondant à l'optimum thermo-hydraulique précédent, la réduction des pertes est de 28%.

4. Conclusions

Dans cette étude, nous avons analysé l'intensification des transferts thermiques dans les tubes caloporteurs de capteurs solaires plans vitrés dans l'objectif d'une amélioration des performances du capteur. Les phénomènes de convection naturelle et forcée qui se développent dans ces capteurs ont été étudiés et les résultats ont été présentés en termes de structuration de l'écoulement et de performances locales et globales pour trois valeurs du nombre de Reynolds. Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

- A faible nombre de Reynolds, les tourbillons longitudinaux se dissipent rapidement à l'aval des perturbateurs contrairement aux nombre de Reynolds élevés où on note une persistance spatiale
- La manipulation de l'écoulement du fluide caloporteur induit un accroissement local du coefficient d'échange, plus important aux grandes valeurs de nombre de Reynolds
- Les mouvements convectifs naturels sont plus intenses dans la configuration lisse par rapport à la configuration avec perturbateur
- Une réduction des pertes thermiques atteignant 30% à $Re_d=1500$ est observée dans la configuration intensifié par rapport à la configuration lisse
- L'intensification des échanges thermiques induit une diminution de la température moyenne de l'absorbeur et donc, du gradient thermique moyen entre l'absorbeur et l'environnement atteignant 28% à $Re_d=1500$ par rapport à la configuration lisse
- La performance thermo-hydraulique du tube caloporteur met en évidence un point de fonctionnement optimal pour $Re_d = 1000$ où l'augmentation du facteur de performance thermo-hydraulique atteint 15%

Cette étude sera poursuivie avec une double approche numérique et expérimentale en effectuant une optimisation paramétrique du capteur et en prenant en considération son angle d'incidence afin de réaliser un couplage avec un capteur photovoltaïque hybride dans l'objectif d'une diminution de sa température de fonctionnement, conduisant par conséquent à une augmentation de sa production électrique.

Références

- [1] F. A.S. da Silvas et al, Longitudinal vortex generator applied to heat transfer enhancement of a flat plate solar water heater, *Applied Thermal Engineering* 158 (2019) 113790.
- [2] K. Balaji et al, Experimental investigation on heat transfer and pumping power on forced circulation flat plate collector using heat transfer enhancer in absorber tube, *Applied thermal Engineering*, 112 (2017) 237-247.
- [3] A. T. Wijayanta et al, Heat transfer enhancement in internal flow by inserting punched delta winglet vortex generators with various attack angles, *Exp. Thermal and Fluid Science*, 87 (2017) 141-148.
- [4] P. W. Deshmukh et al, Heat transfer enhancement for laminar flow in tubes using curved delta wing vortex generator insert, *Applied thermal Engineering*, 106 (2015) 1415-1426
- [5] H. Ling Liu et al, Heat transfer and flow characteristics in a circular tube fitted with rectangular winglet vortex generators, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 (2018) 989-1006
- [6] CD-Adapco Star CCM+ v12, User guide, 2017.
- [7] G. De Vahl Davis, Natural convection of air in a square cavity: A benchmark numerical solution, *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, 3, 249-264, 1983.

Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier de l'Institut Mines Télécom Lille Douai (IMT Lille Douai), du Kwame Nkrumah University of Science and Technology et de l'Ambassade de France au Ghana à travers le projet ICAPEC financé par l'appel à projets NKABOM 2019 à qui nous adressons nos sincères remerciements.

Turbulence développée dans un système de Taylor-Couette thermique de grandes dimensions

Fully developed turbulence in a large dimensions thermal Taylor-Couette facility

Ziad Ntarmouchant, Harminder Singh, Hugues Besnard, Antoine Bonnesoeur, Arnaud Prigent*, Innocent Mutabazi

¹ Normandie Université, UNIHAVRE, CNRS, Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294, 53 rue de Prony, 76058 Le Havre Cedex, France

* (auteur correspondant : arnaud.prigent@univ-lehavre.fr)

Résumé – Nous présentons des résultats obtenus dans THETACO, une nouvelle plateforme expérimentale de Taylor-Couette de grande dimension dédiée à l'étude de la turbulence développée générée par l'action simultanée de l'instabilité centrifuge et de la convection induite par un gradient radial de température. L'espace annulaire a un entrefer de 20 mm et une hauteur de près d'un mètre. Le cylindre extérieur est fixe et la vitesse de rotation maximale du cylindre intérieur permet d'atteindre un nombre de Reynolds de $0,5 \cdot 10^6$. Le cylindre intérieur peut être chauffé à 40°C et le cylindre extérieur peut être refroidi à 10°C. Nous pouvons ainsi obtenir un nombre de Grashof de 10^6 . Ainsi, des mesures de température et de vitesse obtenues dans le plan ($r - z$) sont présentées avec des mesures de couple.

Mots-clés : Turbulence, Taylor-Couette, Convection, Couple, CLT.

Abstract – We present results obtained in THETACO, a new Taylor-Couette facility that has been designed to study the turbulence at high Reynolds and Grashof numbers generated by simultaneous action of differential rotation and radial temperature gradient. The gap width of the system is 20 mm over a height of approximately 1 m. The outer cylinder is stationary and the maximum rotation speed of the inner cylinder leads to a maximum Reynolds number of $0.5 \cdot 10^6$. The temperatures of both cylinders are controlled independently with heating provided at the inner cylinder to a maximum value of 40°C and cooling of the outer cylinder to a minimum value of 10°C. This allows to reach a Grashof number of $\sim 10^6$. As such, temperature and velocity measurements obtained in the ($r - z$) plane are presented along with torque measurements.

Keywords: Turbulence, Taylor-Couette, Convection, Torque, TLC.

Nomenclature

Fr	nombre de Froude	ℓ	hauteur effective de l'expérience, m
G	couple adimensionné	r_i	rayon du cylindre intérieur, m
Gr	nombre de Grashof	r_o	rayon du cylindre extérieur, m
h	hauteur de l'expérience, m	ΔT	gradient de température, K
Nu_ω	nombre de Nusselt	<i>Symboles grecs</i>	
Pr	nombre de Prandtl	Γ	rapport d'aspect
Ra	nombre de Rayleigh	Ω	vitesse de rotation du cylindre intérieur
Re	nombre de Reynolds	α	coefficient de dilataion, $m^2 \cdot s^{-1}$
T	température, °C	κ	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
\mathcal{T}	couple, N.m	η	rapport des rayons
Ta	nombre de Taylor	ν	viscosité cinématique, $m^2 \cdot s^{-1}$
d	largeur de l'entrefer, mm	ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
g	accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
		lam	laminaire

1. Introduction

Inventé il y a plus d'un siècle pour étudier la viscosité des fluides, le système de Taylor-Couette, dans lequel un fluide se trouve entre deux cylindres concentriques, est devenu, avec son jumeau hydrodynamique [1], la convection de Rayleigh-Bénard, l'un des écoulements paradigmatiques de la mécanique des fluides. Le système de Taylor-Couette est un système fermé avec une géométrie simple et de nombreuses symétries. Il est accessible analytiquement, numériquement et expérimentalement, avec une grande précision. Il présente aussi une vaste gamme d'applications dans diverses disciplines : chimie, électro-hydrodynamique [2], biotechnologie [3], astrophysique [4-6].

Dans la dernière décennie, le régime de turbulence ultime, quand même la couche limite devient turbulente, a été le sujet de plusieurs études dans le système de Taylor-Couette [7-11]. Ce régime de turbulence a également été étudié significativement durant cette même période dans le cas de la convection de Rayleigh-Bénard, où le mouvement du fluide et, donc, la turbulence sont induits par un gradient de température vertical [12-17]. La convection thermique turbulente est un élément essentiel de nombreux processus importants que l'on retrouve dans l'industrie, en climatologie, océanographie, géophysique, astrophysique et dans l'aéronautique. En outre, dans plusieurs de ces processus, la convection est combinée à une rotation différentielle menant à des configurations similaires à un système de Taylor-Couette avec convection. En effet, la convection peut être étudiée dans le système de Taylor-Couette en ajoutant un gradient radial de température, par exemple. Dès qu'un gradient de température radial est imposé dans le système, il induit un écoulement barocline consistant en une cellule de convection unique. Dans le système de Taylor-Couette, l'écoulement barocline en combinaison avec l'écoulement azimutal créé par la rotation du cylindre génère un écoulement complexe avec une riche variété de régimes d'écoulements gouvernés par les paramètres de contrôle [18], c'est-à-dire principalement le gradient de température et le taux de rotation. Étudier un tel système d'écoulement complexe a des applications directes dans l'industrie avec les machines tournantes les pompes à grande vitesse et la solidification du métal pur [19].

Dans le système de Taylor-Couette soumis à un gradient radial de température ΔT , une fois les propriétés du fluide et donc le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$, fixés, l'écoulement est gouverné par le nombre de Grashof $Gr = \alpha g \Delta T d^3 / \nu^2$ pour les effets du gradient de température et le par le nombre de Reynolds $Re = r_i \Omega d / \nu$ pour les effets de la force centrifuge.

En dehors de celui présenté ici, il n'existe pas d'autre grand système de Taylor-Couette avec gradient radial de température dédié à l'étude de la turbulence ultime. Les études qui ont été menées jusqu'à maintenant l'ont été dans des équipements d'échelle plus réduite autorisant d'accéder à des nombres de Grashof et de Reynolds plus petits. Ainsi les travaux antérieurs réalisés au laboratoire [18] couvrent une gamme de gradients de température conduisant à $Gr \in [0; 10^4]$. La nouvelle plateforme que nous présentons ici permet d'étudier l'écoulement de Taylor-Couette pour une gamme de nombres de Grashof s'étendant jusqu'à 10^6 et des nombres de Reynolds pouvant aller jusqu'à $0,5 \cdot 10^6$. Les résultats que nous présentons ici considèrent la gamme complète du nombre de Grashof pour des nombres de Reynolds nuls ou faibles ou la gamme complète du nombre de Reynolds pour un nombre de Grashof nul. Les sections suivantes décrivent le système de Taylor-Couette puis fournissent les résultats et la conclusion de cet article.

2. Le système de Taylor-Couette thermique (THETACO)

2.1. Description du dispositif expérimental

Le système de Taylor-Couette que nous avons construit [20] est représenté sur les figures 1. La figure 1 donne la géométrie des cylindres intérieur et extérieur. Leur rayon mesure $r_i = 0,1325$ m et $r_o = 0,1525$ m, respectivement, formant un entrefer de largeur $d = r_o - r_i = 0,02$ m et donnant le rapport des rayons $\eta = r_i / r_o = 0.869$ et un nombre de Froude $Fr = \nu / \sqrt{gd^3}$. La hauteur de la zone utile $h = 1$ m, donne un rapport d'aspect $\Gamma = h/d = 50$.

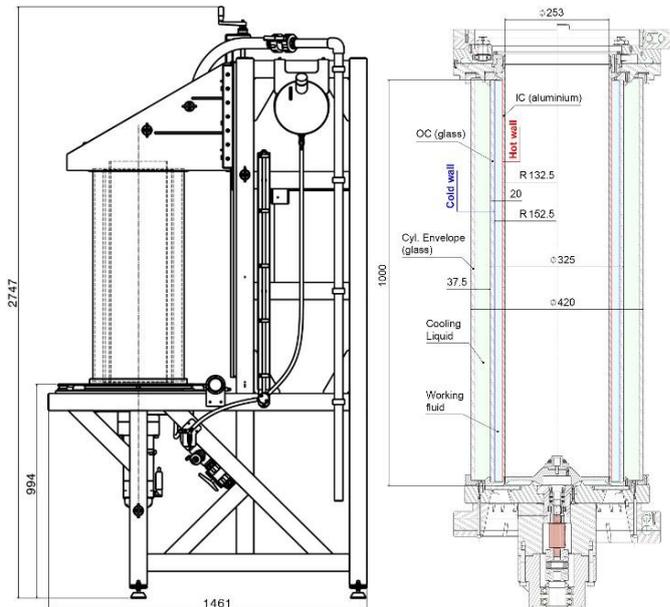


Figure 1 : Schémas du système de Taylor-Couette avec les cylindres



Figure 2 : Système de Taylor-Couette avec visualisation de l'écoulement turbulent pour $Re = 2,5 \cdot 10^4$, $Gr = 0$

Le cylindre intérieur est en aluminium trempé et anodisé en noir pour éviter les réflexions lors de l'utilisation de laser. Ce matériau a été choisi en raison de son usinabilité, de sa résistance à la corrosion tout en gardant une bonne conductivité thermique de $172 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Le cylindre extérieur et le fond sont faits de verre afin de permettre un accès optique complet sur toute la zone de travail (axialement et horizontalement à partir du fond). Dans cette configuration, le cylindre intérieur peut être mis en rotation à une fréquence maximale de 30 tr/s, tandis que le cylindre extérieur reste stationnaire. Le gradient radial de température est obtenu par le chauffage du cylindre intérieur et le refroidissement de l'extérieur. La température la plus basse à laquelle le cylindre extérieur peut être maintenu est de 10°C et la température maximale atteignable sur le cylindre intérieur est de 40°C . Par conséquent, cette configuration offre la possibilité d'étudier en même temps une gamme de nombres de Reynolds de 10 à $0,5 \cdot 10^6$ et une plage de nombres de Grashof de 10 à 10^6 avec de l'eau comme fluide de travail.

Afin de mesurer précisément sa vitesse et le couple, un couplemètre Kistler est placé entre le moteur et l'arbre d'entraînement du cylindre intérieur. Il offre une plage de mesure du couple allant de 0 à ± 50 Nm avec une précision de $\pm 0,2\%$ et est équipé d'un encodeur optique délivrant 2 fois 360 impulsions par révolution pour mesurer la vitesse de rotation.

Ce système est accompagné de tous les équipements nécessaires pour réaliser des mesures de vitesses par vélocimétrie laser Doppler, vélocimétrie par images de particules (PIV), PIV stéréoscopique ainsi que des mesures de température par fluorescence induite par laser ou l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques (CLT).

2.2. Création et contrôle du gradient de température

Afin d'établir le gradient radial de température à la valeur désirée, le cylindre intérieur est chauffé et le cylindre extérieur est refroidi. Le chauffage est réalisé à l'aide d'un élément chauffant introduit sans contact dans le cylindre intérieur. Il est constitué de six lampes à infrarouge toroïdales contrôlées par autant de pyromètres à infrarouges. Ces pyromètres peuvent fonctionner dans une plage de température de -40°C à 1030°C tout en offrant une précision de $\pm 1\%$ ou $\pm 1,0^{\circ}\text{C}$. Afin de vérifier la précision de ces pyromètres, un essai préliminaire a été réalisé dans lequel la température a été fixée à 21°C , et nous avons obtenu des fluctuations de $\pm 0,4^{\circ}\text{C}$ sur une période de 600 secondes. Afin de maintenir l'homogénéité axiale de la température, les six lampes sont contrôlées de façon indépendante et un ventilateur est situé en haut de l'élément. Le cylindre extérieur est refroidi à une température constante homogène axialement à l'aide d'une circulation d'eau issue d'une unité frigorifique munie d'une pompe variable et garantissant une constance de température de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ pour une température variant entre -20 et 100°C . Il est à noter qu'une fluctuation de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ affecterait la viscosité de l'eau par $\sim 0,8\%$ à environ 5°C et par $\sim 0,4\%$ environ à 39°C et une incertitude de 450 sur le nombre de Grashof à comparer à la valeur maximale de $\sim 10^6$. Les tests préliminaires ont montré que les fluctuations réelles du système de refroidissement restent dans la plage indiquée de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$.

3. Résultats

Dans cette section, nous présentons un ensemble de résultats obtenus à l'aide du couplemètre, des mesures de vitesse par PIV et des mesures de température par CLT. Excepté pour des visualisations non présentées ici, tous les résultats de cet article ont été obtenus avec de l'eau.

3.1. Visualisations

Pour commencer, une image de visualisation de l'écoulement turbulent est présentée sur la figure 2. Elle correspond à l'écoulement des rouleaux turbulents et a été obtenue avec de l'eau et 1% de Kalliroscope ST-1000. Les visualisations permettent d'observer et identifier les motifs correspondant à différents régimes d'écoulement. Elles permettent aussi d'obtenir les propriétés spatio-temporelles de ces régimes. D'autres visualisations ont été effectuées pour confirmer l'état laminaire à faibles nombres de Reynolds. Pour cela, 1 % de Kalliroscope a été mélangé avec une solution contenant 45% de glycérol.

3.2. Mesures de couple

Les mesures de couple sont présentées en utilisant le nombre de Nusselt Nu_{ω} dans le cadre d'une analogie entre le transport de chaleur et le transport de moment cinétique proposée par Dubrulle et Hersant [7] puis par Eckhardt et al [8]. Nu_{ω} est présenté sur la figure 3 en fonction du nombre Taylor défini par $Ta = \frac{1}{4} \left(\frac{1+\eta}{2\sqrt{\eta}} \right)^4 \frac{d^2(r_i+r_o)^2 (\omega_i-\omega_o)^2}{v^2}$ [8] et compris entre 10^8 à 10^{11} . Le nombre de Nusselt est défini par $Nu_{\omega} = G/G_{lam}$, où $G = \mathcal{T}/2\pi\rho v^2 \ell$ est le couple global [7,8,22] avec la hauteur effective du système $\ell = 0,78$ m et $G_{lam} = \frac{2\eta Re}{(1+\eta)(\eta-1)^2}$ est le couple laminaire calculé pour l'écoulement de Couette, purement azimutal. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les courbes analytiques de Wendt [23] pour $Re > 10^4$, $G = 0,041 \frac{\eta^{3/2}}{(1-\eta)^{7/4}} Re^{1,7}$ dans ce cas, de Van Gils [22], $Nu_w \propto Ta^{0,38}$ avec un facteur choisi à 0,01

et de Dubrulle et Hersant [14], $G = 0,1 \frac{\eta^2}{(1-\eta)^{3/2}} \frac{1}{\ln(\eta^2(1-\eta)Re^2/10^4)^{3/2}} Re^2$. Les données expérimentales sont très similaires aux données analytiques dans la plage des nombres de Taylor les plus élevés avec ces constantes modifiées, ce qui confirme la validité des mesures de couple présentées ici. Cependant, van Gils et al. [22] et Lathrop et al. [24] ont montré que les mesures de couple ne suivent pas une loi de puissance unique dans le système de Taylor-Couette.

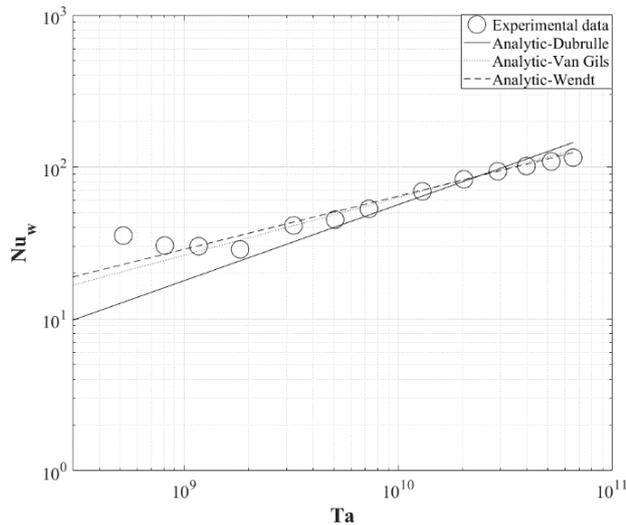


Figure 4 : $Nu_w Ta^{-0,38}$ en fonction de Ta

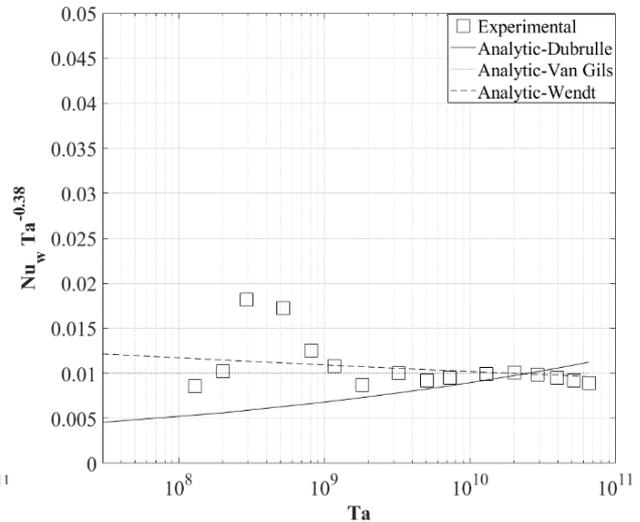


Figure 3 : Nu_w en fonction de Ta

Afin de mieux comprendre les déviations par rapport aux courbes analytiques, une courbe présentant un nombre de Nusselt compensé $Nu_w Ta^{-0,38}$ en fonction du nombre de Taylor est tracée sur la figure 4. On peut clairement voir qu'il y a des déviations significatives par rapport à une loi de puissance unique, comme dans le cas des résultats expérimentaux de van Gils et al. [22] et Lathrop et al. [24], mais pour une gamme beaucoup plus élevée de nombres de Taylor : 10^{11} à 10^{13} . On peut également remarquer que Dubrulle et Hersant [7] et Wendt [23] ont présenté deux formules analytiques correspondant à deux régimes différents de nombre de Reynolds, à savoir pour $Re < 10^4$ et $Re > 10^4$ respectivement, soulignant encore l'absence d'une puissance unique.

3.3. Caractérisation de l'écoulement de convection naturelle

3.3.1. La température

Les régimes d'écoulement dans un anneau cylindrique soumis à un gradient radial de température dépendent du rapport d'aspect et du rapport des rayons. Une étude numérique récente de Lopez et al. [25] a fourni une meilleure compréhension des régimes de température pour une grande gamme de $\eta \in [0,1; 0,99]$ et $\Gamma \in [5; 80]$. Ils ont établi une relation linéaire entre le nombre de Rayleigh Ra^* , qui sépare les régimes de conduction et de convection, et η et Γ . En utilisant leur relation pour notre configuration d'écoulement ($\eta = 0,869$; $\Gamma = 48,75$), on obtient $Ra^* = 2,08 \cdot 10^4$ ce qui correspond à une différence de température $\Delta T^* = 0,17^\circ\text{C}$ en utilisant l'eau comme fluide de travail. Ce gradient est plus petit que le plus petit gradient réalisable. L'écoulement de base dans notre configuration avec de l'eau correspond donc à un régime convectif. Nous avons réalisé des mesures de température à l'aide de CLT. La figure 5 présente le profil radial de température moyen pour une différence de température de $6,6^\circ\text{C}$

(avec le cylindre intérieur à 29°C et l'extérieur à 20°C), c'est-à-dire un nombre de Rayleigh $Ra = 9,86 \cdot 10^5$. Il est similaire à celui obtenu par Elder [26] dans une fente rectangulaire pour $Ra = 4,0 \cdot 10^5$. Le profil de température montre une forte diminution près du cylindre murs ($0 < x < 0,2$ et $0,8 < x < 1$) où l'échange de chaleur se produit principalement par conduction. Alors que dans la zone centrale pour $0,2 < x < 0,8$, l'échange de chaleur se fait par convection.

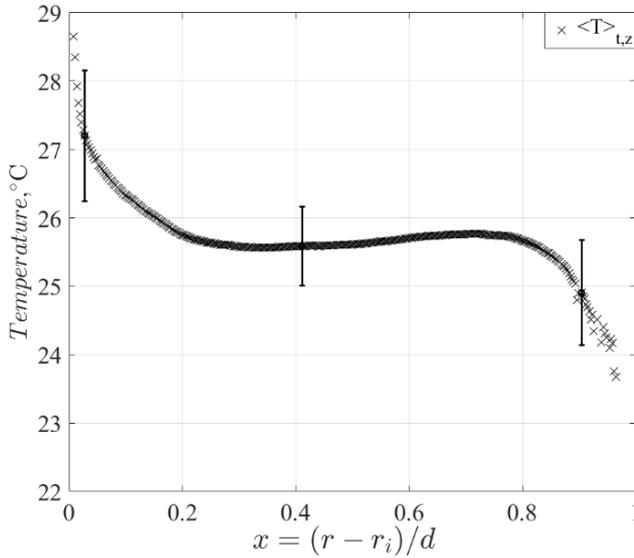


Figure 5 : T en fonction de $x = (r - r_i)/d$ pour $Re = 0$ et $Ra = 4 \cdot 10^5$

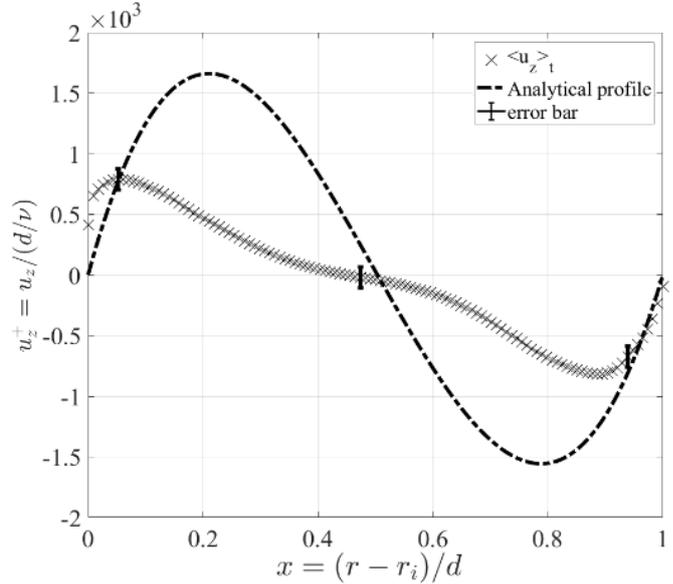


Figure 6 : u_z en fonction de $x = (r - r_i)/d$ pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

3.3.2. La vitesse

Nous présentons maintenant, un résultat de mesure de vitesse obtenu pour un gradient de température $\Delta T = 7,3^\circ\text{C}$ avec le cylindre extérieur à 20°C et l'intérieur à 30°C . Avec de l'eau, cela correspond à un nombre de Prandtl $Pr = 6,21$ et un nombre de Rayleigh $Ra = 1,13 \cdot 10^6$. Les mesures ont été réalisées par PIV dans le plan $(r - z)$. La figure 7 montre un champ de vitesse instantané de la vitesse axiale. L'écoulement est orienté vers le haut près du cylindre intérieur chaud et vers le bas près du cylindre extérieur plus froid. Le champ instantané de la vitesse axiale montre la présence d'ondes près des parois. La figure 8 présente un diagramme spatio-temporel obtenu en prenant u_z près du cylindre intérieur sur chaque champ instantané de l'acquisition. La propagation des ondes dans la direction verticale apparaît clairement sur ce diagramme. Si le diagramme avait été réalisé près du cylindre extérieur, les ondes se propageraient vers le bas. La figure 6 présente le profil moyen de la vitesse axiale et fait apparaître clairement la différence entre la vitesse axiale mesurée et le profil analytique de la conduction [Eqs. (1) et (2)]. C'est la signature de la présence du régime convectif avec des ondes propagatives similaires à celles observées par Elder [26] dans une fente rectangulaire verticale.

$$u_{axial}(r) = \frac{Ra}{Pr} \left(C(r^2 - r_i^2) + \left(C(r_o^2 - r_i^2) + \frac{1}{4}(r_o^2 - r_i^2) \frac{\ln(r/r_i)}{\ln \eta} \right) \right) \quad (1)$$

$$C = \frac{4 \ln \eta + (1 - \eta^2)(3 - \eta^2)}{16(1 - \eta^2)((1 + \eta^2) \ln \eta + 1 - \eta^2)} \quad (2)$$

La composante de la vitesse radiale s'est avérée être 1000 fois plus petite par rapport à la composante axiale de la vitesse. La surface nodale, autour de laquelle l'écoulement axial change de direction dans

l'entrefer, est située en $x_n = 0,5043$ pour le profil analytique et $x_n = 0,4833$ pour les données expérimentales.

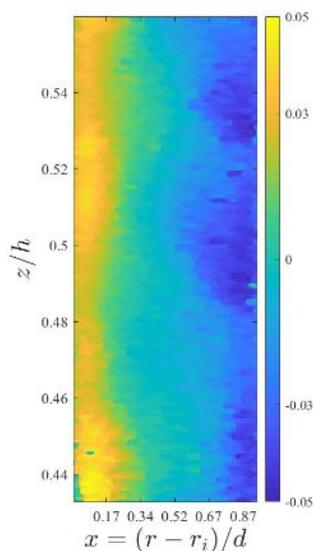


Figure 7 : Champ de u_z (en m/s) en fonction de x et z/h pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

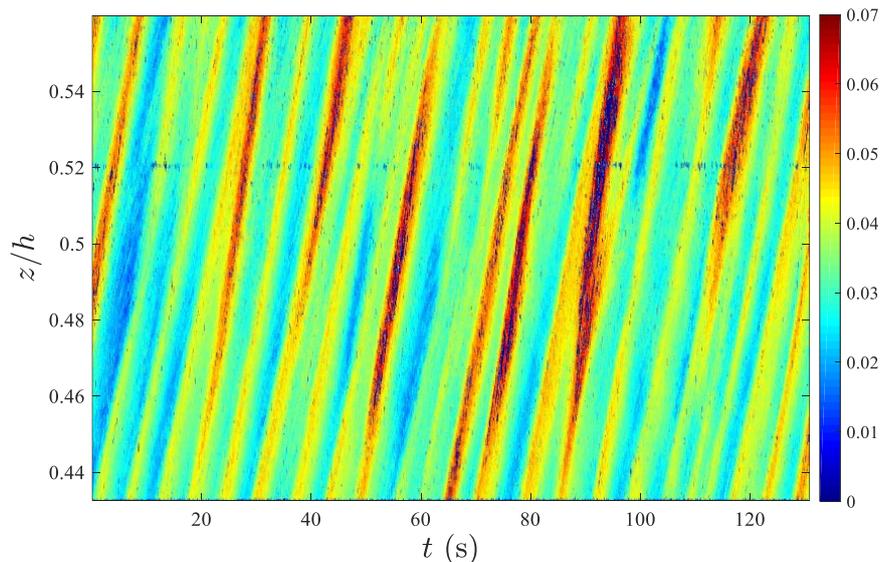


Figure 8 : Diagramme spatio-temporel de u_z (en m/s) pris près du cylindre intérieur pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

4. Conclusion

La plateforme THETACO est un système de Taylor-Couette thermique de grandes dimensions dédiée à l'étude de la turbulence induite par les effets hydro-thermiques. Elle permet d'atteindre des nombres de Reynolds de $0,5 \cdot 10^6$ et un nombre de Grashof de 10^6 . Les résultats démontrent la conformité de l'écoulement réalisé dans cette expérience dans laquelle il est possible d'examiner les effets de l'action simultanée de la vitesse de rotation et du gradient radial de température pour les nombres de Reynolds et Rayleigh qu'il n'était pas possible d'atteindre auparavant et ainsi éclairer une région inconnue du diagramme d'états. Cette étude s'inscrit dans une stratégie scientifique globale de caractérisation de la turbulence dans des grandes installations expérimentales.

Références

- [1] A. Prigent, B. Dubrulle, O. Dauchot, I. Mutabazi, The Taylor-Couette Flow: The Hydrodynamic Twin of Rayleigh-Bénard Convection. Mutabazi I., Wesfreid J.E., Guyon E. *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures*. Springer Tracts in Modern Physics 207. Springer, New York, 2006.
- [2] O.C. Vadim Travnikov and I. Mutabazi, Influence of the thermo-electric coupling on the heat transfer in cylindrical annulus with a dielectric fluid under microgravity, *Acta Astronaut.* 129 (2016), 88.
- [3] P.A. Santiago, R. de C. Giordano, and C.A.T. Suazo, Performance of a vortex flow bioreactor for cultivation of CHO-K1 cells on microcarriers, *Process Biochem.* 46, (2011), 35.
- [4] S. Mathis, A. Palacios, and J.-P. Zahn, On shear-induced turbulence in rotating stars, *Astron. & Astrophys.* 425 (2004), 243.
- [5] H. Ji, M. Burin, E. Schartman, and J. Goodman, Hydrodynamic turbulence cannot transport angular momentum effectively in astrophysical disks, *Nature* 444 (2006), 343.
- [6] E. Schartman, H. Ji, M.J. Burin, and J. Goodman, Stability of quasi-Keplerian shear flow in a laboratory experiment, *Astron. & Astrophys.* 543 (2012), A94.

- [7] B. Dubrulle and F. Hersant, Momentum transport and torque scaling in Taylor-Couette flow from an analogy with turbulent convection, *Eur. Phys. J. B* 26 (2002), 379.
- [8] B. Eckhardt, S. Grossmann, and D. Lohse, Torque scaling in turbulent Taylor–Couette flow between independently rotating cylinders, *J. Fluid. Mech.* 581 (2007), 221.
- [9] S. Grossmann, D. Lohse, and C. Sun, High–Reynolds number Taylor-Couette turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 48 (2016), 53.
- [10] S.G. Huisman, R.C.A. van der Veen, C. Sun, and D. Lohse, Multiple states in ultimate Taylor-Couette turbulence, *Nature Commun.* 5 (2014).
- [11] R. Ostilla-Mónico, R. Verzicco, S. Grossmann, and D. Lohse, The near-wall region of highly turbulent Taylor–Couette flow, *J. Fluid Mech.* 788 (2016), 95.
- [12] J. Sommeria, Turbulence: The elusive 'ultimate state' of thermal convection, *Nature* 398 (1999).
- [13] F. Chillà, M. Rastello, S. Chaumat, and B. Castaing, Ultimate regime in Rayleigh–Bénard convection: The role of plates, *Phys. Fluids* 16 (2004), 2452.
- [14] S. Grossmann and D. Lohse, Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection, *Phys. Fluids* 23 (2011), 045108.
- [15] X. He, D. Funfschilling, H. Nobach, E. Bodenschatz, and G. Ahlers, Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), 024502.
- [16] A. Pandey, J.D. Scheel, and J. Schumacher, Turbulent superstructures in Rayleigh–Bénard convection, *Nature Commun.* 9, (2018).
- [17] X. Zhu, V. Mathai, R.J.A.M. Stevens, R. Verzicco, and D. Lohse, Transition to the ultimate regime in two-dimensional Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018), 144502.
- [18] R. Guillermin, C. Kang, C. Savaro, V. Lepiller, A. Prigent, K.-S. Yang, and I. Mutabazi, Flow regimes in a vertical Taylor-Couette system with a radial thermal gradient, *Phys. Fluids* 27 (2015), 094101.
- [19] C. Vivès, Effects of a forced Couette flow during the controlled solidification of a pure metal, *Int. J. Heat Mass Transf.* 31 (1988), 2047.
- [20] H. Singh, A. Prigent, A. Bonnesoeur, H. Besnard, C. Houssin, O. Crumeyrolle & I. Mutabazi, A large thermal turbulent Taylor-Couette (THETACO) facility for investigation of turbulence induced by simultaneous action of rotation and radial temperature gradient, *Rev. Sci. Inst.* 90 (2019).
- [21] M.A. Dominguez-Lerma, G. Ahlers, and D.S. Canell, Effects of "Kalliroscope" flow visualization particles on rotating Couette–Taylor flow, *Phys. Fluids* 28 (1985), 1204.
- [22] D.P.M. van Gils, S.G. Huisman, G.-W. Bruggert, C. Sun, and D. Lohse, Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow with co-and counterrotating cylinders, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011).
- [23] F. Wendt, Turbulente Strömungen zwischen zwei rotierenden konaxialen Zylindern, *Ing. arch* 4 (1933), 577.
- [24] D.P. Lathrop, J. Fineberg, and H.L. Swinney, Turbulent flow between concentric rotating cylinders at large Reynolds number, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), 1515.
- [25] J.M. Lopez, F. Marques and M. Avila, Conductive and convective heat transfer in fluid flows between differentially heated and rotating cylinders. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 90 (2015).
- [26] J.W. Elder, Laminar free convection in a vertical slot. *J. Fluid Mech.* 23 (1965), 77.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Europe et la région Normandie pour le support financier du CPER-FEDER BIOENGINE ainsi que le LABEX EMC³ et le projet TomoPIV.

Thème 3

Conversion de l'énergie

Effet de courant de charge et décharge sur l'augmentation de la température d'une batterie lithium-ion	113
Détermination expérimentale des indicateurs de performance des systèmes de climatisation individuels en environnements contrôlés	121
Simulation and parametric study on a Beta-type Stirling refrigerating machine	129
Optimisations énergétique et exergetique de la conception d'un système de valorisation de chaleur fatale industrielle basse température sur réseau de chaleur	137
Stockage thermique latent pour la récupération de chaleur fatale (120 - 160°C) : stabilité des matériaux	145
Modélisation dynamique « intracycle » d'un moteur à air chaud ERICSSON à piston liquide	153
Etude expérimentale d'une machine Stirling destinée à une application automobile	161
La chaleur et le froid dans la transition énergétique	169
Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un moteur à apport de chaleur externe de type Ericsson.	177
Modèle thermique pour l'étude de l'effet magnétocalorique d'une plaque de gadolinium – comparaison expérimentale	185
Modélisation et Simulation d'un Cycle de Rankine Organique pour de la récupération de chaleur perdue sur du liquide de refroidissement de moteur de camion	193
Modélisation thermique de la pyrolyse des boues des eaux usées issues des moulins à huile pour la production de bio-huiles	203

Effet du courant de charge et décharge sur l'augmentation de la température d'une batterie lithium-ion

Charge and discharge current effect on lithium ion battery temperature elevation

Khalid ZIAT, Hasna LOUAHLIA¹, Hamid GUALOUS, Pierre SCHAETZEL

¹Normandie Université, Laboratoire LUSAC, Université de Caen Normandie, Saint Lô, France

*(auteur correspondant : hasna.louahlia@unicaen.fr)

Résumé – La maîtrise du comportement thermique des batteries lithium-ion est un facteur majeur pour assurer un fonctionnement performant et éviter leur emballement thermique. Dans ce contexte, ce travail porte sur l'étude du comportement thermique d'une batterie lithium-ion de capacité de 60 Ah soumise à des cycles de charge et de décharge à courant constant. Pour ce faire, un dispositif expérimental est mis en place dans notre laboratoire LUSAC pour tester cette batterie dans des conditions d'usage réel. Une instrumentation de la batterie par des micro-thermocouples et des fluxmètres est effectuée. Les résultats montrent que pour des courants de charge/décharge croissants, la température à la surface de la batterie augmente. Pourtant, le profil de température durant un cycle charge/décharge a une forme en 'V' pour un courant de charge égal au courant de décharge.

Mots-clés : Batterie Li-ion ; Cycle charge/décharge ; Température de surface de la batterie ; Températures électrodes ; Flux de chaleur.

Abstract – Controlling the thermal behavior of lithium-ion batteries is a key to ensure the efficient operation and to avoid the thermal runaway. In this context, this work concerns the study of the thermal behavior of a 60 Ah capacity lithium-ion battery, which is subjected to constant current charge and discharge cycles. For this purpose, an experimental device is set up in our LUSAC laboratory to test this battery under real use conditions. The battery considered is instrumented with micro thermocouples and flowmeters. The results show that the temperature at the surface of the battery increases with increasing charge/discharge currents. Nevertheless, the temperature profile during a charge/discharge cycle has a 'V' form for a charge current equal to the discharge current.

Keywords: Li-ion battery; Charge/discharge cycle; Battery surface temperature; Electrodes Temperature; Heat Flux.

1. Introduction

Actuellement, le secteur du transport représente environ 27% des émissions mondiales de CO₂. Cette situation intenable a poussé les chercheurs à développer des nouvelles technologies dans ce domaine afin de réduire cette quantité importante des émissions. L'une de ces technologies est l'électrification des véhicules. De plus, l'industrialisation des véhicules électriques est un élément clé pour minimiser l'utilisation des énergies fossiles. Pourtant, l'industrie de ces véhicules butte sur plusieurs problèmes techniques et économiques dont le plus important est le stockage d'énergie électrique. Par ailleurs, l'électricité est difficile à stocker, ce qui pose un problème de sécurité et de durée de vie des systèmes de stockage de cette énergie. Dans ce contexte, plusieurs systèmes ont été développés pour le stockage d'énergie électrique de ces véhicules en assurant une autonomie totale ou partielle.

Parmi ces systèmes on trouve les volants d'inertie, les supercondensateurs, les piles à combustible ainsi que les batteries [1]. De nos jours, les batteries lithium-ion (Li-ion) sont les plus utilisées dans les véhicules électriques comme Nissan Leaf et Mitsubishi iMiev [2]. En revanche, durant les cycles des charges/décharges, une quantité de chaleur se génère à l'intérieur de ces batteries [3]. Ce phénomène engendre une augmentation de la température à la surface de ces batteries et par conséquent une accélération de leur vieillissement [4]. D'où la nécessité de maintenir une température optimale de leur fonctionnement entre 20 et 40 °C [5] afin d'éviter les réductions de leurs performances d'utilisation. Les réactions électrochimiques au niveau des électrodes positive et négative de la batterie Li-ion sont définies comme ce qui suit :

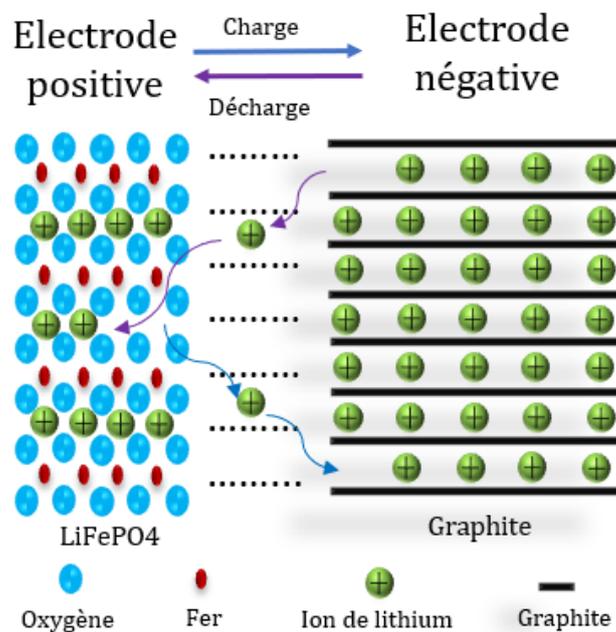
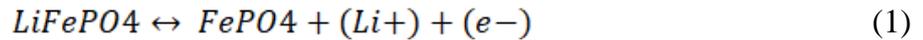


Figure 1. Schéma du fonctionnement d'une batterie Li-ion[14].

La figure 1 montre que durant le cycle charge, les ions Li⁺ sont insérés sur l'électrode négative. Par contre lors de la décharge, ces ions sont insérés sur l'électrode positive. Une entropie est produite lors de ces phénomènes d'insertion et désinsertion des Li⁺ [6].

Plusieurs travaux de recherche ont été effectués pour analyser leur comportement thermique numériquement [7], [8] ou expérimentalement. Les mesures expérimentales démontrent une augmentation de température à la surface d'une batterie Li-ion de capacité 20 Ah pour des courants de décharge croissant [9]. Une cellule de LiFePO₄ plate a été étudiée pour caractériser la variation de la température en fonction de temps (dT/dt) et le gradient de la température (dT/dy). Les résultats montrent qu'une génération non-uniforme de la chaleur conduit à une distribution non-uniforme de la température [10]. De plus, les tests exécutés sur une batterie li-ion plate de 40 Ah pour des courants allant de 5A à 40 A montrent une augmentation de température allant de 3 à 11 K [11]. Un gradient de température entre l'intérieur et la surface de la batterie a été observé ce qui peut endommager les performances de la batterie [12]. Également, une forte dépendance de densité de flux surfacique au courant de décharge était obtenue pour une cellule Li-ion [13]. En outre, la densité de flux surfacique maximale était trouvée au niveau des électrodes positive et négative [14]. Lors du

fonctionnement d'une batterie, la génération de chaleur interne résulte du flux irréversible produit par l'effet Joule et le flux irréversible produit au cours de la cinétique des Li^+ lors de l'insertion/désinsertion dans les électrodes positive et négative [15]. Pour des courants élevés, le flux irréversible est dominant. Par contre l'influence de flux réversible est plus remarquable pour des faibles courants de charge/décharge [16]. Notre travail porte sur l'étude de l'effet de courant de charge/décharge sur le comportement thermique d'une batterie Li-ion prismatique de capacité 60Ah.

2. Procédure expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est présenté dans la figure 2. Il s'agit d'une batterie lithium-ion prismatique d'une capacité de 60 Ah (CALB) reliée à une alimentation (GEN40-125) et une charge active (EA-EL 9080-200). Des cycles de charge/décharge successifs à courant continu sont appliqués à la batterie en mesurant la variation de la température sur 3 faces de la batterie, les électrodes positive et négative ainsi que la densité de flux surfacique. Durant le cycle de charge, le relais R_1 illustré dans la figure 3 reste fermé jusqu'à ce que la tension de la batterie atteigne une tension maximale de 3,6V. Durant le cycle de décharge, le relais R_2 reste fermé jusqu'à atteindre une tension minimale de 2,6V.

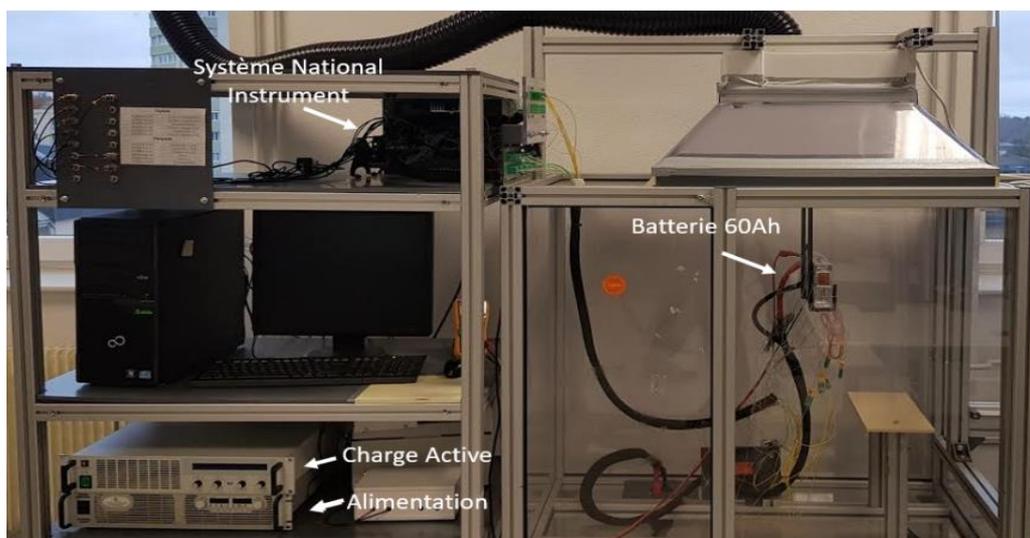


Figure 2 : Dispositif expérimental

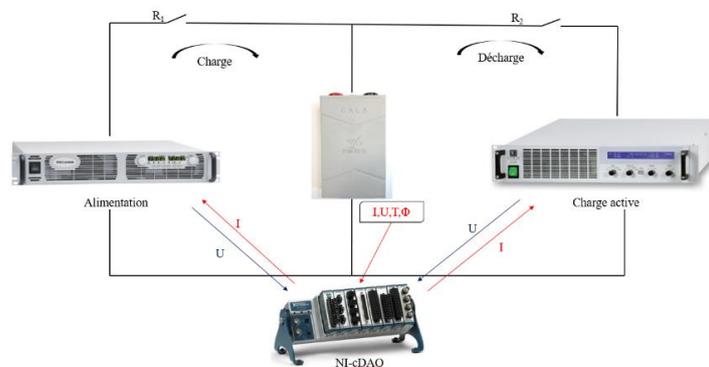


Figure 3 : Schéma du circuit électrique

Le contrôle du cycle charge/décharge ainsi que l'enregistrement des données sont faits à l'aide du logiciel LabVIEW relié à un système d'acquisition National Instrument. Des thermocouples de type K ainsi que 3 fluxmètres (OMEGA HFS-4) sont insérés sur la surface

de la batterie afin de mesurer la variation de la température et du flux durant des cycles de charge/décharge successifs. Un capteur de température de précision série P600 et un bain thermostatique Polystat 36 sont utilisés pour l'étalonnage des thermocouples. La figure 4 montre la courbe d'étalonnage du thermocouple TC Directe de 200 microns de diamètre inséré sur l'électrode positive ainsi que l'équation de correction. À noter que la conversion de la tension en flux pour les fluxmètres est réalisée à l'aide d'une équation d'étalonnage

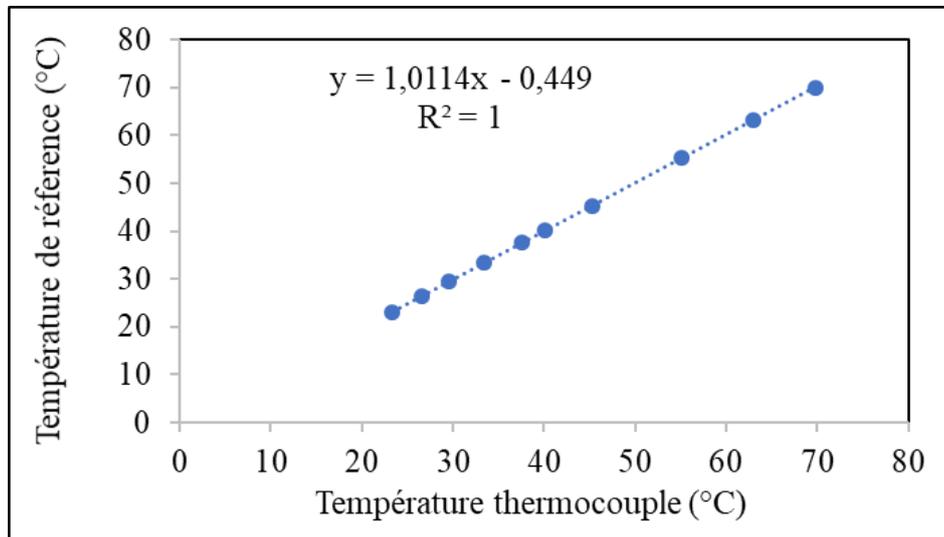


Figure 4 : Exemple de courbe d'étalonnage d'un Thermocouple.

3. Analyses des résultats

3.1. Température de la surface et des électrodes de la batterie

La figure 5 illustre l'évolution de la température au centre des trois faces de la batterie ainsi que les électrodes durant des cycles charges/décharges à 60A, où le courant de charge est défini par un courant négatif.

On remarque l'apparition d'un régime transitoire pendant le premier cycle et l'établissement d'un régime quasi stationnaire à partir du deuxième cycle. Durant ce régime, le profil de température à une forme 'V' dans chacun des cycles à cause d'existence de flux réversible qui dépend du coefficient d'entropie thermique [17]. Le coefficient d'entropie thermique a une valeur négative pour un état de charge inférieur à 35% [18] ce qui se traduit par un flux réversible endothermique au début de chaque cycle. De plus, la température de l'électrode positive est supérieure à celle de l'électrode négative. Cela est dû à la différence entre la conductivité thermique des collecteurs métalliques utilisés dans chaque électrode [19] qui sont l'aluminium pour l'électrode positive et le cuivre pour l'électrode négative. Les températures mesurées par les thermocouples (T_{sx} , T_{sy}) sont approximativement égales. En revanche, le thermocouple (T_{sz}) indique une température inférieure. Dans le but d'analyser ces résultats, nous avons découpé la batterie pour connaître sa compositions interne. Nous avons trouvé une petite zone à la partie inférieure de la batterie où il n'y a pas de matière active ce qui joue le rôle d'une isolation thermique.

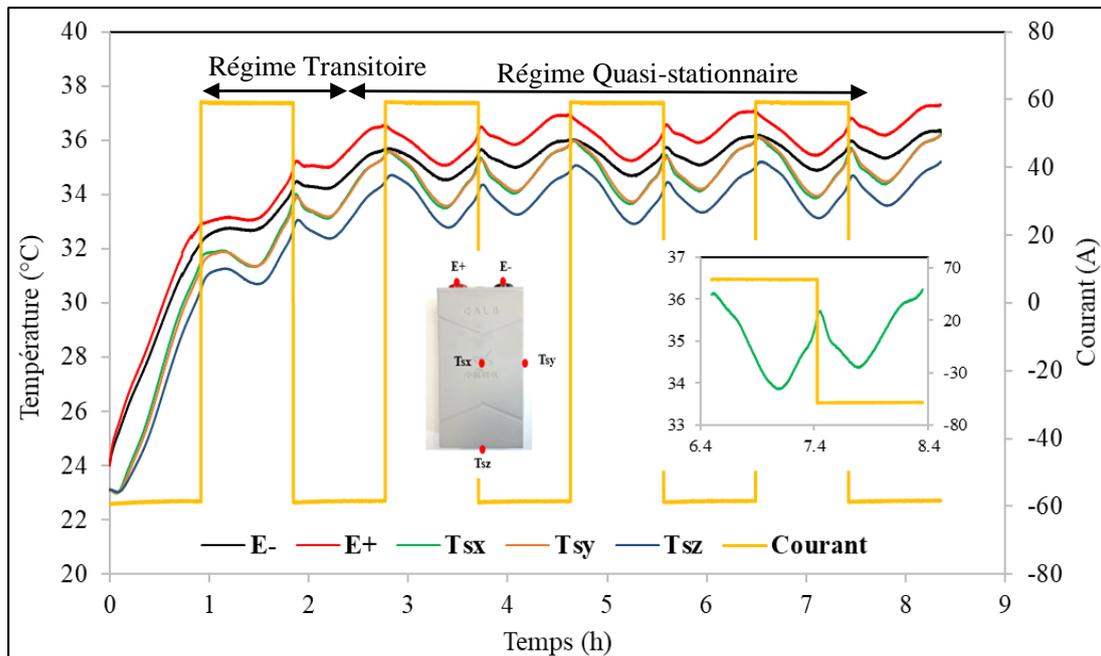


Figure 5 : Profil de température sur la surface de la batterie pour des cycles charge/décharge à 60A.

Les mesures expérimentales de la température effectuées pour les trois courants de charge/décharge sont présentées dans la figure 6. Une différence de $0,92^{\circ}\text{C}$ est obtenue entre la température maximale de l'électrode positive et la température maximale mesurée par le thermocouple (Tsz). Or, l'écart augmente pour un courant croissant. Elle est de l'ordre de 2°C pour un courant de charge/décharge de 60A et de l'ordre de $6,79^{\circ}\text{C}$ pour un courant de charge 60A et un courant de décharge 100A. D'après ce qui précède, on peut conclure que la distribution de la température à la surface de la batterie est plus importante pour un courant de charge/décharge élevé.

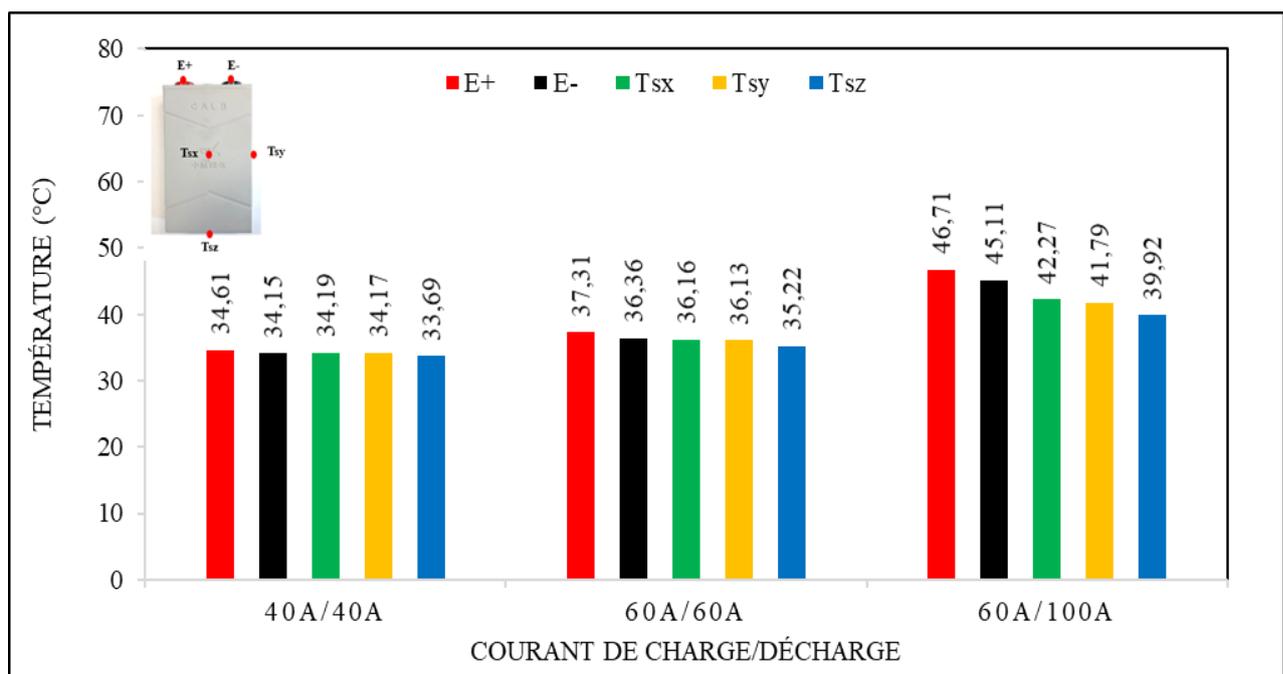


Figure 6 : Température maximale pour différents courants de charge/décharge.

3.2. Profil de la température 1^{er} cycle charge/décharge

D'après les résultats obtenus dans la section précédente, la température superficielle de la batterie dépend fortement du courant de charge/décharge. Pour mieux comprendre cette dépendance, nous allons présenter dans cette section le profil de température pour cinq différents courants durant un cycle charge/décharge comme le montre la Figure 7.

On remarque que pour les courants (40A/40A, 50A/50A, 60A/60A), la température augmente avec une pente différente au cycle de charge suivi d'une diminution de la température au début du cycle de décharge puis une ré-élévation de température. Cette diminution est due principalement au flux réversible produit par l'insertion et la désinsertion des 'Li+' dans les électrodes positive et négative lors du fonctionnement de la batterie. De plus, on observe que pour les courants (60A/80A, 60A/100A), la température augmente durant le cycle de charge et de décharge. Cela est justifié par la dominance de flux irréversible.

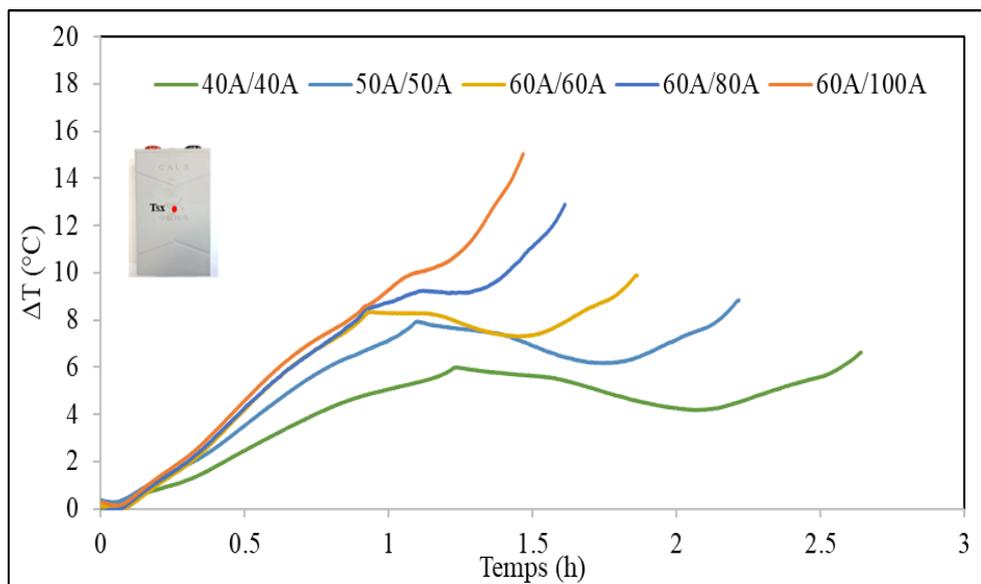


Figure 7 : Effet du courant de charge/décharge sur l'augmentation de température à la surface de la batterie

3.3. Mesure de densité de flux thermiques dissipés

La génération interne de la chaleur est responsable de l'augmentation de la température à l'intérieur de la batterie. Pourtant une quantité de cette énergie est dissipée à l'extérieur. Dans cette section, on vise à présenter les mesures expérimentales effectuées par trois fluxmètres insérés sur 3 faces de la batterie. Les densités de flux surfacique mesurées sur les faces (x et y) (ϕ_x , ϕ_y) ont des valeurs proches car le coefficient d'échange thermique et la température de l'ambiance reste identique. On remarque que la densité de flux surfacique (ϕ_z) est un peu supérieure aux autres faces, ceci est justifié par le changement des propriétés thermiques de la batterie dans la partie inférieure à cause de l'existence d'une petite couche sans matière active. Le flux total dissipé est calculé par la somme des densités de flux surfaciques en supposant une symétrie dans la dissipation à travers toutes les faces.

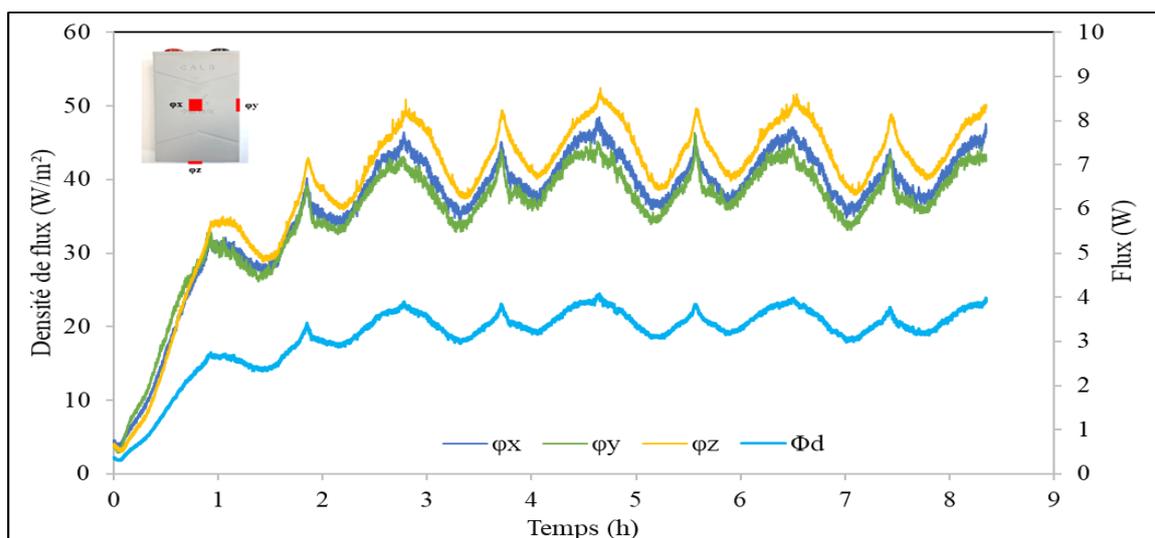


Figure 8 : Densité de flux surfacique et flux total dissipé pour des cycles charge/décharge à 60A

4. Conclusion

Une batterie lithium fer phosphate (LFP) de capacité 60Ah est étudiée expérimentalement pour les courants de charge de 40A, 50A et 60A ainsi que pour des courants de décharge de 40A, 50A, 60A, 80A et 100A. Des cycles de charge/décharge à courant continu sont appliqués à la batterie afin d'analyser l'effet du courant sur son comportement thermique. Les résultats expérimentaux montrent :

- L'existence du régime transitoire suivi du régime quasi-stationnaire. La variation de la température dans le régime quasi-stationnaire est due au flux réversible qui dépend de l'entropie qui varie durant chaque cycle en fonction de l'état de charge de la batterie. Le profil de température dans le régime quasi stationnaire à une forme 'V' durant chaque cycle.
- Les températures mesurées aux électrodes positive et négative sont supérieures à celles mesurées au centre des trois faces de la batterie. De plus, la température de l'électrode positive est plus élevée que celle de l'électrode négative.
- L'uniformité de la distribution de la température à la surface de la batterie dépend de courant.
- La température maximale augmente pour des courants de charge/décharge croissant suite à l'effet du flux irréversible qui est proportionnel carré du courant.

Références

- [1] 1. Doucette, R. T., & McCulloch, M. D. (2011). A comparison of high-speed flywheels, batteries, and ultracapacitors on the bases of cost and fuel economy as the energy storage system in a fuel cell based hybrid electric vehicle. *Journal of Power Sources*, 196(3), 1163-1170.
- [2] Pollet, b. G., staffell, i., & shang, j. L. (2012). Current status of hybrid, battery and fuel cell electric vehicles: from electrochemistry to market prospects. *Electrochimica acta*, 84, 235-249.
- [3] Shi, S., Xie, Y., Li, M., Yuan, Y., Yu, J., Wu, H., ... & Liu, N. (2017). Non-steady experimental investigation on an integrated thermal management system for power battery with phase change materials. *Energy conversion and management*, 138, 84-96.

- [4] S. Goutam, J.-M. Timmermans, N. Omar, P. Bossche, and J. Van Mierlo, “Comparative Study of Surface Temperature Behavior of Commercial Li-Ion Pouch Cells of Different Chemistries and Capacities by Infrared Thermography,” *Energies*, vol. 8, no. 8, pp. 8175–8192, Aug. 2015.
- [5] Teng, H., Ma, Y., Yeow, K., & Thelliez, M. (2011). An analysis of a lithium-ion battery system with indirect air cooling and warm-up. *SAE International Journal of Passenger Cars-Mechanical Systems*, 4(2011-01-2249), 1343-1357.
- [6] Zhang, X. (2011). Thermal analysis of a cylindrical lithium-ion battery. *Electrochimica Acta*, 56(3), 1246-1255.
- [7] Allart, D., Montaru, M., & Gualous, H. (2017, March). Thermal model of battery for high capacity energy storage systems cell scale model and experimental validation. In 2017 International Conference on Green Energy Conversion Systems (GECS) (pp. 1-6). IEEE.
- [8] Asus, Z., Bakar, S. A. A., Husain, N. A., Samin, P. M., & Chrenko, D. (2017, December). Temperature Prediction of Lithium-Ion Battery Used in Realistic Driving Cycles. In 2017 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference (VPPC) (pp. 1-4). IEEE.
- [9] Panchal, S., Dincer, I., Agelin-Chaab, M., Fraser, R., & Fowler, M. (2016). Experimental and theoretical investigation of temperature distributions in a prismatic lithium-ion battery. *International Journal of Thermal Sciences*, 99, 204-212.
- [10] Panchal, S., Mathewson, S., Fraser, R., Culham, R., & Fowler, M. (2017). Measurement of Temperature Gradient (dT/dy) and Temperature Response (dT/dt) of a Prismatic Lithium-Ion Pouch Cell with LiFePO₄ Cathode Material (No. 2017-01-1207). SAE Technical Paper.
- [11] Schuster, E., Ziebert, C., Melcher, A., Rohde, M., & Seifert, H. J. (2015). Thermal behavior and electrochemical heat generation in a commercial 40 Ah lithium ion pouch cell. *Journal of Power Sources*, 286, 580-589.
- [12] Novais, S., Nascimento, M., Grande, L., Domingues, M., Antunes, P., Alberto, N., ... & Passerini, S. (2016). Internal and external temperature monitoring of a Li-ion battery with fiber Bragg grating sensors. *Sensors*, 16(9), 1394.
- [13] Drake, S. J., Martin, M., Wetz, D. A., Ostanek, J. K., Miller, S. P., Heinzl, J. M., & Jain, A. (2015). Heat generation rate measurement in a Li-ion cell at large C-rates through temperature and heat flux measurements. *Journal of Power Sources*, 285, 266-273.
- [14] Rizk, R., Louahlia, H., Gualous, H., Schaetzel, P., & Alcicek, G. (2019). Experimental analysis on Li-ion battery local heat distribution. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 1-15.
- [15] Bai, Y., Li, L., Li, Y., Chen, G., Zhao, H., Wang, Z., ... & Zhou, J. (2019). Reversible and irreversible heat generation of NCA/Si-C pouch cell during electrochemical energy-storage process. *Journal of Energy Chemistry*, 29, 95-102.
- [16] Eddahech, A., Briat, O., & Vinassa, J. M. (2013). Thermal characterization of a high-power lithium-ion battery: Potentiometric and calorimetric measurement of entropy changes. *Energy*, 61, 432-439.
- [17] Madani, S., Schaltz, E., & Knudsen Kær, S. (2018). Review of parameter determination for thermal modeling of lithium ion batteries. *Batteries*, 4(2), 20.
- [18] Forgez, C., Do, D. V., Friedrich, G., Morcrette, M., & Delacourt, C. (2010). Thermal modeling of a cylindrical LiFePO₄/graphite lithium-ion battery. *Journal of Power Sources*, 195(9), 2961-2968.
- [19] Das, A., Ashwin, T. R., & Barai, A. (2019). Modelling and characterization of ultrasonic joints for Li-ion batteries to evaluate the impact on electrical resistance and temperature raise. *Journal of Energy Storage*, 22, 239-248.

Détermination expérimentale des indicateurs de performance des systèmes de climatisation individuels en environnements contrôlés.

Olivier MARC*, Emmanuel DEDRICHE, Jean-François MARTIN, Thomas LE COCQ, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES.

Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Energie, l'environnement et le bâtiment (PIMENT). Université de La Réunion, 15 Avenue René Cassin, Sainte-Clotilde 97715, La Réunion

* (auteur correspondant : olivier.marc@univ-reunion.fr)

Résumé - À La Réunion la climatisation représente environ 40 % de la consommation électrique globale de l'île. Les systèmes de climatisations individuels, qui représentent une grande majorité des climatisations installées, sont le plus souvent surdimensionnés par rapport aux besoins réels des utilisateurs. La question se pose donc quant à la pertinence d'utiliser des modèles avec une puissance nominale moins importante qui fonctionnerait à charge nominale plutôt qu'un modèle surdimensionné fonctionnant à charge partielle. Afin de mesurer et limiter l'impact de la consommation électrique due à la climatisation, un banc de test a été mis en place de telle sorte à caractériser les différents modèles présents sur le marché réunionnais. Il s'agit de privilégier l'émergence des modèles les plus performants et ainsi limiter la surconsommation électrique qu'engendreraient les modèles les moins efficaces. Ce papier présente dans un premier temps le banc de test simulant les besoins thermiques d'un bâtiment d'un côté et les conditions climatiques réunionnaises de l'autre. Les résultats expérimentaux de quatre modèles de climatiseurs, testés sur ce banc, sont ensuite présentés et une comparaison des coefficients de performance EER (Energy Efficiency Ratio) est réalisée pour différents niveaux de charge.

Mots-clés : Climatiseurs individuels, banc de test, charge partielle, Energy Efficiency Ratio.

Abstract - In Reunion Island, air conditioning accounts for about 40% of the island's global electricity consumption. Split systems, which account for a large majority of air-conditioning systems installed in Reunion Island, are most often oversized in relation to the real needs of users. The question therefore arises as to the relevance of using models with a lower power rating that would operate at nominal load rather than an oversized model operating at partial load. In order to measure and limit the impact of electricity consumption due to air conditioning systems, a test bench has been set up so as to characterize the different models available on the Reunion Island market. The aim is to favor the emergence of the most efficient models and thus limit the overconsumption of electricity generated by the least efficient models. First, this paper presents the test bench which simulating thermal needs of a building on the one hand and climatic conditions of Reunion Island on the other hand. The experimental results of four air conditioners, tested on this test bench, are then presented and a comparison of Energy Efficiency Ratio (EER) is carried on for different load levels.

Keywords: Split system, test bench, part load, Energy Efficiency Ratio.

Nomenclature

EER	Energy Efficiency Ratio (Coefficient de performance)
ESEER	European Seasonal Energy Efficiency Ratio (Coefficient de performance saisonnier européen)
RSEER	Reunion Seasonal Energy Efficiency Ratio (Coefficient de performance saisonnier réunionnais)
SEER	Seasonal Energy Efficiency Ratio
ζ	temps de fonctionnement [-]

1. Introduction

À La Réunion, le secteur du bâtiment représente 85 % de la demande en électricité et la climatisation 50 % de la consommation du bâtiment [1]. Par conséquent, les systèmes de climatisation consomment une part importante de l'électricité produite et avec un impact fort sur l'environnement. Dans le but de caractériser les performances des systèmes de climatisation individuels en climat tropical et en partenariat avec l'IUT, EDF Réunion et l'ADEME, un banc expérimental a été mis en place afin de reproduire à la fois les conditions climatiques de La Réunion et le besoin d'un bâtiment [2]. Il comporte deux enceintes d'environ 30 m³ contrôlées en température et en humidité relative par plusieurs systèmes. La climatisation à tester est installée à l'interface de ces deux zones climatiques et est soumise à la fois à plusieurs niveaux de températures extérieures (25, 30 et 35°C) et à différentes charges dans le bâtiment (1 kW, 1,5 kW, 2 kW et 2,5 kW).

Ce papier présente dans un premier temps le banc de test et ses différents systèmes énergétiques, son instrumentation et sa régulation. Les résultats expérimentaux sont ensuite exposés et analysés pour quatre modèles de climatiseur : un 7000 BTU/h en A+++, deux 9000 BTU/h en A++ et un 9000 BTU/h sans étiquette énergétique (modèle vétuste d'une dizaine d'années). L'imposition des charges thermiques du bâtiment permet en particulier de faire fonctionner les groupes à charge partielle et de comparer l'évolution du EER (Energy Efficiency Ratio) selon les cas, par la mesure de la puissance électrique absorbée par le climatiseur et la puissance frigorifique délivrée par l'évaporateur.

2. Banc expérimental

2.1 Moyens

Le banc de test, composé de deux enceintes aux conditions maîtrisées (Figure 1), a été dimensionné, monté, instrumenté, mis au point et utilisé afin de caractériser les performances de climatiseurs individuels. L'enceinte simulant les conditions intérieures est contrôlée en humidité et en température à l'aide d'un aérotherme et d'un humidificateur vapeur. L'environnement extérieur est contrôlé en température par le couplage d'un ventilo-convecteur alimenté par un groupe de froid et d'un aérotherme pour la chaleur. Le split à tester se situe à l'interface et est constitué de son unité intérieure placée dans les habitations (Figure 1c) et contenant exclusivement l'évaporateur muni de son ventilateur et de son unité extérieure (Figure 1b) composée du compresseur ainsi que du condenseur et de son ventilateur.

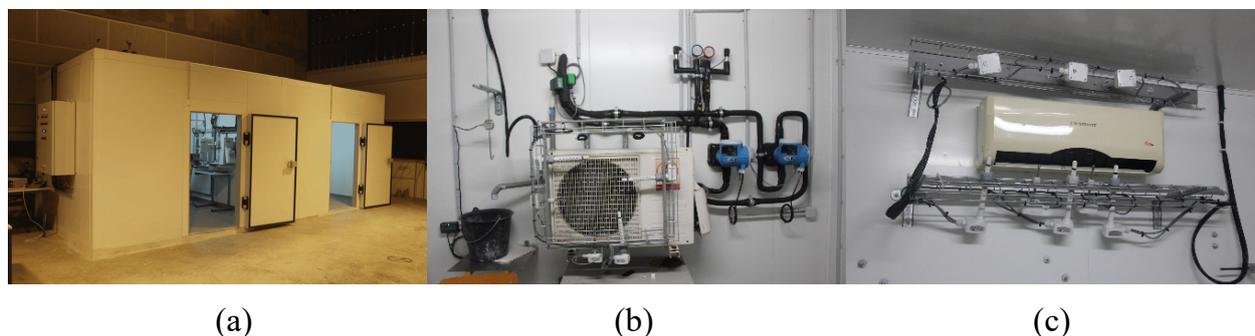


Figure 1 : Banc d'essai : (a) vue globale des deux chambres climatiques, (b) unité extérieure du split instrumenté, (c) unité intérieure du split instrumenté

Chaque enceinte est dotée d'une sonde d'ambiance qui sert à mesurer la température et l'humidité relative et à réguler les conditions de l'air dans les volumes correspondants. Plusieurs autres sondes permettent de mesurer la température, l'humidité relative et la vitesse en entrée et en sortie de l'unité extérieure et en sortie de l'unité intérieure du split. Il y a comme ceci, trois capteurs température/humidité à l'entrée d'air de l'évaporateur, trois à la sortie de

l'évaporateur et trois à la sortie du condenseur. Il est donc possible de calculer les propriétés thermodynamiques de l'air en entrée et en sortie de l'évaporateur, notamment les enthalpies spécifiques. Les sondes de vitesse permettent de mesurer la vitesse de sortie de l'air au niveau des unités extérieures et intérieures du split. Combinées avec les sondes de température et d'humidité, elles permettent de calculer la puissance frigorifique. En parallèle de ces mesures sur l'air, plusieurs capteurs concernent le fluide frigorigène. Ainsi, deux débitmètres Coriolis (Figure 1b) ont été placés en entrée et en sortie d'évaporateur et permettent de mesurer :

- La température du fluide frigorigène circulant dans le split (entrée et sortie),
- Les masses volumiques du fluide frigorigène (entrée et sortie),
- Les débits massiques du fluide frigorigène (entrée et sortie).

Deux sondes de pressions (Figure 1b), placées elles aussi en entrée et en sortie d'évaporateur permettent, couplées aux informations précédentes, de calculer les enthalpies d'entrée et de sortie du fluide frigorigène qui circule dans le split (au moyen de la bibliothèque de propriété des fluides CoolProp [3]) et d'en déduire la puissance frigorifique correspondante. Ainsi, pour réaliser l'ensemble des mesures, un nombre important de ces capteurs ont été installés :

- 11 sondes de Température/Humidité relative et 4 capteurs de vitesses pour réaliser l'ensemble des mesures sur l'air (entrée/sortie du condenseur et de l'évaporateur),
- 2 débitmètres Coriolis qui permettent de mesurer à la fois la température, la densité et le débit massique du fluide frigorigène à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur, ainsi que 2 sondes de pressions pour compléter les mesures sur le fluide frigorigène,
- 4 compteurs de puissance électrique pour réaliser l'ensemble des mesures de puissance électrique absorbées par les différents appareils,

Un automate de contrôle permet de réguler en temps réel les conditions dans les enceintes intérieures et extérieures, d'acquérir toutes les données expérimentales de chaque capteur à intervalle de temps régulier (10 s) et assure la visualisation et le stockage des données.

2.2 Protocole expérimental

La façon dont sont évaluées les performances des climatiseurs s'appuie sur la norme européenne EUROVENT [4, 5, 6] en l'adaptant pour le climat tropical de La Réunion :

- Les climatiseurs sont testés pour une température de consigne de 27°C à différentes charges (1 kW, 1,5 kW, 2 kW et 2,5 kW),
- Les climatiseurs sont testés pour différentes températures extérieures (35°C, 30°C et 25°C),
- Les coefficients de performances EER (Energy Efficiency Ratio) correspondants sont évalués pour chaque test (équation 1). Le ESEER (European Seasonal Energy Efficiency Ratio) est ensuite calculé selon l'équation 2 au moyen des coefficients de pondération issus du tableau 1.

RSEER (Réunion Seasonal Energy Efficiency Ratio)				
Charge	Température Extérieure (°C)	Temps de fonctionnement (%) (EUROVENT)	Temps de fonctionnement (%) (La Réunion)	Efficacité Énergétique
100 %	35	$\zeta_{E1}=3\%$	$\zeta_{R1}=2\%$	EER ₁
75 %	30	$\zeta_{E2}=33\%$	$\zeta_{R2}=41\%$	EER ₂
50 %	25	$\zeta_{E3}=41\%$	$\zeta_{R3}=57\%$	EER ₃
25 %	20	$\zeta_{E4}=23\%$	$\zeta_{R4}=0\%$	EER ₄

Tableau 1 : Tableau des coefficients de pondération nécessaires au calcul du SEER

$$EER = \frac{\text{Energie frigorifique produite}}{\text{Energie electrique consommee}} \quad (1)$$

$$ESEER = \sum_{i=1}^4 \zeta_{Ei} \cdot EER_i \quad (2)$$

Cependant il est évident que ce ESEER, plutôt adapté aux climats secs et tempérés, n'est pas représentatif des conditions tropicales. Aussi, l'analyse des données météorologiques a été réalisée sur une année moyenne, basée sur dix ans de données enregistrées sur le site de Saint-Pierre, et a permis de définir le RSEER (Réunion Seasonal Energy Efficiency Ratio) grâce à un nouveau jeu de données de pondération (Tableau 1).

Préalablement à chaque test, la consigne de température de l'enceinte extérieure est fixée (35°C, 30°C ou 25°C) et une charge thermique (1 kW, 1,5 kW, 2 kW et 2,5 kW) est appliquée à l'aérotherme situé dans l'enceinte intérieure. La température de consigne est alors sélectionnée sur le climatiseur. Atteindre un régime permanent ou périodiquement stable requiert ensuite quelques heures.

Pour obtenir l'ensemble des résultats présentés ci-dessous, 42 essais d'environ une demi-journée chacun ont été réalisés. À charge partielle, particulièrement les plus faibles, il est difficile de forcer le climatiseur à maintenir la puissance frigorifique désirée, ce qui a pour effet de rallonger les expérimentations afin d'obtenir des résultats satisfaisants en termes de répétabilité et reproductibilité. La partie suivante détaille un climatiseur en particulier avant de présenter l'ensemble des résultats.

3. Résultats

3.1 Analyse du climatiseur GSS 9000 BTU/h

Pour ce test, la consigne du climatiseur est fixée à 27°C, l'enceinte extérieure est soumise à une température de consigne de 35°C et l'aérotherme intérieur est réglé afin de délivrer une charge calorifique de 1 kW. Les résultats présentés concernent uniquement la dernière heure et demi correspondant à une évolution tendant vers un régime périodiquement stable.

La figure 2a représente la température et l'humidité relative dans l'enceinte extérieure. On peut noter que la température ambiante de l'enceinte extérieure oscille périodiquement autour de 34°C avec un écart maximum à cette température de ± 1 C. Les figures 2b, 2c et 2d représentent respectivement la température ambiante et l'humidité relative de l'enceinte intérieure, la puissance électrique instantanée consommée et la puissance frigorifique instantanée produite par le climatiseur calculé sur l'air (en rouge) et sur le fluide frigorigène (en noir). Ces différents graphiques sont corrélés : quand le climatiseur consomme de l'électricité, il produit une puissance frigorifique qui de ce fait compense l'apport de chaleur de l'aérotherme intérieur. Quand le climatiseur à une puissance frigorifique nulle, il consomme peu d'électricité et la température de l'enceinte intérieure augmente, car l'aérotherme apporte de la chaleur à l'enceinte intérieure. Le climatiseur n'a pas une consommation nulle car, le ventilateur de l'évaporateur reste en permanence allumé.

Par la suite, on s'intéresse à une période de fonctionnement, délimitée par les séparations (en pointillés rouges) sur les figures, correspondant à une évolution périodiquement stable.

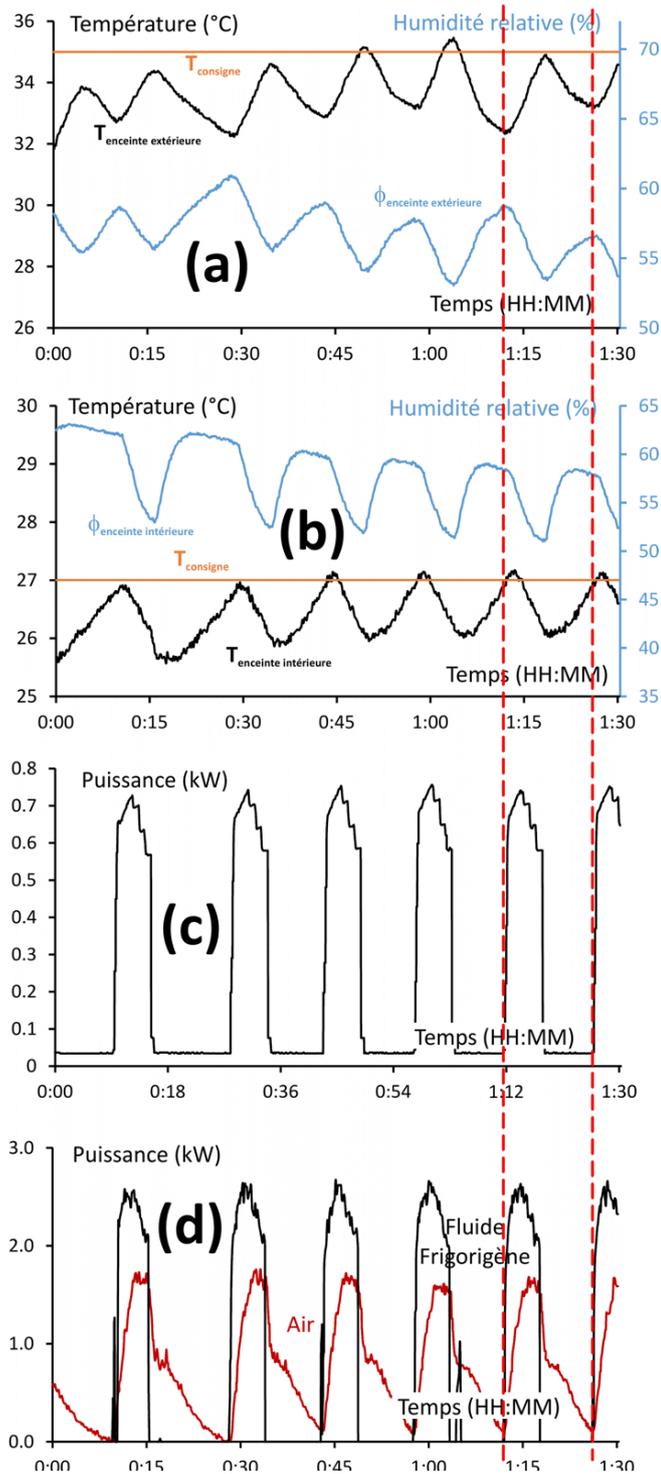


Figure 2 : Résultats d'une séquence périodiquement stable pour un split de 9000 BTU/h :
 (a) : Température et humidité des conditions extérieures, (b) : Température et humidité des conditions intérieures, (c) : Puissance électrique consommée par le split, (d) : Puissance frigorifique produite.

Sur ce point de mesure et après intégration des évolutions de puissance, le climatiseur produit 0,207 kWh de froid calculé sur le fluide contre 0,195 kWh calculé sur l'air et absorbe une énergie électrique de 0,068 kWh ce qui nous permet de calculer l'EER sur le fluide frigorigène et l'air qui sont respectivement de 3,05 et 2,87. Étant donné que les sondes de vitesses sont trop imprécises à basses vitesses, seuls les résultats sur le fluide frigorigène seront exploités dans les parties suivantes.

3.2 Synthèse

Durant la période d'essai, plusieurs climatiseurs individuels ont été testés :

- Deux modèles récents de marque Hitachi et GSS et de puissance 9000 BTU/h,
- Un modèle récent de marque Hitachi et de puissance 7000 BTU/h,
- Un modèle vétuste (2010) de marque Westpoint et de puissance 9000 BTU/h.

Les principales caractéristiques des climatiseurs sont synthétisées dans le tableau 2 :

Marque	HITACHI	HITACHI	GSS	Westpoint
Modèle	RAC-18WPD	RAC-25WED	Hi-wall 9K DCI	WSM-09.LHE
Fluide	R32	R32	R32	R410A
Charge de fluide (kg)	0.870	0.530	0.600	0.920
Puissance (BTU/h)	7000	9000	9000	9000
Puissance (kW)	2.0	2.5	2.5	2.5
P _{élec, max} (W)	870	1200	1500	1200
Classe	A+++	A++	A++	n.a.
SEER	8.5	6.1	6.1	n.a.
kWh/an	82	143	143	n.a.

Tableau 2 : Synthèse des modèles de climatiseurs testés et principales caractéristiques.

Afin de comparer les différents modèles testés, la partie suivante présente l'analyse des différents splits pour différentes conditions de fonctionnement. La figure 3 représente l'évolution de l'EER et de la puissance frigorifique mesurée des différents modèles testés pour une charge de 2,5 kW (a); 2 kW (b) ; 1,5 kW (c) et 1 kW (d) et pour des températures extérieures de 25°C, 30°C et 35°C. On peut voir sur la figure 3a que, à 100 % de leur charge, le premier 9000 BTU/h testé (HITACHI) a des performances relativement similaires au climatiseur vétuste (Westpoint). On peut aussi remarquer que le second climatiseur 9000 BTU/h (GSS) a des performances bien supérieures aux deux autres climatiseurs. Il est ainsi jusqu'à environ deux fois plus efficace que le climatiseur vétuste pour produire la même quantité de froid.

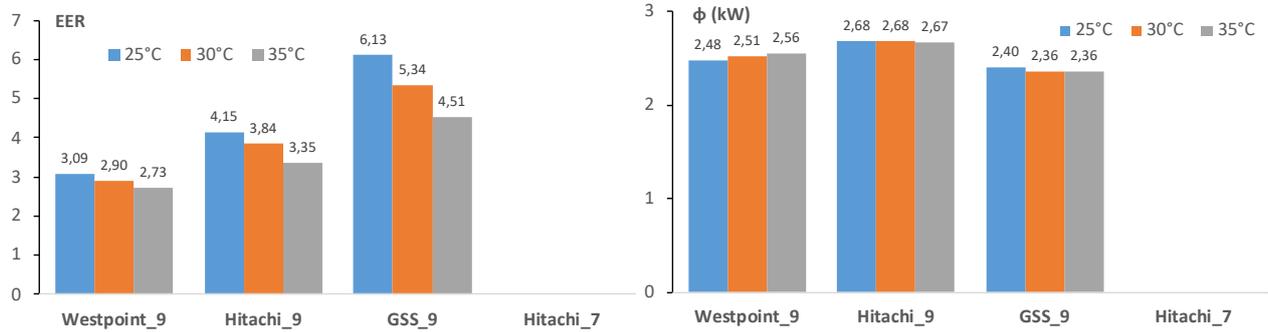
Sur la figure 3b, on observe une dégradation des performances du climatiseur vétuste. Celui-ci, n'étant pas de type inverter comme les trois autres, ses performances à charges partielles sont inférieures à celles à charge nominale. À cette charge (2 kW), c'est toujours le GSS 9000 BTU/h qui possède les meilleures performances, suivi par le climatiseur HITACHI 7000 BTU/h qui est environ 6% à 14% moins performant, bien que situé sur son point nominal. Le HITACHI 9000 BTU/h fonctionnant à 80 %, se situe quant à lui en troisième position.

Sur la figure 3c (1.5 kW), on remarque que le climatiseur HITACHI 7000 BTU/h (à 75 %) a des performances similaires au GSS 9000 BTU/h à 60 %. Le climatiseur vétuste est jusqu'à environ 3 fois moins performant que ces derniers.

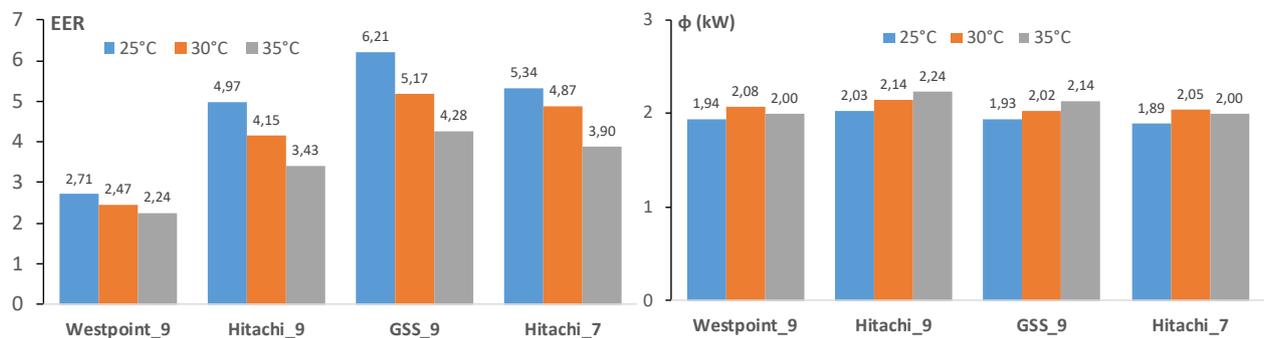
Sur la figure 4d (1 kW), on peut voir que le climatiseur HITACHI 7000 BTU/h (à 50 %) a des performances comprises entre les deux climatiseurs 9000 BTU/h (à 40 %). Le modèle vétuste fonctionne toujours avec des performances jusqu'à trois fois moindres par rapport aux autres climatiseurs.

D'une manière générale, le climatiseur GSS 9000 BTU/h fonctionne mieux pour toutes les charges testées, à l'exception de la charge 1kW où le HITACHI 9000 BTU/h fonctionne le plus

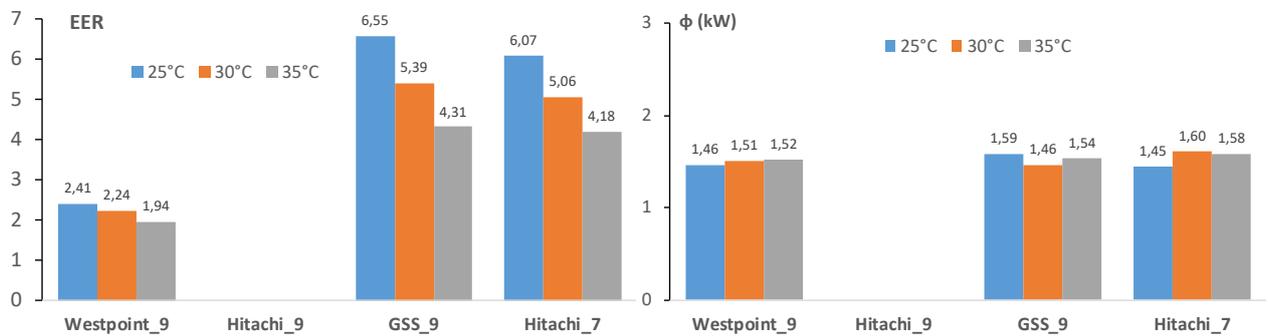
efficacement. On peut remarquer que le climatiseur 7000 BTU/h n'est jamais le plus efficace or il est noté A+++ alors que les deux autres climatiseurs testés sont en A++.



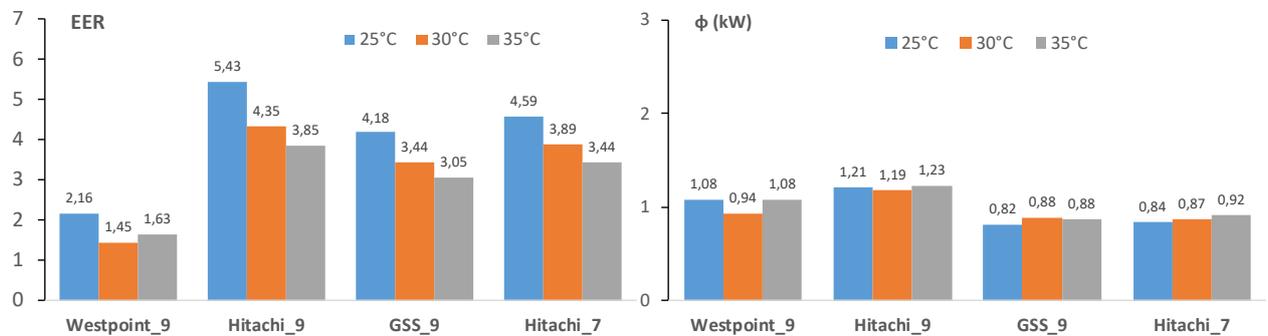
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 3 : évolution de l'EER et de la puissance frigorifique en fonction du modèle et de la température extérieure pour une charge de (a) 2.5 kW, (b) 2 kW, (c) 1.5 kW, (d) 1 kW

4. Conclusion/Perspectives

Un protocole expérimental a été mis en place afin d'effectuer les mesures de performances de différents climatiseurs présents sur le marché réunionnais. Le banc de test mis en place est constitué de deux enceintes aux conditions contrôlées. Dans l'enceinte intérieure, on retrouve l'évaporateur testé, ainsi qu'un humidificateur pour contrôler l'humidité et un aérotherme pour contrôler la température. Dans l'enceinte extérieure où le condenseur testé est installé, un ventilateur convecteur relié à un groupe de froid contrôle la température de l'ambiance.

Les résultats obtenus montrent l'intérêt des nouveaux climatiseurs individuels qui, dotés de la technologie inverter, offrent des performances nettement supérieures aux modèles plus anciens fonctionnant en mode tout ou rien, à pleine charge comme à charge partielle. Des conclusions plus marquées quant à la comparaison du fonctionnement à puissance équivalente mais à charge partielle selon les modèles et leurs puissances nominales restent pour l'instant relativement difficiles compte tenu du peu de modèles testés et de leurs performances affichées sur leurs étiquettes énergies. On retrouve cependant des comportements décrits dans la littérature [7, 8] où les EER décroissent avec la diminution du taux de charge mais en passant par un maximum aux environs de 75/80 % comme on peut le voir figure 3 pour le GSS 9000 BTU/h ou le Hitachi 7000 BTU/h. Aussi, plusieurs autres climatiseurs vont être testés prochainement afin d'aller plus loin dans l'analyse et préciser les domaines dans lesquels il est plus intéressant de sélectionner le modèle le plus adapté aux conditions climatiques plus sévères rencontrées en zone tropicale. À plus long terme, c'est l'influence de l'humidité que nous allons étudier plus en détail, car elle a certainement une influence non négligeable sur les résultats obtenus.

Références

- [1] Horizon Réunion, Bilan énergétique de la Réunion 2018, ed. 2019. <https://energies-reunion.com/publications/bilan-energetique-de-la-reunion-2/>
- [2] Franck Lucas, Pascal Ortega, Mathieu David, Frantz Sinama, Boris Brangeon, Fabien Picgirard. A method to evaluate energy performance of buildings cooled by room air conditioners. *Energy Procedia* 75 (2015) 1275 – 1283.
- [3] Ian H. Bell, Jorrit Wronski, Sylvain Quoilin, Vincent Lemort, Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp, Industrial & Engineering Chemistry Research, 2014
- [4] Roger Hitchin, Christine Pout, David Butler. Realisable 10-year reductions in European energy consumption for air conditioning. *Energy and Buildings* 86 (2015) 478–491
- [5] Octávio Alves, Eliseu Monteiro, Paulo Brito, Pedro Romano. Measurement and classification of energy efficiency in HVAC systems. *Energy and Buildings* 130 (2016) 408–419.
- [6] Laurent Grignon-Masse, Philippe Riviere, Jerome Adnot. Strategies for reducing the environmental impacts of room air conditioners in Europe. *Energy Policy* 39 (2011) 2152–2164.
- [7] Dongliang Zhang; Xu Zhang; Jun Liu, Experimental study of performance of digital variable multiple air conditioning system under part load conditions, *Energy and Building* 2011
- [8] Carsten Palkowski; Stefan von Schwarzenberg; Anne Simo, Seasonal cooling performance of air conditioners: the importance of independent test procedures used for MEPS and labels, *International Journal of Refrigeration* 2019

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciements à l'ADEME et EDF Réunion pour le financement du banc d'essai et les différents professionnels qui ont fournis les climatiseurs à tester.

Simulation and parametric study on a Beta-type Stirling refrigerating machine

Muluken GETIE^{1,2*}, Francois LANZETTA¹, Sylvie BEGOT¹, Bimrew ADMASSU², Steve DJETEL GOTHE¹

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS Parc technologique,
2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort (France)

² Bahir Dar Institute of Technology, BahirDar University
Bahirdar (Ethiopia)

*(Corresponding author: muluken.zegeye@bdu.edu.et)

Abstract - In this paper, a parametric investigation of domestic regenerative Stirling refrigerating machines is conducted using a modified simple model. The model is adapted from an ideal adiabatic engine model and different losses have been included at different stage based on their effect. The model is validated experimentally using the Beta type FEMTO 60 Stirling engine as a case study. The simulation and experimental results show that the coefficient of performance of the Stirling cycle refrigerator at a charging pressure of 17.5 bar, frequency of 12.1 Hz, cold end temperature of -22°C and using nitrogen as a working fluid are found as 38.2% and 35% respectively. Furthermore, the effects of phase angle, working fluid type, operating pressure, and operating frequency of a machine on the performance of a regenerating Stirling cycle refrigerator are investigated.

Keywords: Stirling cycle refrigerator; Modified adiabatic model; Phase angle; Working fluid; Parametric study.

Nomenclature

C_p	isobaric specific heat capacity, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$T_{i,o}$	outlet fluid temperature, K
C_v	isochoric specific heat capacity, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	W	work, J
D	diameter of piston, m	<i>Greek symbols</i>	
L	length of piston, m	μ	viscosity, Pa.s
m	mass, kg	<i>Index and exponent</i>	
$\dot{m}_{i,in}$	inlet mass flow rate, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	c	compression space
$\dot{m}_{i,o}$	outlet mass flow rate, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	cr	chiller
P	pressure, bar	e	expansion space
Q	heat, J	g	gas
R	gas constant, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	h	hot heat exchanger
T	temperature, K		
$T_{i,in}$	inlet fluid temperature, K		

1. Introduction

Nowadays, vapor compression refrigerating machines are used commonly as refrigerating equipment and for air conditioning. They are highly efficient and simple in design. However, the emission of high Chlorofluorocarbon (HCFC) refrigerant has aggravated such ecological problems created by human activities. As the environment is getting polluted by human activities, concerns about global warming and environmental pollution have been increased worldwide. The reduction of greenhouse gases is taken as the most important measure in managing global warming.

Stirling cycle machine is one of the alternatives that could run with environmental friendly fluid. Stirling cycle machine is a type of closed thermodynamic cycle machine. The first Stirling

cycle was invented in 1816 by Robert Stirling as a heat engine to convert thermal energy to mechanical energy. The air was used as a working fluid to replace the steam engine since they were prone to life-threatening explosions. The Stirling cycle refrigerating machine, which is the counterpart of the Stirling engine, was first recognized in 1832 [1]. The system was practically realized in 1862 when Alexander Kirk built and patented a closed cycle Stirling refrigerator. In the year 1971, Beale stated that by reversing the cycle, Stirling cycle machines could be used for both work producing or refrigerating purpose [2].

According to the classical theory of thermodynamics, the performance of a Stirling cycle machine is a function of pressure, ratio of temperature, speed, phase angle, type of fluid, effectiveness of heat exchanger and volumes [3]. The parameters phase angle, ratio of temperature, ratio of swept volume and volume of the heat exchangers must be selected at the design stage of the Stirling cycle machine.

An analytical model was developed for displacer gap losses which are the sum of enthalpy pumping and shuttle heat losses for Beta and Gamma engine [4]. The pressure difference between compression and expansion spaces was taken into consideration. Theoretical and experimental evaluation of Gamma-type Stirling refrigerator was conducted [5]. The optimum theoretical and experimental analysis coefficients of performances from the research were reported as 0.28 and 0.27 respectively.

In the present study, the developed numerical model is validated using experiment and the effect of different working fluids and phase angle on domestic refrigerating performance is analyzed. The analysis is conducted for air, nitrogen, helium and hydrogen at different operating frequencies.

2. Theory

In this paper, a numerical model which was described in the researchers' previous work for Beta type Stirling cycle domestic refrigerating machine is simulated [6] and the effects of different parameters are evaluated. In developing the model, in addition to other common design features, the authors consider the exact geometrical features for Beta type configuration. This includes the effect of the overlap volume and give a deeper insight on the nature effect of losses i.e. losses may have effect on working conditions (pressure and temperature) have been included directly to the differential equation, those that have effect on the temperature of working fluid are included in the modified simple analysis, and others that could only affect the cooling performance are analyzed separately. The final cooling performance is evaluated by considering ideal performance and all these losses.

2.1. Modified ideal adiabatic modeling

The modified ideal adiabatic model is adapted from Urieli's ideal adiabatic model [3]. In this model, the authors' major adaption is the identification of losses that could have a direct effect on the working condition of the Stirling cycle machine and systematically introducing these losses into the differential equations of the ideal adiabatic model. Therefore, shuttle heat loss, that is transfer of heat from hot space to cold space with the movement of displacer, and gas leakage to the crank case through a gap between piston and cylinder are identified to have an effect on the working condition (pressure and temperature) of the working gas and hence on overall performance of the machine. Hence, differential equations of mass and energy conservation of the original ideal adiabatic analysis of the Stirling refrigeration machine have been modified to include the mass leakage and shuttle heat loss effects respectively. The working

fluid used in this research work is assumed as ideal gas which is valid in most Stirling machine analysis. The mass conservation equation is modified as equation (1):

$$m_c + m_h + m_r + m_{cr} + m_e - m_{leak} = M_t \quad (1)$$

where m_{leak} denotes mass leakage to crank case due to the clearance. The mass leakage to the crank case was calculated based on [3, 7, 9] using equation (2):

$$m_{leak} = D\pi \frac{P + P_{buffer}}{4RT_g} \left(U_p J - \frac{J^3}{6\mu} \left(\frac{P - P_{buffer}}{L} \right) \right) \quad (2)$$

The energy conservation equation for each control volume shown in Figure 1 is written as equation (3):

$$\delta\dot{Q}_i - \delta\dot{Q}_{shut} - \delta\dot{W}_i = C_p(T_{i,o}\dot{m}_{i,o} - T_{i,in}\dot{m}_{i,in}) + C_v d(m_i T_i)/dt \quad (3)$$

where, $\delta\dot{Q}_{shut}$ is the shuttle heat loss, $\dot{m}_{i,o}$, $\dot{m}_{i,in}$ outlet and inlet mass flow rates, $T_{i,o}$, and $T_{i,in}$ outlet and inlet temperatures of fluid.

The shuttle heat loss as given in [9, 10, 11] is calculated by using equation (4):

$$\delta\dot{Q}_{shut} = \frac{\pi s^2 K_g D_d}{8JL_d} (T_c - T_e) \quad (4)$$

where, s , K_g , D_d , J , and L_d are stroke, thermal conductivity of gas, diameter of displacer, gap between displacer and cylinder, and displacer length. T_c and T_e are gas temperature in compression and expansion spaces respectively.

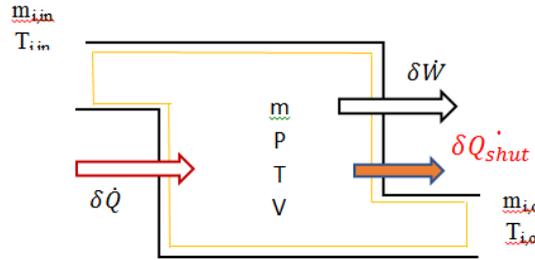


Figure 1 : Open system representing a control volume ($\delta\dot{Q}_{shut}$ applicable only for compression and expansion spaces)

Generally gas leakage has a direct effect on pressure and pressure changes. Shuttle heat loss has a direct effect on change in pressure and mass accumulations on working spaces.

2.2. Modified simple analysis

This research follows a second order decoupled numerical analysis method in which the analysis considers the refrigeration system as a number of separate but interrelated factors. The factors are decoupled, the basic mass flow, heat, and power transfers are determined using ideal isothermal analysis and modified ideal adiabatic analysis (considering shuttle and gas leakage losses). The energy transfers obtained are then corrected using losses determined from modified simple analysis. The heat transfer losses, in this modified simple analysis include losses due to

internal conduction in the regenerator, regenerator ineffectiveness/external conduction loss, heat conduction loss and pumping losses. The losses included in modified simple analysis associated with power losses are losses due to pressure drop in heat exchangers (friction losses), losses due to finite speed of piston and mechanical friction losses. The detailed equations for each type of losses have been presented in authors' previous research [6]. The various losses are indicated in Figure 2.

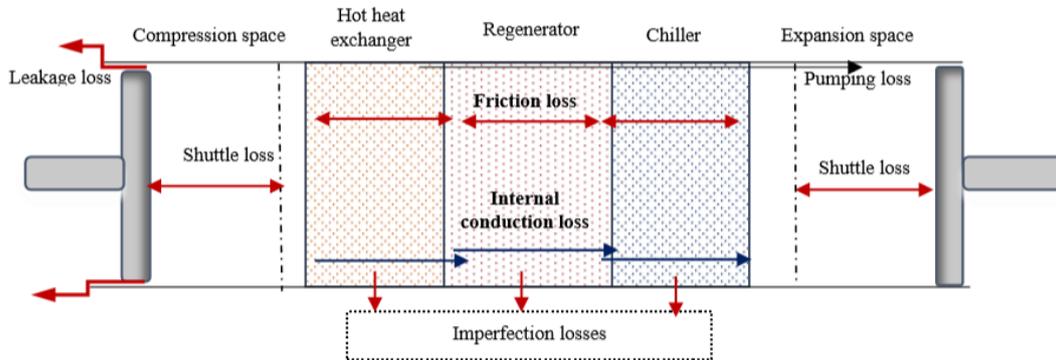


Figure 2 : Mapping of various heat and power losses (adapted from [9]).

3. Experimental work and Validation

The simulation result of the model is evaluated by considering the FEMTO 60 Stirling engine as a case study. The considered experimental device is a reversible thermal machine (motor and/or receiver) that operates between two heat sources at constant temperatures. It works according to the Stirling cycle. The working fluid used for the experiment is nitrogen gas. The hot heat exchanger and the chiller both have slot geometric arrangement and the configuration of the regenerator is an annular configuration with a stainless steel woven screens matrix. The detail experimental setup is presented in [6] and [8]. The main parameters and dimensions of the experimental device are shown in Table 1.

No	Parameters	value
1	Hot heat temperature (K)	305
2	Cooling temperature (K)	270
3	Piston diameter (mm)	60
4	displacer diameter (mm)	59
5	Piston stroke (mm)	40
6	Compression space swept volume (cm ³)	103
7	Expansion space swept volume (cm ³)	113
8	Working gas	Nitrogen
9	Frequency (Hz)	7.5
10	Charging pressure (bar)	20

Table 1 : Specifications of Stirling cooling machine.

The refrigerator input power could be found using equation (5) from the electrical power consumed as follows:

$$\dot{W}_{in} = \eta_m \eta_e \dot{W}_e \quad (5)$$

Where, η_m is the mechanical efficiency, η_e is electrical efficiency and \dot{W}_e is the electrical power consumed by the motor.

The refrigerator cooling capacity is obtained from equation (6) as :

$$\dot{Q}_{cr} = \dot{m}_{cr} C_p \Delta T \quad (6)$$

Where, \dot{m}_{cr} , C_p , and ΔT are the water flow rate through chiller heat exchanger, the specific heat capacity of water, and the temperature difference between water inlet and outlet of the coil in the chiller respectively. Thermocouples applied to measure the temperature of water inlet and outlet.

The cooling coefficient of performance of the regenerative refrigerating machine is determined from input power and cooling capacity using equation (7).

$$COP = \frac{\dot{Q}_{cr}}{\dot{W}_{in}} \quad (7)$$

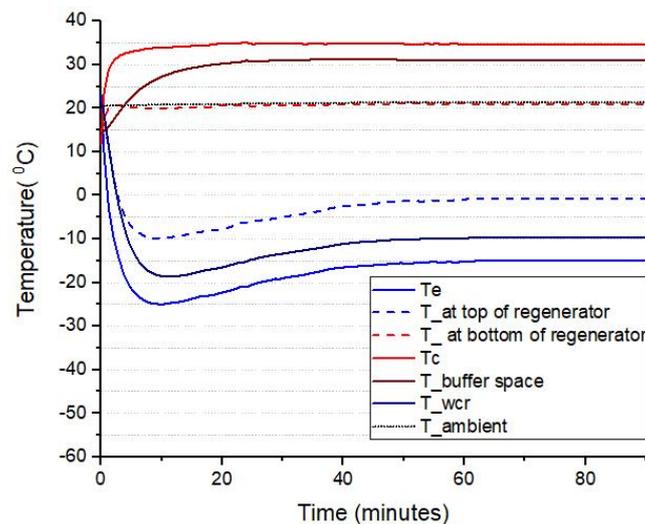


Figure 3 : Experimental temperature distribution ($P=17.5$ bar, operating frequency =12.1 Hz and cooling load =451 W)

Figure 3 is a plot of experimental temperature variation in different parts of the refrigerating machine. The experiment was run for 90 minutes to be sure of the trend of the cooling process for a long period of time. The stabilization temperature at the cold end is -15°C (258 K) at a cooling load of 451 W, charging pressure of 17.5 bar and frequency of 12.1 Hz. Such Stirling refrigerator needs 3 minutes only to reach such a low temperature and the stabilization temperature is achieved after 40 minutes. The minimum temperature found is -24.9°C and achieved 10 minutes after starting the operation. The buffer space temperature rises approximately by (10°C) from the ambient temperature. Furthermore, the stabilized temperature difference between the compression space (warm section) and the buffer space is less than (4°C). This result shows that there seems more gas leakage towards the buffer space.

The experimental COP of refrigerating machine for a cold end temperature of -22°C and -33°C are found respectively as 35% and 29% respectively. For the same cold end temperature the COP from simulation is found as 38.2% and 32%. This shows that the simulation result approaches the experimental result with an error of +9.2%.

4. Simulation results and discussion

The refrigeration rotational speed varied between 435 to 725 rpm during the tests when nitrogen is used as the working fluid. The charging pressure is varied between 15-25 bar and a phase angle of 90° . The simulation results of the developed model are presented in this section.

Figure 4 demonstrates a simulated plot of pressure versus volume for modified simple analysis in expansion and compression spaces. In this case the pressure drop in three heat exchangers (chiller, regenerator and hot heat exchanger) is considered.

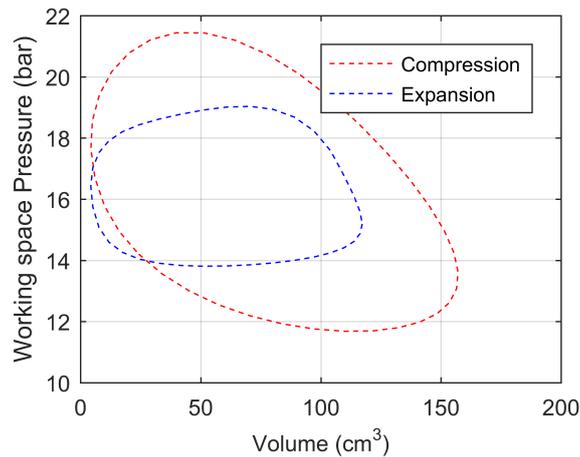


Figure 4 : PV-diagram from modified simple analysis simulated ($T_h = 305K, T_{cr} = 295 K$ and $P = 17.5$ bar)

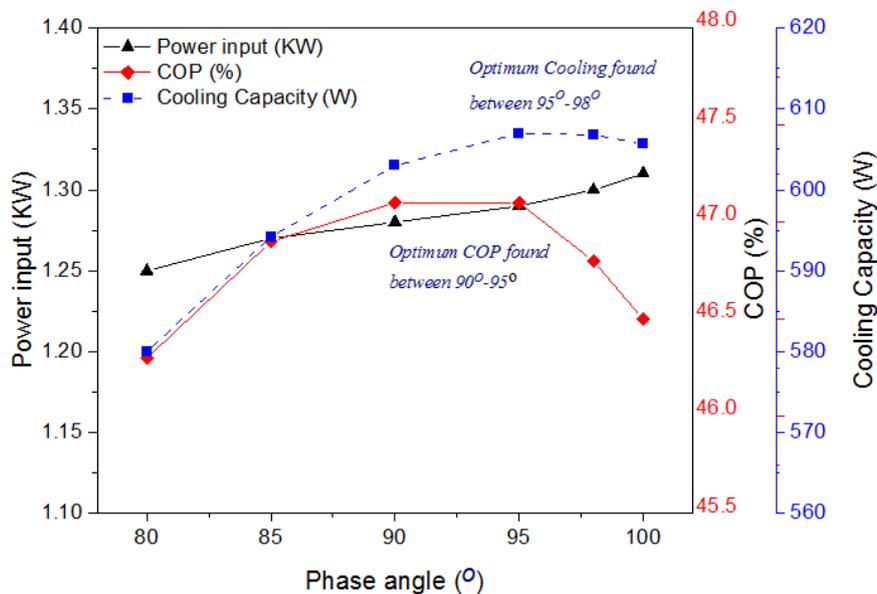


Figure 5 : Effect of phase angle on the performance of Stirling refrigerator

The effect of phase angle between the piston and displacer positions on the performance of regenerative Stirling cycle refrigerating machine is evaluated using the model at different phase angles. Figure 5 illustrates the effect of phase angle on the required power input, COP and cooling production of the refrigerating machine. As could be seen from this figure, required input power increases with phase angle. On the other hand, the COP and cooling production

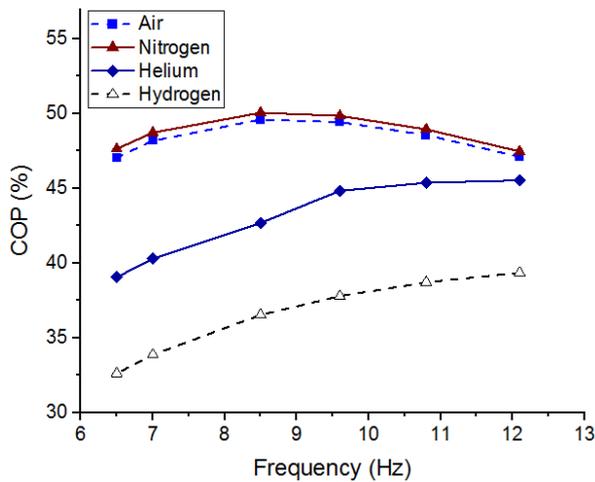


Figure 6 : Effect of working fluid types on COP of Stirling cycle refrigerator with frequency at ($T_h = 305\text{ K}$, $T_{cr} = 295\text{ K}$ and $P = 17.5\text{ bar}$)

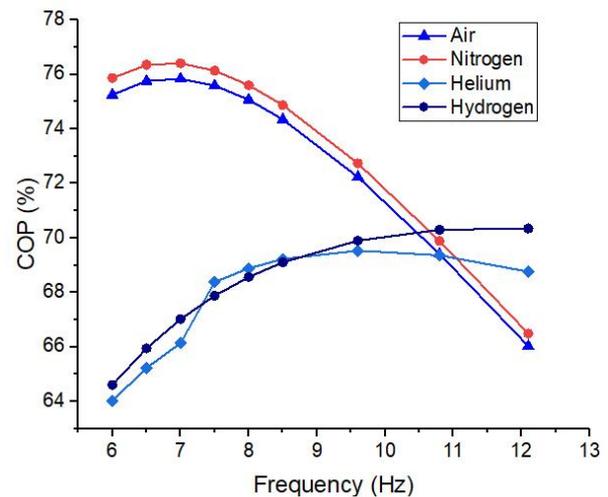


Figure 7 : Effect of working fluid types on COP of Stirling cycle refrigerator with frequency at ($T_h = 305\text{ K}$, $T_{cr} = 295\text{ K}$ and $P = 25\text{ bar}$)

of a refrigeration machine has maximum value with different phase angles. The optimum COP exists between phase angles of $90^\circ - 95^\circ$ and the optimum cooling production could be found between phase angles of $95^\circ - 98^\circ$.

Figure 6 displays the influence of working fluids on the coefficient of performance of the refrigerating machine with operating frequency at $T_h = 305\text{ K}$, $T_{cr} = 295\text{ K}$ and charging pressure of 17.5 bar . It can be observed that air and nitrogen have better COP, with nitrogen slightly outperforms and the optimum COP is 50% at a frequency of 8.5 Hz. The COP for helium and hydrogen relatively increase with operating frequency or the optimum COP found at relatively higher frequency.

Figure 7 displays the influence of working fluids on the coefficient of performance of the refrigerating machine with operating frequency at $T_h = 305\text{ K}$, $T_{cr} = 295\text{ K}$ and charging pressure of 25 bar . It can be observed that air and nitrogen have better COP than helium and hydrogen. The optimum COP for air and nitrogen is found at a frequency of 7 Hz and their respective values are 75.8% and 76.41% respectively. The optimum COP for helium is found at a frequency of 9.6 Hz and for hydrogen is at 12.1 Hz. From Figure 5 and figure 6, it could be seen that as pressure increases, the cooling performance increases and the optimum value is found at relatively lower operating frequency/speed. The pressure drop increase with frequency and the COP drops at higher frequency. The lower the molar mass of a gas, the less it is affected by frequency. As a result the COP drops faster for air and nitrogen than for helium and hydrogen.

Figure 6 and 7 confirm that as pressure increases the refrigeration performance seems to be more sensitive to the speed of machine.

5. Conclusion

In this paper, simulation of a developed modified simple model for domestic cooling application is conducted. The effect of phase angle, working fluid type, operating pressure and operating frequency on the performance of the the Stirling refrigerator is investigated. Based on the simulation and experimental investigations, the following results are found:

- The optimum refrigerating performance both for cooling production and COP is found at a phase angle of 95° .
- The optimum performances is found at an operating frequency of 7 Hz for nitrogen and air, at 9.6 Hz for helium and at 12.1 Hz for hydrogen gas.
- The simulation and experimental results show that the coefficient of performance of the Stirling cycle refrigerator at a charging pressure of 17.5 bar, frequency of 12.1 Hz, cold end temperature of -22°C and using nitrogen as a working fluid are found as 38.2 % and 35 % respectively. This shows that the simulation result approaches the experimental result with an error of 9.1 %.
- The coefficient of performance of a Stirling cycle refrigerator increases with charging pressure. Nitrogen is the most efficient working fluid and still air is very comparable gas. These two working gases are more efficient especially at relatively lower operating speed/frequency.

References

- [1] K. Jacob WL, The Stirling refrigeration cycle in cryogenic technology, *The Advancement of Science* 25 (1968) 261.
- [2] B. William T. *Stirling cycle type thermal device*, U.S. Patent No. 3,552,120. 5 Jan. (1971).
- [3] U. Israel, and D. M. Berchowitz. *Stirling cycle engine analysis*, Bristol: A. Hilger, (1984).
- [4] M. Mohamed Tahar, A. Kheiri, and M. Feidt. Displacer gap losses in beta and gamma Stirling engines, *Energy* 72 (2014) 135-144.
- [5] K. Mohammad Hadi, R. Askari Moghadam, and A. Hajinezhad. Simulation and experimental evaluation of Stirling refrigerator for converting electrical/mechanical energy to cold energy, *Energy conversion and management* 184 (2019) 83-90.
- [6] M. Z. Getie, F. Lanzetta, S. Bégot, B. T. Admmassu . Numerical Modeling and experimental validation of a Beta-type Stirling refrigerator, *unpublished manuscript* (2020)
- [7] B. Mojtaba, and H. Sayyaadi. Simple-II: a new numerical thermal model for predicting thermal performance of Stirling engines, *Energy* 69 (2014) 873-890.
- [8] S. Djetel-Gothe, S. Bégot, F. Lanzetta, and E. Gavignet. Design, manufacturing and testing of a Beta Stirling machine for refrigeration applications, *International Journal of Refrigeration* (2020)
- [9] A. Fawad, H. Hulin, and A. Mashood Khan. Numerical modeling and optimization of beta-type Stirling engine, *Applied Thermal Engineering* 149 (2019) 385-400.
- [10] A. Mohammad H., M.-Ali Ahmadi, and F. Pourfayaz. Thermal models for analysis of performance of Stirling engine: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 68 (2017): 168-184.
- [11] T. Iskander, Y. Timoumi, and S. Ben Nasrallah. Analysis and design consideration of mean temperature differential Stirling engine for solar application, *Renewable Energy* 33.8 (2008) 1911-1921.

Acknowledgements

This work has been supported by the EiPHi Graduate school (Contract "ANR-17-EURE-0002"). I would also like to thank friends, colleagues, administrative and technical support from FEMTO-ST laboratory in France and BiT staffs in Ethiopia in kind.

Optimisations énergétique et exergetique d'un système de valorisation de chaleur fatale industrielle basse température sur réseau de chaleur

Energetic and exergetic optimizations of a low-temperature industrial waste heat valorisation system in district heating

Jaume FITÓ¹, Sacha HODENCQ², Julien RAMOUSSE^{1*}, Frédéric WURTZ², Benoit STUTZ¹, François DEBRAY³, Benjamin VINCENT³

¹ Laboratoire Optimisation de la Conception et Ingénierie de l'Environnement
51 avenue du lac Léman – 73376 Le Bourget-Du-Lac

² G2Elab, Université Grenoble Alpes
18 rue des Martyrs – 38042 Grenoble

³ Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses
25 rue des Martyrs – 38042 Grenoble

* (auteur correspondant : julien.ramousse@univ-smb.fr)

Résumé – Cette étude propose un système, composé d'une pompe à chaleur et d'une unité de stockage thermique, pour valoriser la chaleur fatale basse température du LNCMI de Grenoble sur le réseau de chaleur de la presqu'île. L'optimisation de la conception est réalisée pour plusieurs niveaux de températures des rejets (35 °C, 50 °C et 85 °C) et capacités de stockage (10 MWh, 20 MWh, 30 MWh ou 40 MWh). L'optimisation énergétique permet de couvrir 49,2 % des besoins du réseau, tandis que l'optimisation exergetique diffère et réduit les pertes exergetiques globales de 42,3 %.

Mots-clés : Valorisation de chaleur fatale ; Exergie ; Réseau de chaleur ; Simulation annuelle ; *MILP*.

Abstract – This study proposes a system made up of a heat pump and a thermal storage unit for valorisation of the low temperature waste heat from the LNCMI of Grenoble in the nearby district heating network. The optimal design is determined for different temperature levels of the waste heat (35 °C, 50 °C and 85 °C) and different storage capacities (10 MWh, 20 MWh, 30 MWh, 40 MWh). The energetically optimal design reaches 49,2 % coverage of the network's needs, while the exergetic optimisation suggests a different design which reduces global exergy losses by 42,3 %.

Keywords: Waste heat valorisation; Exergy; District heating; Yearly simulation; *MILP*.

Nomenclature

COP Coefficient Of Performance

Ex exergie, kWh

Q chaleur, kWh

T température, K

t temps, h

W puissance électrique, kW

Symboles grecs

η rendement exergetique, kWh/kWh

ξ facteur chaleur/électricité

Indices et exposants

APP appoint de chaleur

C cycle de Carnot

D détruit/e

DISS dissipation

e entrée

fat fatale

fin final

GLOB global

ini initial

p, P pertes locales, pertes totales

PAC pompe à chaleur

RES réseau de chaleur

s sortie

SST sous-station

STO stockage thermique

VAL système de valorisation

1. Introduction

Le principe de récupérer de la chaleur fatale industrielle pour l'injecter sur des réseaux de chaleur est une perspective de plus en plus étudiée dans la littérature [1]. Cette introduction de nouvelles sources de chaleur, ainsi que les éventuelles différences entre ses niveaux de température, rendent l'analyse exergétique intéressante. L'exergie évalue la qualité des flux d'énergie et donne des pistes pour une transformation optimale de l'énergie [2], que l'analyse énergétique ne permet pas [3]. En conséquence, l'exergie est de plus en plus utilisée pour l'analyse [4] et le développement durable [5,6] des réseaux, et la planification urbaine [7].

Dans cette étude, nous présentons une étude de cas sur la récupération de chaleur fatale industrielle basse température pour injection sur un réseau de chaleur voisin. Cette étude s'appuie sur un profil variable de rejets de chaleur et un autre profil variable de consommation de chaleur sur le réseau (au pas horaire). Le projet doit relever deux enjeux majeurs : 1) Le manque d'adéquation entre les profils de rejets et de consommation de chaleur ; 2) La différence de températures entre la chaleur fatale et le réseau de chaleur.

Pour répondre à ces verrous, le système proposé consiste en une pompe à chaleur accompagnée par une unité de stockage thermique. Les optimisations énergétique et exergétique de la conception de ce système sont réalisées pour différents niveaux de température de la chaleur fatale (à savoir 35 °C, 50 °C et 85 °C) et différentes capacités de stockage (10 MWh, 20 MWh, 30 MWh ou 40 MWh). Les performances annuelles sont évaluées et comparées pour différentes configurations, basées sur une gestion optimale des flux d'énergies, déterminée à l'aide de l'outil d'optimisation « open source » OMEGAlpes (Optimization ModELs Generation for Energy Systems).

2. Méthodologie

2.1. Description du système

La Figure 1 présente le schéma de principe des systèmes actuel (lignes en continu) et prospectif (lignes en pointillé). De plus, les composants sont classés qualitativement sur l'axe des ordonnées en fonction du facteur exergétique de l'énergie mise en jeu, afin d'illustrer les dégradations d'énergie dans le système. Des figures similaires [7] existent dans la littérature où les sources de chaleur sont classées en fonction de leurs niveaux de température.

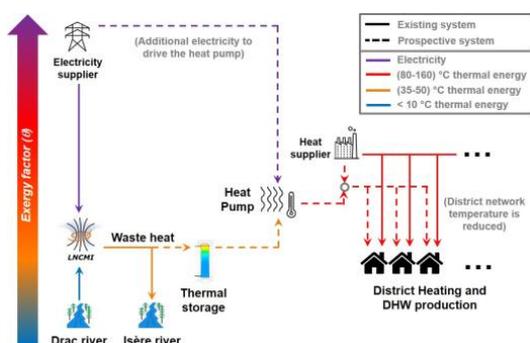


Figure 1 : « Exergo-schéma » de principe.

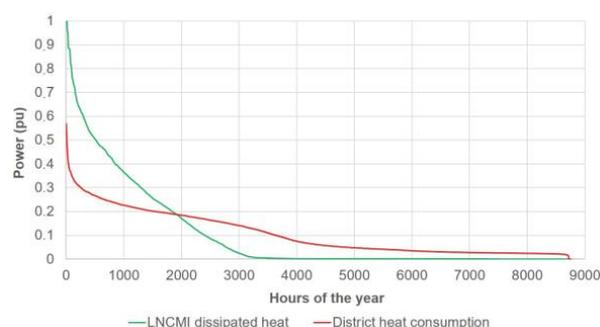


Figure 2 : Monotones de puissance.

Le Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI, CNRS) est caractérisé par une consommation énergétique en 2018 de 15 GWh avec une puissance maximale de 24 MW. Ses aimants électro-intensifs produisent des champs magnétiques de haute intensité, qui permettent de réaliser des essais d'une haute valeur scientifique. Ces champs magnétiques ne sont pas utilisés pour produire du travail mécanique. En conséquence,

toute l'électricité consommée est dissipée par effet Joule sous la forme de chaleur. Cette chaleur est actuellement évacuée par un circuit hydraulique depuis la rivière Drac jusqu'à la rivière Isère. La température de la chaleur évacuée varie entre 10 °C et 40 °C et dépend de la puissance électrique consommée par l'aimant, de la température du Drac et du mode de refroidissement. Ce rejet de chaleur pourrait être valorisé sur le réseau de chaleur de la Presqu'île grenobloise pour satisfaire les besoins résidentiels de chauffage et d'eau chaude sanitaire. Actuellement la température d'attaque est de 120 °C, néanmoins ses opérateurs cherchent à la réduire à 85 °C d'ici 2022 sur la zone géographique étudiée.

La Figure 2 montre les monotones de puissance de la consommation électrique du LNCMI et des besoins résidentiels de chaleur à fournir par le réseau. Les profils annuels (au pas horaires) ne sont pas présentés ici pour des raisons de confidentialité. Il faut noter ici que les ordres de grandeur de la chaleur fatale disponible et les besoins du réseau sont similaires. Ainsi, si toute la chaleur fatale était récupérée, elle pourrait satisfaire une grande partie des besoins du réseau. Ce projet de valorisation de la chaleur fatale du LNCMI doit lever les deux verrous majeurs suivants : 1) Le manque d'adéquation temporelle [8] entre les rejets de chaleur et l'appel du réseau ; 2) La température actuelle des rejets est bien inférieure à la température d'attaque sur le réseau.

Le système de valorisation de chaleur fatale proposé est composé d'une unité de stockage thermique sensible pour compenser l'inadéquation temporelle entre ressource et besoins, et d'une pompe à chaleur pour relever le niveau de température de la chaleur récupérée. La performance du système a été analysée pour les trois scénarios suivants : 1) Les rejets de chaleur étant à 35 °C (cas actuel) ; 2) Les rejets de chaleur étant à 50 °C (cas possible avec la technologie de refroidissement actuel pour les aimants) ; 3) Les rejets de chaleur étant à 85 °C (refroidissement des aimants par ébullition nucléée – technologie prospective [9]). Pour chaque scénario, plusieurs cas ont été évalués en fonction de la capacité du stockage, à savoir : 0 MWh (c.-à-d. valorisation de chaleur mais sans unité de stockage), 10 MWh, 20 MWh, 30 MWh ou 40 MWh. Pour chaque scénario, le cas de référence consiste en une absence de valorisation de chaleur.

2.2. Procédure d'optimisation et outil

L'outil d'aide à la décision OMEGAlpes [10] a été utilisé pour optimiser la gestion des flux d'énergies du système de valorisation de chaleur. OMEGAlpes est un outil d'optimisation linéaire, basé sur l'approche « *mixed integer linear programming* » [11], conçu pour générer des modèles de systèmes énergétiques multi-acteur facilement. L'outil a pour but d'assister à la modélisation de systèmes énergétiques pour des études préliminaires pour les phases de conception et d'opération. OMEGAlpes a été développé au sein du laboratoire G2Elab en qualité d' « open source » et codé sur Python. L'outil permet un environnement à haut niveau d'abstraction : le système multi-énergie est modélisé comme plusieurs unités de production, de consommation, de stockage et de conversion interconnectées à travers de nœuds énergétiques. Le processus d'optimisation nécessite la définition des contraintes, des objectifs et du pas de temps.

2.3. Analyse énergétique

En raison des profils transitoires de consommation et de rejet de chaleur fatale, le bilan global est calculé sur l'année avec un pas de temps de 1 heure. Les hypothèses simplificatrices suivantes ont été prises en compte :

- Les pertes de charge, de température et de chaleur dans les tuyauteries sont négligées.
- Les pertes de chaleur au sein du stockage thermique sont prises en compte.

- Les états de charge initial et final du stockage thermique sont les identiques.

Les rejets de chaleur du LNCMI (eq. 1) sont estimés à partir de l'électricité consommée avec un coefficient de récupération ξ fixé à 0,85. Ces rejets sont soit directement dissipés, soit transférés à la pompe à chaleur (ou au réseau si $T_{fat} = 85^\circ\text{C}$), soit stockés (eq. 2).

$$\dot{Q}_{fat}(t) = \xi \cdot \dot{W}_{LNCMI}^{el}(t) \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{fat}(t) = \dot{Q}_{DISS}(t) + \dot{Q}'_{PAC}(t) + \dot{Q}_{STO}^e(t) \quad (2)$$

La puissance thermique qui rentre ou sort de l'unité de stockage est limitée par la puissance maximale de charge/décharge, fixée à 6,7 MW par une étude technique précédente. La chaleur contenue dans l'unité au pas de temps suivant est calculée au moyen du bilan énergétique sur le pas de temps actuel (eq. 3), en tenant compte des entrées, sorties et pertes de chaleur (représentant 1 % de la chaleur totale stockée). La capacité maximale de l'unité de stockage est fixée pour chacun des scénarios étudiés. Les états de charge initial et final de l'unité sont les mêmes (eq. 4), comme mentionné dans les hypothèses.

$$U_{STO}(t + \Delta t) = U_{STO}(t) + [\dot{Q}_{STO}^e(t) - \dot{Q}_{STO}^s(t) - \dot{Q}_{STO}^p(t)] \cdot \Delta t \quad (3)$$

$$U_{STO}(t_{fin}) = U_{STO}(t_{ini}) \quad (4)$$

La chaleur injectée dans la pompe à chaleur provient soit de l'unité de stockage, soit des rejets du LNCMI si ceux-ci sont simultanées avec les besoins résidentiels (eq. 5). Le bilan énergétique est appliqué sur la pompe à chaleur (eq. 6) en prenant en compte son COP (eq. 7) pour assurer une température en sortie de 85°C . Dans les conditions nominales (température en entrée de la PAC $T_{PAC}^e = 35^\circ\text{C}$), les performances d'une machine réelle sont utilisées : $COP = 3$ et une puissance maximale $\dot{W}_{max} = 1260 \text{ kW}_{el}$. Ces paramètres ont été extrapolés en supposant que le rendement selon la seconde loi de la thermodynamique (éq. 8) de la pompe à chaleur est constant. Pour la même température en sortie ($T_{PAC}^s = 85^\circ\text{C}$) et le même flux de chaleur en sortie, pour une température en entrée $T_{PAC}^e = 50^\circ\text{C}$ on obtient : $COP = 4,29$ et la $\dot{W}_{max} = 881 \text{ kW}_{el}$.

$$\dot{Q}_{PAC}^e(t) = \dot{Q}'_{PAC}(t) + \dot{Q}_{STO}^s(t) \quad (5)$$

$$\dot{Q}_{PAC}^e(t) + \dot{W}_{PAC}^{el}(t) = \dot{Q}_{PAC}^s(t) \quad (6)$$

$$COP_{PAC} = \frac{\dot{Q}_{PAC}^s(t)}{\dot{W}_{PAC}^{el}(t)} \quad (7)$$

$$\frac{COP_{PAC}(T_{PAC}^e=50^\circ\text{C})}{COP_C(T_{PAC}^e=50^\circ\text{C})} = \frac{COP_{PAC}(T_{PAC}^e=35^\circ\text{C})}{COP_C(T_{PAC}^e=35^\circ\text{C})} \quad (8)$$

Pour satisfaire les besoins résidentiels, la chaleur fournie par la pompe à chaleur est complétée par un appoint provenant du réseau à haute température (eq. 9). Celui-ci est en capacité de satisfaire la totalité des besoins de chaleur du réseau à tout instant, si nécessaire. La puissance thermique fournie par le système de valorisation est calculée différemment en fonction de la température des rejets de chaleur (eqs. 10 ou 11). L'indicateur utilisé pour l'optimisation énergétique est le Taux De Couverture (TDC , eq. 12). Cet indicateur rend compte de la part des besoins résidentiels couvert par le système.

$$\dot{Q}_{VAL}^s(t) + \dot{Q}_{APP}(t) = \dot{Q}_{RES}^e(t) \quad (9)$$

$$\dot{Q}_{VAL}^s(t) = \dot{Q}_{VAL}^e(t) - \dot{Q}_{STO}^p(t) \quad [si T_{fat} = 85^\circ\text{C}] \quad (10)$$

$$\dot{Q}_{VAL}^s(t) = \dot{Q}_{PAC}^s(t) \quad [si T_{fat} = 35^\circ\text{C} \text{ ou } 50^\circ\text{C}] \quad (11)$$

$$\text{Taux De Couverture (TDC)} = \frac{\sum_{t=t_{ini}}^{t=t_{fin}} \dot{Q}_{VAL}^s(t) \cdot \Delta t}{\sum_{t=t_{ini}}^{t=t_{fin}} \dot{Q}_{RES}^e(t) \cdot \Delta t} \cdot 100 \quad (12)$$

2.4. Analyse exergetique

Pour l'analyse exergetique le modèle énergétique a été complété par les hypothèses simplificatrices et les équations suivantes :

- Les exergies potentielle et cinétique sont négligées.
- Le procédé de production de chaleur du réseau haute température a un rendement exergetique constant (η_{APP}^{ex}).
- L'exergie détruite par les activités du LNCMI (mise en œuvre de champs magnétiques intenses à des fins de recherche scientifique) n'est pas prise en compte, puisque l'utilité finale n'est pas quantifiable pour une analyse exergetique. La chaleur rejetée est assimilée à un sous-produit de leurs activités.

Pour cette étude, la température de l'état mort T_0 est fixée par la température la plus faible de l'Isère au cours de l'année, soit $T_0 = 8$ °C. Cette valeur est gardée constante pour toute l'étude, pour conserver la propriété fondamentale de fonction d'état de l'exergie [12].

Toute la chaleur rejetée à l'Isère est assimilée à de l'exergie détruite, puisque sa température est ramenée à celle de la rivière (eq. 13). L'unité de stockage thermique n'a pas d'exergie détruite liée à la diminution de température de la chaleur stockée, ni liée à la perte de stratification des températures, car ces deux effets ont été négligés. Néanmoins, elle a des pertes d'exergie liées aux pertes de chaleur (eq. 14).

$$\dot{E}x_{DISS}^D(t) = \dot{Q}_{DISS}(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{fat}}\right) \quad (13)$$

$$\dot{E}x_{STO}^p(t) = \dot{Q}_{STO}^p(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{STO}}\right) \quad (14)$$

L'exergie détruite au sein de la pompe à chaleur est calculée au moyen du bilan exergetique (eq. 15), en complément du bilan énergétique précédemment présenté. L'exergie détruite par le procédé de production de chaleur du réseau haute température à T_{app} est calculée à partir du bilan exergetique appliqué au procédé, où l'exergie en entrée est exprimée en fonction de l'exergie en sortie et du rendement exergetique (eq. 16). La valeur choisie pour ce rendement exergetique a été fixée $\eta_{APP}^{ex} = 0,40$, en cohérence avec les valeurs typiques pour les chaudières à gaz [13] ou les chaudières à vapeur [14].

$$\dot{E}x_{PAC}^D(t) = \dot{Q}_{PAC}^s(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{\dot{Q}_{PAC}^s}}\right) + \dot{W}_{PAC}^{el}(t) - \dot{Q}_{PAC}^s(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{\dot{Q}_{PAC}^s}}\right) \quad (15)$$

$$\dot{E}x_{APP}^D(t) = \dot{Q}_{APP}(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{APP}}\right) \cdot \left(\frac{1}{\eta_{APP}^{ex}} - 1\right) \quad (16)$$

L'exergie détruite au sein du réseau de chaleur est calculée à partir du bilan exergetique tout en prenant en compte les apports de chaleur par la pompe à chaleur et par le réseau haute température, et la chaleur fournie aux sous-stations (eq. 17). Puisque $T_{PAC}^s = T_{RES}^s$ en tout moment et dans tous les scénarios, la seule destruction d'exergie correspond à la réduction de température du flux de chaleur issu du réseau haute température \dot{Q}_{APP} de $T_{APP} = 120$ °C jusqu'à $T_{RES}^s = 85$ °C. En conséquence, l'équation 17 se réduit à l'équation 18.

$$\dot{E}x_{RES}^D(t) = \dot{Q}_{PAC}^s(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{PAC}^s}\right) + \dot{Q}_{APP}(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{APP}}\right) - \dot{Q}_{RES}^s(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{RES}^s}\right) \quad (17)$$

$$\dot{E}x_{RES}^D(t) = \dot{Q}_{APP}(t) \cdot \left(\frac{T_0}{T_{RES}^s} - \frac{T_0}{T_{APP}}\right) \quad (18)$$

L'exergie détruite au sein des sous-stations résulte de la réduction en température de la chaleur issue du réseau (85 °C) fournie aux utilisateurs ($T_{SST} = 60$ °C) (eq. 19). L'indicateur

retenu pour l'optimisation exergetique est le rendement exergetique global « Système de valorisation + Réseau de chaleur » (eq. 20), déterminé par le rapport entre les pertes exergetiques globales (eq. 21) et l'exergie fournie globalement au système (eq. 22), issues de la simulation annuelle (c.-à-d. de $t_{ini} = 0$ h jusqu'à $t_{fin} = 8760$ h).

$$\dot{E}x_{SST}^D(t) = \dot{Q}_{RES}(t) \cdot \left(\frac{T_0}{T_{SST}^s} - \frac{T_0}{T_{RES}^s} \right) \quad (19)$$

$$\eta_{GLOB}^{ex} = 1 - \frac{\dot{E}x_{GLOB}^P}{\dot{E}x_{GLOB}^e} \quad (20)$$

$$\dot{E}x_{GLOB}^P = \sum_{t=t_{ini}+\Delta t}^{t=t_{fin}} [\dot{E}x_{DISS}^D(t) + \dot{E}x_{STO}^P(t) + \dot{E}x_{PAC}^D(t) + \dot{E}x_{APP}^D(t) + \dot{E}x_{RES}^D(t) + \dot{E}x_{SST}^D(t)] \cdot \Delta t \quad (21)$$

$$\dot{E}x_{GLOB}^e = \sum_{t=t_{ini}+\Delta t}^{t=t_{fin}} \left[\dot{E}x_{fat}(t) + \dot{W}_{PAC}^{el}(t) + \dot{Q}_{APP}(t) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_{APP}} \right) \cdot \left(\frac{1}{\eta_{APP}^{ex}} \right) \right] \cdot \Delta t \quad (22)$$

3. Résultats et discussion

Les figures 3 et 4 montrent l'évolution des indicateurs énergétique et exergetique, respectivement, en fonction de la capacité de l'unité de stockage thermique, pour différents niveaux de température des rejets de chaleur. Le cas de référence (c.-à-d. aucune valorisation de chaleur) est également affiché.

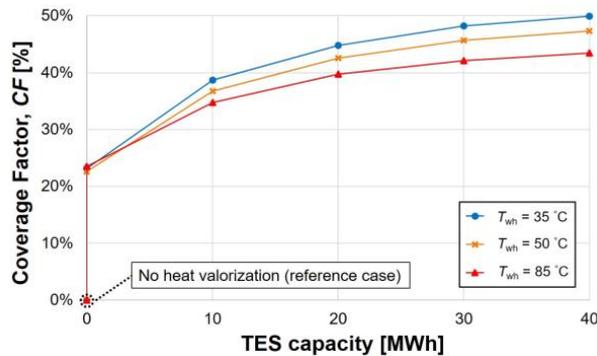


Figure 3 : TDC vs Capacité de stockage.

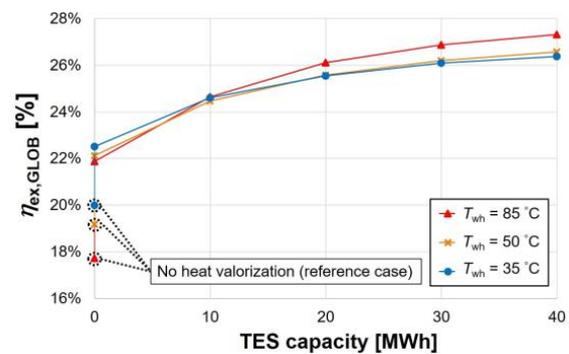


Figure 4 : η_{GLOB} vs Capacité de stockage.

L'optimisation selon le critère du Taux De Couverture (TDC) préconise de rejeter la chaleur fatale à 35 °C avec un stockage de 40 MWh, permettant de couvrir 49,2 % des besoins. Ce résultat s'explique par l'augmentation du COP de la pompe à chaleur avec sa température d'entrée (température de sortie fixée à 85 °C) : plus le COP est élevé, plus faible est le rapport entre les flux de chaleur sortant et entrant de la pompe à chaleur, impliquant alors une baisse du flux de chaleur délivré au réseau (à flux de chaleur fatale valorisable constant). Le cas à 85 °C est le moins prometteur vis-à-vis du TDC car il n'y a pas de pompe à chaleur : la chaleur injectée sur le réseau correspond à la chaleur fatale valorisable.

L'optimisation exergetique confirme l'intérêt de mettre en place le stockage le plus large possible (40 MWh). En revanche, cette optimisation diffère de l'optimisation énergétique visant à maximiser le TDC vis-à-vis de la température des rejets de chaleur. Cet indicateur exergetique recommande de rejeter à 85 °C en raison de l'absence de pompe à chaleur. En effet, la conversion d'électricité en chaleur au sein de ce composant implique des pertes exergetiques conséquentes. En conséquence, l'optimisation exergetique évite la mise en place de ce composant, ce qui donne lieu à un rendement exergetique de 27,2 %, soit une réduction de 42,3 % des pertes exergetiques par rapport au cas de référence.

Les résultats de ces optimisations vis-à-vis de la capacité de l'unité de stockage sont à modérer : l'asymptote illustrée par les deux indicateurs en fonction de la capacité de stockage laisse supposer qu'un optimum se dessinera avant les 40 MWh suggérés, si un critère économique est intégré à l'étude, en complément de potentielles contraintes techniques non

considérées [15]. Le Tableau 1 présente les résultats obtenus pour les indicateurs étudiés (Taux De Couverture et exergie globale détruite), pour le cas globale (GLOB), la dissipation de chaleur (DISS), le stockage (STO) la pompe à chaleur (PAC), l'appoint de chaleur (APP), le réseau (RES) et les sous-stations (SST). Les étoiles signalent les scénarios de référence, c.-à-d. sans valorisation de chaleur.

T_{fat} °C	Q_{STO} MWh	TDC %	$\eta_{\text{ex,GLOB}}$ %	Ex_D , GWh/an						
				GLOB	DISS	STO	PAC	APP	RES	SST
35*	0	0,0	20,0	14,7	1,6	-	-	10,0	1,6	1,4
35	0	23	22,5	12,6	1,3	-	1,0	7,7	1,3	1,4
35	10	39	24,7	11,2	1,1	0,001	1,6	6,1	1,0	1,4
35	20	45	25,5	10,7	1,0	0,003	1,9	5,5	0,9	1,4
35	30	48	26,0	10,4	0,9	0,004	2,0	5,3	0,9	1,4
35	40	49	26,3	10,3	0,9	0,006	2,0	5,1	0,8	1,4
50*	0	0	19,2	15,4	2,4	-	0,0	10,0	1,6	1,4
50	0	23	22,1	12,9	1,9	-	0,6	7,8	1,3	1,4
50	10	37	24,5	11,3	1,5	0,011	1,0	6,3	1,0	1,4
50	20	43	25,6	10,7	1,4	0,025	1,2	5,8	0,9	1,4
50	30	45	26,1	10,4	1,3	0,040	1,2	5,5	0,9	1,4
50	40	47	26,5	10,2	1,3	0,055	1,3	5,4	0,9	1,4
85*	0	0	17,7	17,0	4,0	-	-	10,0	1,6	1,4
85	0	24	21,9	13,1	2,8	-	-	7,7	1,2	1,4
85	10	35	24,8	11,1	2,2	0,001	-	6,5	1,1	1,4
85	20	40	26,2	10,3	1,9	0,003	-	6,0	1,0	1,4
85	30	42	26,8	10,0	1,8	0,004	-	5,8	0,9	1,4
85	40	43	27,2	9,8	1,8	0,006	-	5,7	0,9	1,4

Tableau 1 : Résultats principaux des analyses énergétique et exergetique.

4. Conclusions et perspectives

Cette étude a permis de confronter les optimisations énergétique et exergetique de la conception d'un système de valorisation de chaleur fatale industrielle basse température sur réseau de chaleur. L'étude a été réalisée à l'aide de l'outil OMEGAlpes sur la simulation annuelle du système pour plusieurs niveaux de température des rejets de chaleur (35 °C, 50 °C et 85 °C) et différentes capacités de l'unité de stockage thermique (de 10 MWh à 40 MWh).

Les critères énergétique et exergetique sont unanimes vis-à-vis de l'intérêt de valoriser la chaleur fatale, et ce pour le plus grand stockage possible (40 MWh). En revanche, ils divergent vis-à-vis de la température optimale des rejets de chaleur. En effet, le critère énergétique du taux de couverture des besoins résidentiels est plus important pour $T = 35$ °C grâce à l'utilisation de la pompe à chaleur, tandis que le rendement exergetique global est maximisé pour une température des rejets thermiques à $T = 85$ °C, grâce à l'absence de pompe à chaleur. Un taux de couverture pouvant atteindre 49,2 % et une réduction des pertes exergetiques de 42,3 % par rapport au cas de référence sont évalués, en fonction de la conception retenue, justifiant pleinement la mise en œuvre d'un tel système de valorisation de la chaleur fatale du LNCMI.

Ces premières conclusions d'ordre technique sont susceptibles d'évoluer lors des optimisations technico-économique et exergo-économique prévues par la suite. Par exemple, les deux critères utilisés suggèrent de mettre en place une unité de stockage la plus grande possible, alors que le critère économique nous orientera très probablement vers un compromis différent. En outre, l'importance relative des coûts exergetiques de chacun des flux devrait suggérer d'autres conceptions optimales.

Références

- [1] Rezaie B, Rosen MA. District heating and cooling: Review of technology and potential enhancements. *Appl Energy* 2012;93:2–10. doi:10.1016/j.apenergy.2011.04.020.
- [2] Terehovics E, Veidenbergs I, Blumberga D. Exergy Analysis for District Heating Network. *Energy Procedia* 2017;113:189–93. doi:10.1016/j.egypro.2017.04.053.
- [3] Sangi R, Müller D. A novel hybrid agent-based model predictive control for advanced building energy systems. *Energy Convers Manag* 2018;178:415–27.
- [4] Gong M, Werner S. Exergy analysis of network temperature levels in Swedish and Danish district heating systems. *Renew Energy* 2015;84:106–13. doi:10.1016/j.renene.2015.06.001.
- [5] Kilkiş Ş. Energy system analysis of a pilot net-zero exergy district. *Energy Convers Manag* 2014;87:1077–92. doi:10.1016/j.enconman.2014.05.014.
- [6] Kilkiş Ş. A net-zero building application and its role in exergy-aware local energy strategies for sustainability. *Energy Convers Manag* 2012;63:208–17. doi:10.1016/j.enconman.2012.02.029.
- [7] Leduc WRWA, Van Kann FMG. Spatial planning based on urban energy harvesting toward productive urban regions. *J Clean Prod* 2013;39:180–90. doi:10.1016/j.jclepro.2012.09.014.
- [8] Cao S, Hasan A, Sirén K. On-site energy matching indices for buildings with energy conversion, storage and hybrid grid connections. *Energy Build* 2013;64:423–38. doi:10.1016/j.enbuild.2013.05.030.
- [9] Hodencq S, Debray F, Trophime C, Vincent B, Stutz B, Delinchant B, et al. Thermohydraulics of High Field Magnets : from microns to urban community scale. 24ème Congrès Français de Mécanique, Brest (France): 2019.
- [10] Pajot C. OMEGAlpes : Outil d'aide à la décision pour une planification énergétique multi-fluides optimale à l'échelle des quartiers. Thèse de Doctorat. Université de Grenoble, 2019.
- [11] Allegrini J, Orehounig K, Mavromatidis G, Ruesch F, Dorer V, Evins R. A review of modelling approaches and tools for the simulation of district-scale energy systems. *Renew Sustain Energy Rev* 2015;52:1391–404. doi:10.1016/j.rser.2015.07.123.
- [12] Pons M. On the reference state for exergy when ambient temperature fluctuates. *Int J Thermodyn* 2009;12:113–21.
- [13] Terhan M, Comakli K. Energy and exergy analyses of natural gas-fired boilers in a district heating system. *Appl Therm Eng* 2017;121:380–7. doi:10.1016/j.applthermaleng.2017.04.091.
- [14] Vučković GD, Stojiljković MM, Vukić M V. First and second level of exergy destruction splitting in advanced exergy analysis for an existing boiler. *Energy Convers Manag* 2015;104:8–16. doi:10.1016/j.enconman.2015.06.001.
- [15] Hoffmann JF, Fasquelle T, Goetz V, Py X. Experimental and numerical investigation of a thermocline thermal energy storage tank. *Appl Therm Eng* 2017;114:896–904. doi:10.1016/j.applthermaleng.2016.12.053.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude pour le support économique à : La Région Auvergne-Rhône-Alpes dans le cadre du projet OREBE (Optimisation holistique des Réseaux d'Énergie et des Bâtiments producteurs d'énergie dans les Eco-quartiers) ; l'ADEME dans le cadre du projet RETHINE (Réseaux Electriques et Thermiques InterconNEctés) ; et l'ANR (Agence Nationale de la Recherche) dans le cadre du programme « Investissements d'avenir » (ANR-15-IDEX-02).

Les auteurs souhaitent également remercier les autres membres de l'équipe de développement d'OMEGAlpes, avec notamment Camille Pajot (G2Elab, Grenoble), Benoit Delinchant (G2Elab, Grenoble) et Lou Morriet (G2Elab et PACTE, Grenoble).

Stockage thermique latent pour la récupération de chaleur fatale (120 - 150°C) : stabilité des matériaux

Latent thermal energy storage system for waste heat recovery (120 - 150°C): materials stability

Yasmine LALAU^{1*}, Didier HAILLOT², Sacha RIGAL¹, Jean-Pierre BEDECARRATS¹

¹ Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés, IPRA, Pau, France

² École de Technologie Supérieure, Département de génie mécanique, 1100, rue Notre-Dame Ouest, Montréal, H3C1K3, Canada

*auteur correspondant : yasmine.lalau@univ-pau.fr

Résumé – L'industrie européenne consomme plus de la moitié de son énergie sous forme de chaleur (~1800 TWh.an⁻¹) dont une partie est perdue lors du fonctionnement des procédés. La récupération et la valorisation de cette chaleur dite fatale permet de fournir une chaleur à empreinte CO_{2eq} nulle et de réduire les coûts de production. L'industrie manque de solutions rentables et robustes pour valoriser la chaleur fatale entre 100 et 200°C, en adéquation aux besoins de consommations. Dans cet objectif, un système de stockage d'énergie par chaleur latente est envisagé entre 120 et 150°C, nécessitant des matériaux présentant des performances thermiques élevées et stables dans le temps ainsi qu'un coût abordable. Cette communication expose les critères de sélection d'un panel de matériaux ayant abouti à la caractérisation et à l'étude du vieillissement de deux candidats prometteurs.

Mots-clés : Stockage thermique ; Matériaux à changement de phase (MCP) ; Vieillissement ; Chaleur fatale ; Efficacité énergétique.

Abstract – Thermal energy represents more than half of energy needs in European industry, but still misspend in processes as waste heat mostly between 100 and 200°C. Waste heat recovery and valorization provide carbon-free heat and reduce the production costs. The industrial sector is seeking for affordable and rugged solutions that should adapt the heat valorization to heat demand. This study aims at identifying suitable latent heat materials to reach that objective: the selected candidates should show good thermal performances that remain stable after aging and reasonable price. This communication details the selection process and aging results for two promising PCM.

Keywords: Thermal storage; Phase Change Materials (PCM); Aging; Waste heat; Energy efficiency.

Nomenclature

ρ masse volumique, kg.m⁻³
 ΔH chaleur latente, kJ.kg⁻¹
 T température, °C
 T_{fusion} température de fusion, °C

T_{onset} approximation graphique de T_{fusion} , °C
 $T_{1\%}$ seuil de perte de masse de 1%, °C
 ΔT_{moy} écart moyen entre les températures de fusion et de cristallisation, °C

1. Introduction

L'industrie française représente 19 % de la consommation nationale d'énergie finale, soit environ 300 TWh/an issus à 60% de combustibles fossiles, essentiellement importés [1]. La maîtrise de cette consommation présente de forts enjeux économiques, environnementaux, et en termes de sécurité énergétique. L'efficacité énergétique est un vecteur majeur de réduction des consommations, dont un des leviers est la récupération des chaleurs perdues dans les

procédés thermiques. Le potentiel français de ces chaleurs dites fatales est de 110 TWh, dont environ la moitié est perdue à plus de 100°C [1], et principalement en-dessous de 200°C [2].

L'industrie manque de solutions rentables et robustes pour valoriser la chaleur fatale dans cette gamme de température, en adéquation aux besoins de consommations qui peuvent être déphasés par rapport aux pertes [3]. L'une des voies possibles est la récupération de ces flux thermiques via un stockage thermique contenant des matériaux à changement de phase [4]. Les deux atouts principaux de cette technologie sont : (1) sa haute densité énergétique, facilitant l'intégration du système dans un environnement industriel complexe ; (2) la température relativement constante fournie, évitant les perturbations des procédés en aval [5].

Dans cet objectif, un système de stockage d'énergie par chaleur latente est envisagé entre 120 et 150°C, nécessitant des matériaux présentant des performances thermiques élevées et stables dans le temps ainsi qu'un coût abordable. Cette communication expose les critères de sélection d'un panel de matériaux ayant abouti à la caractérisation et à l'étude du vieillissement de deux candidats prometteurs.

2. Sélection des matériaux candidats pour un stockage dans la gamme 120-150°C

Le premier critère pour choisir le matériau à changement de phase adapté à l'application visée est sa température de transition T_{fusion} , qui doit se situer ici dans la gamme 120-150°C. De plus, les critères du Tableau 1 doivent être pris en compte [6][7].

Physiques	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Une haute variation d'enthalpie volumique (chaleur latente et densité importantes) permettant de fournir un stockage de haute densité énergétique, au-delà d'un seuil fixé à 50 kWh.m⁻³ (~variation d'enthalpie de l'eau pour une variation de température de 43°C) ; ✓ Une haute conductivité thermique permettant d'intensifier les transferts de chaleur et d'augmenter la puissance de charge/décharge (information peu accessible) ; ✓ Un bon équilibre de phase, évitant une ségrégation défavorable au transfert de chaleur ; ✓ Pas ou peu de surfusion qui retarde la cristallisation.
Chimiques	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Une stabilité chimique à long terme pour éviter la dégradation des performances lors des cyclages thermiques ; ✓ Une compatibilité avec la matière en contact afin d'éviter la corrosion ; ✓ Pas de toxicité et de risque d'incendie.
Economiques	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Le matériau doit être disponible en quantités industrielles ; ✓ Le coût du système doit être adapté à son utilisation : pour un stockage court terme (~3 cycles par jours), l'International Renewable Energy Agency estime un investissement viable en-dessous de 225 €.kWh⁻¹ [8]. En comptant environ 45% de cet investissement pour le MCP [9], son coût doit rester inférieur à 100 €.kWh⁻¹ comme ordre de grandeur.

Tableau 1 : Critères de sélection d'un matériau de stockage

Le Tableau 2 répertorie les MCP organiques recensés dans littérature dont T_{fusion} se situe dans la gamme visée. Sont également précisées leur masse volumique ρ , leur chaleur latente ΔH_{fusion} , et la variation d'enthalpie volumique. La gamme de prix des matériaux est estimée à partir de cette dernière, et classée de la manière suivante : <50 €.kWh⁻¹ (+ + +), <100 €.kWh⁻¹ (+ +), <150 €.kWh⁻¹ (+), <500 €.kWh⁻¹ (-), < 1000 €.kWh⁻¹ (- -), >1000 €.kWh⁻¹ (- - -).

Trois catégories de matériaux à changement de phase ont été écartées :

- Les métaux, de par leur coût trop élevé. Deux MCP se situent dans la gamme de température [10] : l'Indalloy 255 et 281, avec des températures de fusion respectives de 125°C et 138°C.

- Les eutectiques, de par leur complexité de fabrication industrielle et l'incertitude d'obtenir réellement l'eutectique souhaité. Cinq MCP auraient pu satisfaire le critère T_{fusion} [11][12] : 30% mLiNO₃+18% mNaNO₃+52% mKNO₃ ($T_{\text{fusion}}=120^{\circ}\text{C}$), 33% mLiNO₃+67% mKNO₃ ($T_{\text{fusion}}=125^{\circ}\text{C}$), 38,2% mLiNO₃+61,8% mCO(NH₂)₂ ($T_{\text{fusion}}=125^{\circ}\text{C}$, instabilité thermique), 44% mCa(NO₃)₂+44% mNaNO₃+12% mKNO₃ ($T_{\text{fusion}}=140^{\circ}\text{C}$), 40% mNaNO₂+7% mNaNO₃+53% mKNO₃ ($T_{\text{fusion}}=142^{\circ}\text{C}$).
- Les inorganiques, dont les rares candidats dans la gamme de température [12][13] sont soit indisponibles industriellement (l'ammonium zinc sulfate hexahydrate et le magnésium nitrate dihydrate, $T_{\text{fusion}}=125^{\circ}\text{C}$ et 130°C respectivement), soit prématurément dégradés (sodium acétate trihydrate, $T_{\text{fusion}}=137^{\circ}\text{C}$).

Parmi les 32 candidats, un grand nombre sont rapidement éliminés pour cause [12]–[15] :

- D'un coût trop élevé (- -) : acide mandélique, acide valporique, acide subérique, méthyl-4'-acétanilide [10], acide chrolobenzoïque et xylose-L ;
- D'une dégradation prématurée (température de décomposition de T_{fusion} : $\Delta T < 20^{\circ}\text{C}$) : urée, acide malonique, acide maléique, DL-acide malique, acide trans cinnamique, fructose-D et glucose-D ;
- D'une variation d'enthalpie inférieure à 50 kWh.m⁻³ : polyéthylène réticulé [16], stilbène, et trans-1,4-polybutadiène [5] ;
- D'une dangerosité d'utilisation (inflammabilité, toxicité) : acide picrique, benzamide, phénacétine, et acide anthranilique ;
- D'une surfusion trop importante (plus de 30°C) : erythritol (malgré une variation enthalpie de fusion très attractive) et trométhanol (cumule un coût élevé) [17].

Plusieurs polyols semblent intéressants : le maltitol, l'isomalt [18], le xylose-D et le lactitol. Cependant, les deux premiers se sont décomposés lors du premier cyclage, et les deux derniers n'étaient pas disponibles en quantités industrielles. Six MCP ont été sélectionnés pour une étude plus approfondie : l'acide succinique anhydre, l'acide benzoïque, l'anhydre phtalique [19], l'acide sébacique [20], le diméthyl téréphtalate et l'acide adipique. Leur température et leur chaleur latente de fusion seront vérifiées par calorimétrie différentielle à balayage (DSC), ainsi que leur maintien lors de cyclages. Enfin, leur dégradation thermique sera contrôlée par thermogravimétrie.

3. Analyses thermiques

3.1. Matériel et méthode

3.1.1. Analyse calorimétrique (DSC)

Les mesures de calorimétrie sont réalisées par le calorimètre à compensation de puissance Pyris Diamond DSC de Perkin-Elmer, dans des cellules hermétiques (21 bars) de capacité 60 μL. Une fois remplies de MCP, les cellules sont serties à l'aide d'une presse. Les cellules sont pesées avec une précision de 0,002 mg à l'aide de la balance Mettler Toledo XP26. L'incertitude sur la masse de l'échantillon est donc de 0,004 mg (cellules vides et pleines).

Ces essais permettent à la fois de vérifier les valeurs des températures de fusion et des variations d'enthalpies de changement de phase des matériaux sélectionnés, et de tester leur tenue thermique lors de plusieurs cycles de fusion/cristallisation. Afin de réduire le temps d'expérimentation, une vitesse de 20°C.min⁻¹ a été fixée lors des rampes de chauffe et de refroidissement et des paliers isothermes d'une minute à des températures de 30°C au-dessus de la température de fusion et 30 °C au-dessous de la température de cristallisation.

Nom	Formule ou composition	ρ [kg.m ⁻³]	T _{fusion} [°C]	ΔH_{fusion} [kJ.kg ⁻¹]	$\Delta H_{\text{fusion, vol}}$ [kWh.m ⁻³]	N° CAS	Prix [€.kWh ⁻¹]	Commentaires
Erythritol	C ₄ H ₁₀ O ₄	1480	118-120	340	140	149-32-6	+++	Surfusion >80°C
Acide succinique anhydride	C₄H₄O₃	1560	118-121	206	89	108-30-5	++	
Acide mandélique	C ₆ H ₅ CH(OH)CO ₂ H	1300	118-121	161	58	90-64-2	--	Coût trop élevé
Acide valporique	C ₈ H ₁₆ O ₂	904	120	203	51	99-66-1	--	Coût trop élevé
Acide benzoïque	C₇H₆O₂	1266	121,7	143	50	65-85-0	++	Surfusion de 22°C
Acide picrique	C ₆ H ₃ N ₃ O ₇	1760	122	75	37	88-89-1		Point éclair à 150°C, explosif
Polyéthylène réticulé (HDPE)	(C ₂ H ₄) _n	940	125	167	44	9002-88-4		Enthalpie < 50 kWh.m ⁻³
Stilbène	C ₁₄ H ₁₂	970	126	167	45	103-30-0		Enthalpie < 50 kWh.m ⁻³
Benzamide	C ₉ H ₇ NO	1341	127,2	169	63	55-21-0		Toxique
Trométhamine/ Tromethanol	C ₄ H ₁₁ NO ₃	1353	131	285	107	77-86-1	-	Surfusion 66°C, coût élevé
Anhydride phthalique	C₈H₄O₃	1530	131	159	68	85-44-9	+++	Surfusion de 23°C
Acide sébacique	C₁₀H₁₈O₄	1209	131-133	243	82	111-20-6	++	
Acide maléique	C ₄ H ₄ O ₄	1590	131-140	235	104	110-16-7		Décomposition ~145°C
DL- acide malique	C ₄ H ₆ O ₅	1601	131-140	225	100	6915-15-7		Décomposition ~150°C
Urée	CO(NH ₂) ₂	1323	132	251	92	57-13-6		Faible stabilité
Acide malonique	C ₃ H ₄ O ₄	1620	132-136			141-82-2		Décomposition ~135°C
Acide trans cinnamique	C ₉ H ₈ O ₂	1250	133	153	53	140-10-3		Décomposition ~146°C
Phénacétine	C ₁₀ H ₁₃ NO ₂	1240	134	175	60	62-44-2		Toxique
Acide chlorobenzoïque	C ₇ H ₅ ClO ₂	1540	140	164	70	118-91-2	--	Coût trop élevé
Acide subérique	C ₈ H ₁₄ O ₄	1020	141-144	245	69	505-48-6	--	Coût trop élevé
Diméthyl téréphtalate	C₁₀H₁₀O₄	1290	142	170	61	120-61-6	++	
Fructose-D	C ₆ H ₁₂ O ₆	1690	144-145	145	68	57-48-7		Dégradation prématurée
Isomalt	C ₁₂ H ₂₄ O ₁₁	1040	145	170	71	64519-82-0	-	
Trans-1,4-polybutadiène (TPB)	C ₄ H ₆	1010	145	144	40	25038-44-2		Enthalpie < 50 kWh.m ⁻³
Maltitol	C ₁₂ H ₂₄ O ₁₁	1620	145-152	173	78	585-88-6	+++	
Méthyl-4'-acétylanilide	C ₉ H ₁₁ NO	1370	146-151	180	69	103-89-9	---	Coût trop élevé
Lactitol	C ₁₂ H ₂₄ O ₁₁	1690	146-152	135-149	70	585-86-4	+++	Disponibilité industrielle
Acide anthranilique	C ₆ H ₄ (NH ₂)COOH	1410	147	148	58	118-92-3		Point éclair à 150°C
Xylose-D	C ₅ H ₁₀ O ₅	1525	147-151	216-280	118	58-86-6	+++	
Xylose -L	C ₅ H ₁₀ O ₅	1525	147-151	213	90	609-06-3	---	Coût trop élevé
Glucose -D	C ₆ H ₁₂ O ₆	1540	149-152	180	82	50-99-7		Faible stabilité
Acide adipique	C₆H₁₀O₄	1360	151-155	260	98	124-04-9	+++	

Tableau 2 : Candidats potentiels au stockage par chaleur latente dans la gamme 120-150°C [5] [10-20]

Les cycles correspondants sont schématisés sur la Figure 1 : le premier cycle correspond au conditionnement du MCP, le second sert de cycle de référence et est comparé aux 38^{ème} et 75^{ème} cycles afin de constater une éventuelle dégradation du MCP durant l'expérience.

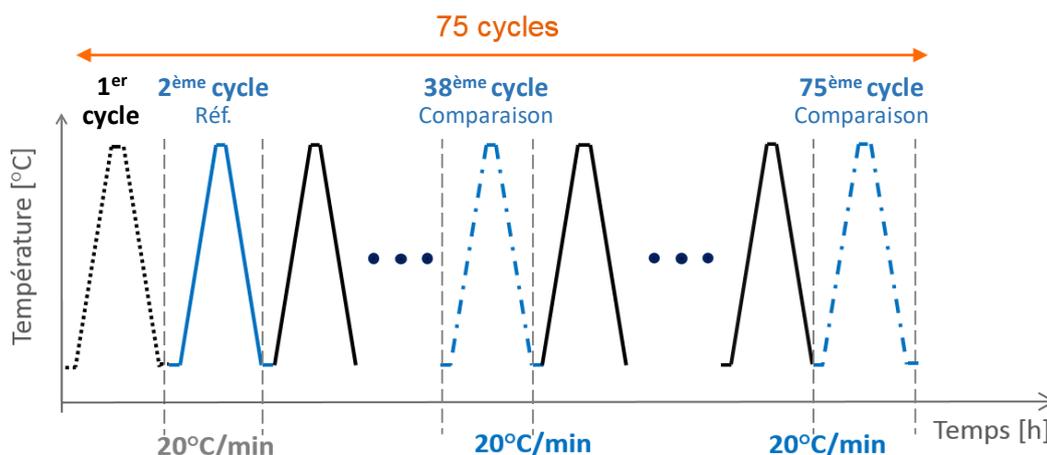


Figure 1 : Evolution des températures programmées pour le test de stabilité thermique des MCP

3.1.2. Analyse thermogravimétrique (ATG)

L'analyse thermogravimétrique (ATG) mesure le changement de masse des MCP lorsqu'ils sont soumis à une élévation anormale de température, afin de qualifier leur stabilité thermique si le système de stockage est exposé à une défaillance de régulation par exemple. Le thermogravimètre utilisé ici est le Setsys Cryostat de chez Setaram. Les essais ont été réalisés à l'aide d'une nacelle en alumine d'une contenance de 170 μL pouvant résister jusqu'à 1750 $^{\circ}\text{C}$, et les échantillons pesés avec la même balance que lors des essais de DSC (Mettler Toledo XP 26). Le gaz de balayage est l'air, représentatif des conditions industrielles. Chaque échantillon sera soumis au profil de température suivant :

- un palier isotherme de 10 minutes à 35 $^{\circ}\text{C}$ en dessous de la température de fusion ;
- une rampe de 2 $^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ jusqu'à 100 $^{\circ}\text{C}$ au-dessus de la température de fusion.

La température $T_{1\%}$, à partir de laquelle le matériau perd 1% de sa masse initiale, correspond au seuil à partir duquel la dégradation est supposée irréversible. Il faudra par conséquent que la différence de température entre T_{fusion} et $T_{1\%}$ soit suffisamment grande pour que le matériau puisse être utilisé à échelle industrielle sans risque de dégradation.

3.2. Caractérisation des matériaux sélectionnés

L'ensemble des mesures réalisées est synthétisé dans le Tableau 3. D'après l'analyse calorimétrique, les températures de fusion des matériaux (approximée graphiquement par T_{onset} , qui correspond à l'abscisse du premier point du pic exothermique) sont cohérentes avec la littérature et restent constantes au cours des cycles. Seule la fusion de l'anhydride succinique survient à une température plus basse qu'attendue, 115 $^{\circ}\text{C}$ au lieu de 118-121 $^{\circ}\text{C}$, éloignant ce candidat de la gamme de température ciblée.

Le phénomène de surfusion est lié à la géométrie de la cellule et notamment à son volume [17] : le volume des cellules de mesure n'étant pas représentatif des systèmes industriels, il n'est pas possible de conclure sur une valeur précise. Cependant, même si la surfusion sera moins importante sur un plus grand volume de MCP, la moyenne des écarts entre les températures de fusion et de cristallisation (degré de surfusion moyen) peuvent s'avérer

problématiques dans le cas de l'anhydride succinique ($\Delta T_{\text{moy}} = 60,8^{\circ}\text{C}$) et dans une moindre mesure de l'anhydride phtalique ($\Delta T_{\text{moy}} = 27,3^{\circ}\text{C}$) et de l'acide benzoïque ($\Delta T_{\text{moy}} = 25^{\circ}\text{C}$).

Les chaleurs latentes de fusion mesurées sont globalement légèrement inférieures (moins de 5%) à celles répertoriées dans la littérature, avec une chute plus marquée pour l'acide sébacique (8,5%) et l'anhydride succinique (12,5%). Au cours des cycles, cette variation d'enthalpie diminue de plus de 5% dans le cas de l'anhydride succinique, de l'anhydride phtalique, du diméthyl téréphtalate et l'acide benzoïque ; allant jusqu'à 11% de diminution entre le 2nd et le 75^{ème} cycle pour l'anhydride phtalique. Cette baisse des performances pourrait être nuisible à une utilisation impliquant des phases répétées de fusion/cristallisation.

Cette stabilité critique est confirmée par les essais de thermogravimétrie : ces quatre matériaux présentent une perte de masse supérieure à 1% à une température très proche voire inférieure à leur température de fusion. A la fin de l'essai, la totalité des échantillons s'était évaporée. Cette dégradation n'est pas compatible avec l'usage industriel visé, ces matériaux sont donc écartés de l'étude.

	DSC (2 nd , 38 ^{ème} et 75 ^{ème} cycles)						ATG	
	T_{onset} [°C]			$\Delta H_{\text{fusion, vol}}$ [kWh.m ⁻³]			ΔT_{moy} [°C]	$T_{1\%}$ [°C]
<i>Précision</i>	$\pm 0,4$			$\pm 1,3\%$			$\pm 0,4$	-
Acide sébacique	131,5	130,3	130,8	75	70	71	11,7	181,0
Acide adipique	150,0	149,1	149,6	95,2	92,6	92,2	10,0	186,1
Anhydride phtalique	129,1	128,9	129	65,9	60,4	58,7	27,3	124,0
Anhydride succinique	115,3	115,7	115,3	77,6	74,5	71,9	60,8	115,7
Diméthyl téréphtalate	140,2	139,9	140,4	58,4	54,8	53,4	9,7	128,7
Acide benzoïque	121,5	120,5	120,7	49,6	47,1	46,4	25,0	122,4

Tableau 3 : Synthèse des caractéristiques thermiques des MCP sélectionnés

Seuls deux candidats sont donc finalement retenus : l'acide sébacique et l'acide adipique. La stabilité de leurs propriétés doit à présent être vérifiée dans le temps.

4. Etude de stabilité des candidats retenus

Des analyses de vieillissement thermique de l'acide adipique et de l'acide sébacique ont été réalisées sur une durée de deux mois. Pour ce faire, trois étuves ont été maintenues à trois températures différentes. Chaque étuve contenait des flacons hermétiquement fermés dont le contenu a été analysé par calorimétrie après différentes durées de vieillissement. Les MCP ont été prélevés selon la fréquence suivante : 1 jour, 2 jours, 4 jours, 8 jours, 16 jours, 30 jours, et 60 jours et ont été étudiés par calorimétrie afin d'observer l'évolution de leurs propriétés thermo-physiques. Les températures des étuves sont fixées à 15°C, 25°C et 35°C de plus que les températures de fusion des deux matériaux étudiés (respectivement T1, T2 et T3) afin de se rapprocher des contraintes susceptibles d'être rencontrées dans le milieu industriel. Cette étude a été réalisée sur des matériaux de qualité industrielle, dont il a été vérifié que les propriétés correspondaient aux matériaux de qualité laboratoire étudiés en première partie.

Les Figures 2 et 4 illustrent l'évolution des T_{onset} respectivement de l'acide adipique et de l'acide sébacique, tandis que les Figures 3 et 5 décrivent celle de la chaleur latente des mêmes matériaux. Au vu de ces courbes, aucune tendance nette de dégradation des propriétés n'est observée, que ce soit pour l'acide adipique ou l'acide sébacique.

Ces deux matériaux semblent donc être les candidats les plus prometteurs pour une application de stockage thermique valorisant des chaleurs fatales entre 120°C et 160°C.

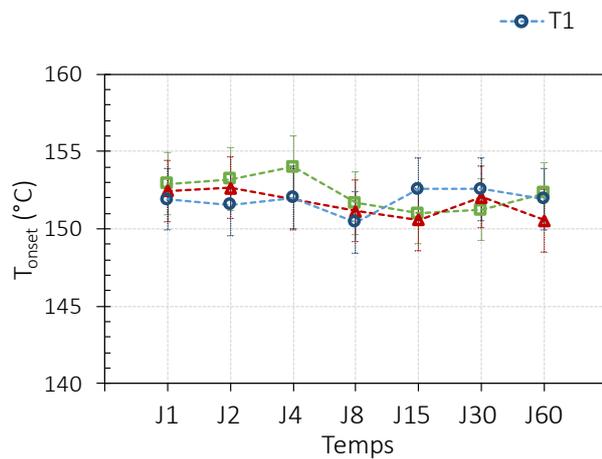


Figure 2 : Evolution de T_{onset} de l'acide adipique en fonction du temps

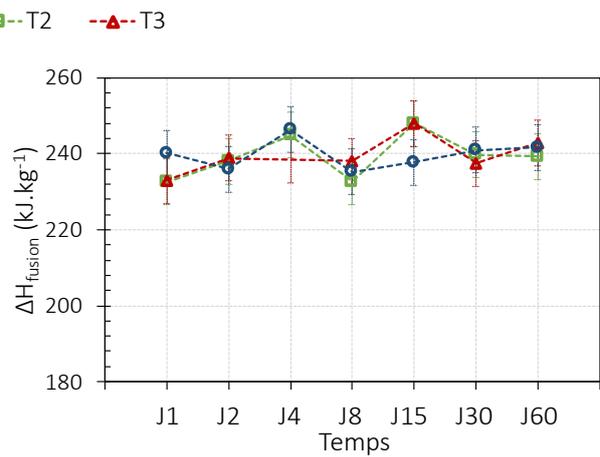


Figure 3 : Evolution de ΔH_{fusion} de l'acide adipique en fonction du temps

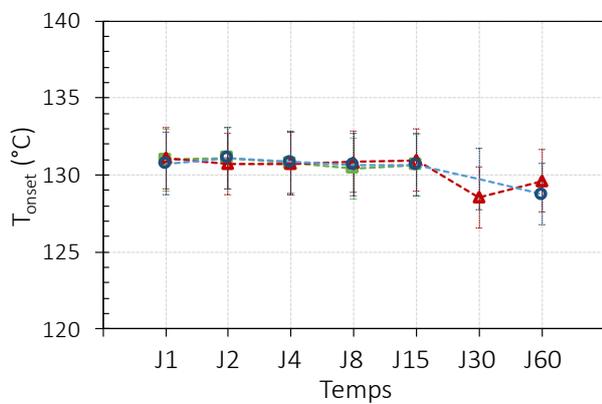


Figure 4 : Evolution de T_{onset} de l'acide sébacique en fonction du temps

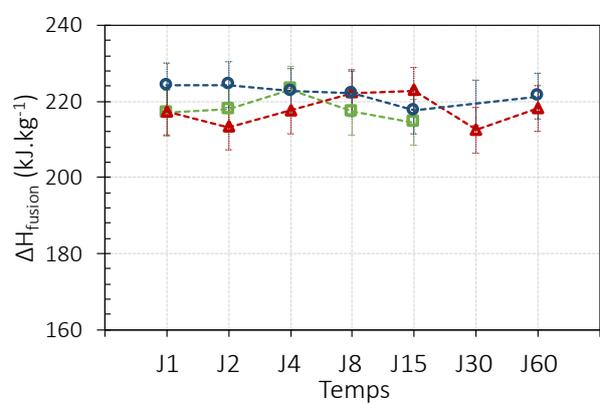


Figure 5 : Evolution de ΔH_{fusion} de l'acide sébacique en fonction du temps

5. Conclusion

Cette étude avait pour objectif d'identifier des matériaux à changement de phase (MCP) adaptés à la valorisation de chaleurs fatales entre 120°C et 150°C, identifiée comme la gamme de température au potentiel à la fois le plus conséquent et le moins exploité. Une première sélection basée sur la température de fusion des matériaux a retenu 32 candidats potentiels. En intégrant des critères de stabilité thermique, de non toxicité, de variation d'enthalpie minimale (plus de 50 kWh.m⁻³), de coût maximal (idéalement moins de 100 €.kWh⁻¹) et de disponibilité industrielle, la liste a été réduite à six matériaux : l'acide succinique anhydre, l'acide benzoïque, l'anhydre phtalique, l'acide sébacique, le diméthyl téréphtalate et l'acide adipique.

Le comportement au cyclage et la dégradation thermique de ces matériaux ont été étudiés par calorimétrie et thermogravimétrie. L'acide succinique anhydre, l'acide benzoïque, l'anhydre phtalique, et le diméthyl téréphtalate ont présenté une perte de masse supérieure à 1% pour des températures très proches de leur température de fusion (moins de 2°C d'écart). Ces candidats ont donc été jugés inadaptés à une utilisation industrielle. Afin d'étudier leur vieillissement potentiel à des températures élevées pouvant ponctuellement être atteintes, l'acide adipique et l'acide sébacique ont été maintenus à des températures supérieures à leur température de fusion de 15°C, 25°C et 35°C pendant 1 à 60 jours. Les caractérisations régulières effectuées sur cette durée n'ont pas mis en évidence de dégradation notable de leurs propriétés thermo-physiques (T_{onset} et ΔH_{fusion}) : il s'agit donc de candidats prometteurs pour l'application visée. Leur adéquation à un système de stockage complet pourra être validée par de futurs travaux caractérisant la compatibilité entre le MCP et son enveloppe.

Références

- [1] ADEME, “Intégration des énergies renouvelables et de récupération dans l’industrie,” 2018.
- [2] M. Papapetrou *et al.*, “Industrial waste heat: Estimation of the technically available resource in the EU per industrial sector, temperature level and country,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 138, 2018.
- [3] U.S. Department of Energy, “Waste Heat Recovery: Technology and Opportunities in U.S. Industry.” 2008.
- [4] A. M. López-Sabirón *et al.*, “Environmental profile of latent energy storage materials applied to industrial systems,” *Sci. Total Environ.*, vol. 473–474, pp. 565–575, 2014.
- [5] B. Zalba *et al.*, “Review on thermal energy storage with phase change: materials , heat transfer analysis and applications,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 23, pp. 251–283, 2003.
- [6] A. Sharma, V. V Tyagi, C. R. Chen, and D. Buddhi, “Review on thermal energy storage with phase change materials and applications,” *Ren. and Sust. En. Rev.*, vol. 13, pp. 318–345, 2009.
- [7] S. A. Mohamed *et al.*, “A review on current status and challenges of inorganic phase change materials for thermal energy storage systems,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 70, 2017.
- [8] IRENA, “Thermal Energy Storage,” *Technological Brief*, no. January. 2013.
- [9] A. R. Espagnet, “Techno-Economic Assessment of Thermal Energy Storage integration into Low Temperature District Heating Networks,” KTH School of Industrial Engineering and Management, 2016.
- [10] N. R. Jankowski and F. P. Mccluskey, “A review of phase change materials for vehicle component thermal buffering,” *Appl. Energy*, vol. 113, pp. 1525–1561, 2014.
- [11] T. Delise *et al.*, “Thermophysical , environmental , and compatibility properties of nitrate and nitrite containing molten salts for medium temperature CSP applications : A critical review,” *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 39, no. 1, pp. 92–99, 2019.
- [12] J. Waschull *et al.*, “Investigation of phase change materials for elevated temperatures,” Dresden, Germany, 2009.
- [13] S. D. Sharma and K. Sagara, “Latent Heat Storage Materials and Systems: A Review,” *Int. J. Green Energy*, vol. 2, pp. 1–56, 2005.
- [14] D. Haillot *et al.*, “Thermal analysis of phase change materials in the temperature range 120 – 150°C,” *Thermochim. Acta*, vol. 513, no. 1–2, pp. 49–59, 2011.
- [15] S. D. Sharma *et al.*, “Phase Change Materials for Low Temperature Solar Thermal Applications,” *Res. Rep. Fac. Eng. Mie Univ*, 2004.
- [16] H. Nazir *et al.*, “Recent developments in phase change materials for energy storage applications : A review,” vol. 129, pp. 491–523, 2019.
- [17] J.-P. Dumas, “Etude de la rupture de métastabilité et du polymorphisme de corps organiques,” Université de Pau, 1976.
- [18] T. Kouadio and A. Sommier, “Characterization of different sugar alcohols as phase change materials for thermal energy storage applications,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 159, pp. 560–569, 2017.
- [19] J. Pereira da Cunha and P. Eames, “Thermal energy storage for low and medium temperature applications using phase change materials - A review,” *Appl. Energy*, vol. 177, 2016.
- [20] Z. Huang *et al.*, “Characterization of medium-temperature phase change materials for solar thermal energy storage using temperature history method,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 179, pp. 152–160, 2018.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au projet ANR STEEP et à ses partenaires EDF, CIAT, CRISTOPIA et IM2NP.

Modélisation dynamique « intracycle » d'un moteur à air chaud ERICSSON à piston liquide.

“Intracycle” dynamic modelling of a liquid piston ERICSSON hot air engine.

Ryma CHOUDER^{1,2}, Azzedine BENABDESSELAM², Pascal STOUFFS^{1,*}

¹Université de Pau et des Pays de l'Adour, E2S UPPA, LaTEP, Rue Jules Ferry, BP 7511, 64 075 PAU Cedex.

²Laboratoire des Transports Polyphasiques et Milieux Poreux (LTPMP), FGPGM, USTHB, Alger, Algérie

*(auteur correspondant : pascal.stouffs@univ-pau.fr)

Résumé – Une modélisation dynamique d'une nouvelle configuration simple de moteur ERICSSON à piston liquide est développée. Les valeurs instantanées « intracycles » des grandeurs thermodynamiques et mécaniques du système envisagé sont établies. Trois résultats de simulation sont présentés, pour des vitesses et des calages de soupapes différents. Une attention particulière est apportée à l'importance de l'inertie du piston liquide et au rôle du volant d'inertie nécessaire au fonctionnement du système.

Mots-clés : Moteur à air chaud ; Moteur Ericsson ; Piston liquide ; Modélisation dynamique ; Volant.

Abstract – A new design of a liquid piston Ericsson engine is presented. A dynamic modelling is developed which allows to compute the instantaneous “intracycle” thermodynamic and mechanical quantities. Three simulations results are presented, for different rotation speeds and valves angles. A special focus is made on the liquid piston inertia and the flywheel needed to operate the system.

Keywords: Hot air engine; Ericsson engine; Liquid piston; Dynamic modelling; Flywheel.

Nomenclature

a	rayon de la manivelle, m	t	temps, s
A	section de passage instantanée, m ²	u	énergie interne massique, J. kg ⁻¹
C	couple instantané, Nm	V	volume, m ³
C_d	coefficient de débit, -	w	travail massique, J. kg ⁻¹
D	diamètre du tube, m	W	travail, J
F	force, N	\dot{W}	puissance mécanique, W
f_o	fréquence naturelle, s ⁻¹	x	position du piston, m
g	accélération de la pesanteur, m.s ⁻²	<i>Symboles grecs</i>	
h	enthalpie massique, J.kg ⁻¹	γ	c_p / c_v , -
h_o	hauteur d'équilibre de la colonne, m	ζ_d	volume mort relatif, -
l	longueur de la bielle, m	η_{th}	rendement thermique
L	longueur, m	λ	rapport bielle/manivelle, -
l_o	longueur du tube horizontal, m	λ_f	coefficient de frottement, -
m	masse d'air, kg	ρ	masse volumique, kg.m ³
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	θ	angle du vilebrequin, -
n	vitesse de rotation, s ⁻¹	ω	vitesse angulaire, s ⁻¹
p	pression, Pa	ω_o	vitesse angulaire naturelle, s ⁻¹
\dot{Q}	puissance thermique, W	<i>Indices et exposants</i>	
r	constante des gaz parfaits, J. kg ⁻¹ .K ⁻¹	adm	admission
R	rapport de pression, -	$crit$	critique
T	température, K	exh	refoulement

<i>ind</i>	indiqué	E	cylindre de détente
<i>l</i>	liquide	H	réchauffeur (heater)
<i>Abréviations</i>		R	échangeur récupérateur
C	cylindre de compression	V	volant d'inertie

1. Introduction

Il existe un important besoin en systèmes moteurs de petite puissance pour la conversion thermodynamique d'énergie thermique fatale ou d'origine renouvelable en énergie mécanique. A l'heure actuelle, les solutions technologiques les plus répandues pour la valorisation de ce type d'énergie sont les cycles à vapeur ou à fluide organique (ORC). Les moteurs à air chaud représentent une alternative intéressante aux cycles à vapeur. Ces moteurs ont connu un important succès commercial durant le XIX^e siècle, mais sont tombés en désuétude au début du XX^e siècle. La famille des moteurs à air chaud est divisée en deux sous groupes : les moteurs Stirling, inventés en 1816, n'ont ni soupapes ni clapets, alors que les moteurs Ericsson, inventés en 1833, possèdent des organes d'isolement autour des cylindres [1]. Un grand avantage de ces moteurs est que les échangeurs de chaleur ne sont pas des volumes morts, alors que le concepteur d'un moteur Stirling doit faire face au compromis entre maximisation des surfaces d'échange et minimisation des volumes des échangeurs de chaleur [2]. Il y a un intérêt renouvelé pour les moteurs Ericsson, du fait que différentes études ont montré qu'ils peuvent avoir des performances énergétiques élevées [3-4]. Les moteurs Ericsson sont adaptés à la production d'énergie électrique à petite échelle, à partir de ressources énergétiques renouvelables comme la biomasse [4-5] ou l'énergie solaire [6-7].

1.1. Machines à piston liquide

Le premier moteur Stirling à pistons liquides a été inventé par C. D. West au Harwell Laboratory au Royaume-Uni en 1969, et les premières machines ont été développées en 1970 sous l'appellation de moteur ou pompe Fluidyne [8]. Ces moteurs entrent dans la catégorie des moteurs Stirling à pistons libres (FPSE, free piston Stirling engine), dans la mesure où aucun système cinématique n'impose la position des parties mobiles. Depuis l'invention du moteur Fluidyne, différentes conceptions de machines Stirling à piston liquide ont été développées pour une grande variété d'applications. L'eau étant généralement utilisée pour le piston liquide, la plupart des moteurs Stirling à pistons liquides ont été construits pour des applications de pompage de l'eau. La technologie du piston liquide a été reconnue comme étant un concept simple, attrayant, fiable et à faible coût dont le développement évite la nécessité d'avoir une garniture mécanique d'étanchéité au niveau du vilebrequin [9-12].

En parallèle des développements autour du concept de Fluidyne, d'autres travaux ont été réalisés autour de moteurs Stirling ou de moteurs à vapeur hybrides à pistons solides et liquides [13-14], de compresseurs à pistons liquides [15], de pompes à oscillateur thermo-fluidique diphasique [16], de pompes à chaleur ou machines frigorifiques à pistons liquides [17-18], et de systèmes de dessalement d'eau de mer [19].

1.2. Configuration étudiée

Une configuration de moteur à air chaud Ericsson à pistons liquides a été étudiée précédemment [20]. Il s'agissait d'une configuration hybride avec des pistons liquides et des pistons solides, et deux colonnes en U, une première pour réaliser deux enceintes de compression, une seconde pour réaliser deux enceintes de détente. Cette configuration présentait un double avantage : d'une part, les cylindrées des espaces de compression et de détente peuvent être différentes, d'autre part, les soupapes des cylindres de détente peuvent

être commandées par des systèmes mécaniques simples actionnés par des flotteurs sur les colonnes liquides. Tant les résultats de simulation [20], que des résultats expérimentaux préliminaires ont montré l'importance de l'inertie des pistons liquides, et la nécessité d'équiper le dispositif d'un volant lourd.

La configuration retenue pour cette étude se veut plus simple que celle présentée en [20]. Elle ne comprend qu'un seul tube en U, une des colonnes délimitant l'espace de compression, l'autre, l'espace de détente (figure 1). L'air ambiant est admis à l'état k dans la colonne de gauche fermée par une culasse contenant des soupapes ou des clapets automatiques. La montée du piston liquide dans cette colonne C permet la compression de cet air qui est refoulé à l'état cr avant d'être admis dans un échangeur récupérateur R dont il sort à l'état rh , puis dans un réchauffeur H dont il sort à l'état h . L'air comprimé chaud est alors introduit par l'intermédiaire d'une soupape commandée dans le cylindre de détente E, dont il sort à l'état er . Il va ensuite céder une partie de son énergie thermique dans le récupérateur R avant d'être refoulé à l'échappement à l'état rk . Au cours d'un cycle complet, la détente de l'air chaud dans la colonne de droite E produit plus d'énergie mécanique que n'en consomme la compression de l'air froid dans la colonne de gauche C. L'énergie mécanique nette produite est récupérée par le piston solide placé dans le liquide, à la base du tube en U. Cette énergie mécanique est transmise à un volant d'inertie V avant d'être utilisée.

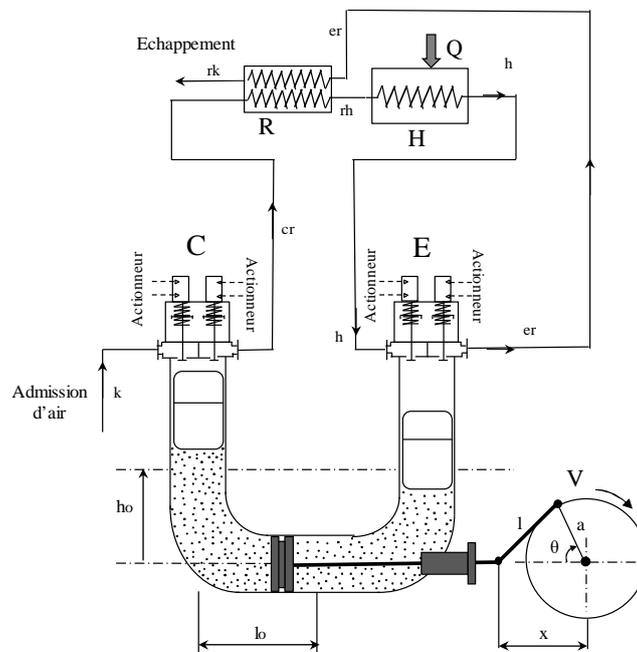


Figure 1 : Configuration retenue pour cette étude

Les caractéristiques principales du système modélisé, correspondant à un prototype en cours de développement, sont présentées dans le tableau 1.

Caractéristiques géométriques		Données opérationnelles	
Rayon de la manivelle, a	0.125 m	Fluide de travail	air
Longueur de la bielle, l	0.5 m	Liquide	eau
Diamètre du tube, D	0.175 m	Efficacité du récupérateur, ε_R	0.85
Volume balayé par les pistons, $V_{C,E}$	6 dm ³	Température d'admission, T_k	300 K
Volume mort relatif, ζ_d	5 %	Température sortie heater, T_h	633.2 K
Diamètre des soupapes	0.08 m	Pression d'admission, p_k	100 kPa
Hauteur d'eau d'équilibre, h_0	0.225 m	Pression d'échappement, p_{rk}	100 kPa
Longueur horizontale du tube, l_0	0.4 m		

Tableau 1 : Principales caractéristiques du système modélisé

2. Le modèle

L'objectif de cette étude est d'étudier l'impact de différents paramètres opératoires comme les angles d'ouverture et de fermeture des soupapes du cylindre de détente sur les performances énergétiques de ce système, en portant une attention particulière sur les forces d'inertie. Le modèle développé pour étudier le système a pour but de déterminer toutes les grandeurs instantanées thermodynamiques et mécaniques en fonction de la position angulaire du vilebrequin. Il est dès lors appelé modèle « intracycle », par opposition à un modèle qui ne détermine que les grandeurs moyennes sur un cycle. Le modèle est basé sur les hypothèses suivantes [20] :

- La présence de flotteurs d'une longueur égale à au moins celle de la course $2a$ permet de négliger les transferts de chaleur et de masse entre le fluide de travail (air) et le piston liquide (eau).
- Le fluide de travail obéit à la loi des gaz parfaits. Sa chaleur massique c_p dépend de la température.
- Les dissipations par frottement visqueux sont négligées dans l'air mais pas dans les pistons liquides.
- Les compressions et les détentes de l'air dans les cylindres sont considérées comme des transformations adiabatiques réversibles.
- Les pertes de charge dans les échangeurs sont négligées.

La position, la vitesse et l'accélération du piston peuvent être déterminées par les équations classiques des systèmes bielle-manivelle :

$$x = a \left(\cos(\theta) + \sqrt{\lambda^2 - \sin^2(\theta)} \right) \quad (1)$$

$$\frac{dx}{dt} = \omega \frac{dx}{d\theta} = -a \omega \sin(\theta) \left(1 + \frac{\cos(\theta)}{\sqrt{\lambda^2 - \sin^2(\theta)}} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \omega^2 \frac{d^2x}{d\theta^2} = -a \omega^2 \left(\cos(\theta) + \frac{\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)}{\sqrt{\lambda^2 - \sin^2(\theta)}} + \frac{\sin^2(\theta) \cos^2(\theta)}{\left(\sqrt{\lambda^2 - \sin^2(\theta)}\right)^3} \right) \quad (3)$$

Les volumes instantanés des espaces de compression et de détente et leurs variations se déduisent facilement des équations (1-3). L'angle $\theta = 0$ correspond au point mort haut du compresseur et au point mort bas du cylindre de détente. Les levées des soupapes sont supposées suivre une demi-sinusoïde. Les débits dans les soupapes sont donnés par l'équation classique [20] de Barré de Saint Venant (4) :

$$\dot{m} = A C_d p \left(\frac{2\gamma}{(\gamma-1) rT} \left(R^{\frac{2}{\gamma}} - R^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec } R \leq R_{crit} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4)$$

L'état du fluide dans chacun des deux espaces de travail C et E est décrit par l'intermédiaire des équations de bilan de masse (5), d'énergie (6) et d'état (7) :

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_{adm} - \dot{m}_{exh} \quad (5)$$

$$m \frac{du}{dt} + u \frac{dm}{dt} = \dot{m}_{adm} h_{adm} - \dot{m}_{exh} h_{exh} - p \frac{dV}{dt} \quad (6)$$

$$p = \rho r T \quad (7)$$

La procédure de calcul est la suivante. On se donne d'abord la pression maximale p_h du cycle. A partir de celle-ci, toutes les grandeurs relatives aux cylindres de détente et de compression peuvent être déterminées, en particulier les débits au travers des soupapes. La pression p_h est alors ajustée par itération successive jusqu'à ce que le débit moyenné sur un cycle refoulé par le cylindre de compression soit égal à celui aspiré par le cylindre de détente. Une fois cette égalité obtenue, les grandeurs moyennées sur un cycle, comme le travail indiqué, peuvent être déterminées.

Dans la configuration étudiée, la masse d'eau dans le tube en U peut être importante. A titre d'exemple, pour le dimensionnement considéré dans cette étude (tableau 1), elle est de l'ordre de 30 kg. La force d'inertie due au mouvement de cette masse de liquide peut donc être grande. Il est donc nécessaire d'évaluer les forces agissant sur le piston solide et le couple résultant sur le vilebrequin. La force instantanée agissant sur le piston solide résulte des forces de pression dues au fluide de travail dans les espaces E et C, de la force de gravité du liquide, de la force d'inertie du liquide, et de la force de frottement du liquide sur la paroi du tube. La dissipation mécanique du piston solide sur la paroi du tube est négligée, car un fin espace annulaire peut être ménagé entre le piston et la paroi. Elle s'écrit donc [20] :

$$F_{piston} = \frac{\pi D^2}{4} \left((p_{left} - p_{right}) + 2 \rho_l g (x-l) + 2 \rho_l (h_0 + l_0) \omega^2 \frac{d^2 x}{d\theta^2} + \lambda_f \rho_l \frac{L_{tot}}{D} \frac{1}{2} \omega^2 \left| \frac{dx}{d\theta} \right| \left| \frac{dx}{d\theta} \right| \right) \quad (8)$$

Dans la relation (8), le coefficient de frottement est évalué par la loi de Blasius, et la longueur équivalente totale L_{tot} est déterminée en considérant que la longueur équivalente d'un coude vaut quatre fois le diamètre de la conduite.

La fréquence naturelle d'oscillation d'une colonne de liquide en U est obtenue en annulant les forces de pression, les forces de frottement et les forces sur le piston dans l'équation (8). En considérant un mouvement purement harmonique, cela conduit à l'expression (9) :

$$2\pi f_0 = \omega_0 = \sqrt{\frac{g}{h_0 + l_0}} \quad (9)$$

Le couple instantané sur le vilebrequin peut être déduit de l'équation (10). Le couple est négatif s'il est résistant, et positif si le moteur entraîne le volant.

$$C = -F_{tot} \frac{dx}{d\theta} \quad (10)$$

3. Résultats de simulation

Le tableau 2 reprend les principaux résultats de simulations, par moyenne des valeurs instantanées sur un cycle. La première simulation a été effectuée pour une vitesse de rotation de 37,83 tr/min correspondant à la fréquence naturelle f_0 . Les angles d'ouverture et de fermeture des soupapes permettent d'obtenir des diagrammes indicateurs quasiment optimisés (figures 2 et 3), c'est-à-dire correspondant à des phases de compression/détente isentropiques et des phases d'admission/refoulement isobares. Les forces de gravité et d'inertie sont négligeables (figure 4) et se compensent mutuellement. La force de frottement du liquide est également négligeable. Le couple résultant (figure 5) présente des valeurs négatives, en particulier entre 283° et 360° de vilebrequin, lorsque le fluide est en fin de compression et en refoulement dans le cylindre de compression, alors qu'il est en fin de détente dans le cylindre de détente. Le vilebrequin doit donc être équipé d'un volant d'inertie important.

		Simul. 1	Simul. 2	Simul. 3
C	Ouv. Adm.	28°	28°	7°
	Ferm. Adm.	189°	189°	189°
	Ouv. Ref.	302°	302°	245°
	Ferm. Ref.	1°	1°	1°
E	Ouv. Adm.	175°	175°	175°
	Ferm. Adm.	262°	262°	5°
	Ouv. Ref.	2°	2°	345°
	Ferm. Ref.	145°	145°	190°
n	[tr/min]	37.83	189.2	37.83
p_H	[10^5 Pa]	5.64	6.11	1.844
$W_{ind,C}$	[J/cycle]	1187	1259	399.7
$W_{ind,E}$	[J/cycle]	-1496	-1499	-503.7
\dot{W}	[W]	194.9	758.6	65.5
\dot{Q}	[W]	887.5	4391	453.6
η_{th}	[-]	0.2196	0.1728	0.1445

Tableau 2 : Résultats de simulation

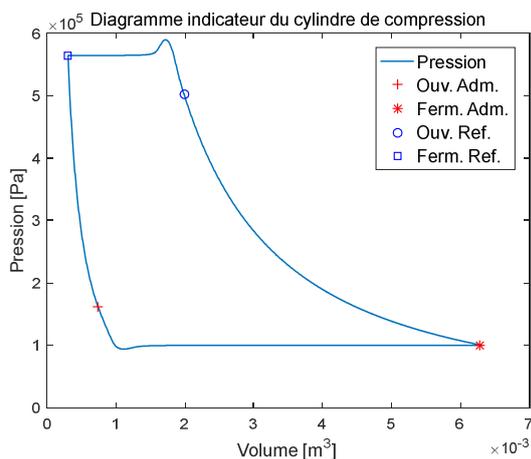
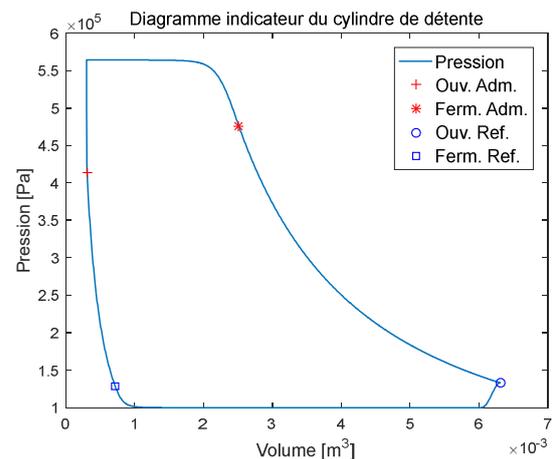
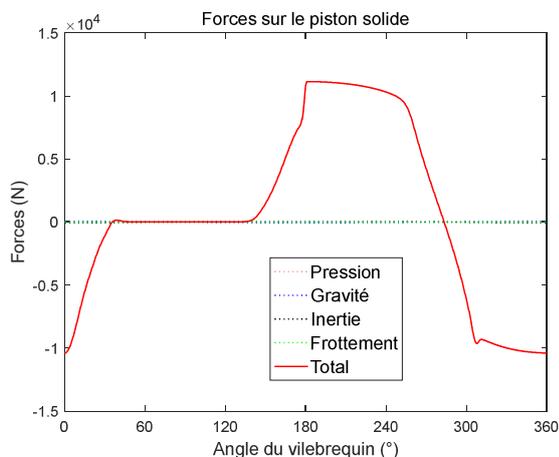

 Figure 2 : Simulation 1 : (p,V) compression

 Figure 3 : Simulation 1 : (p,V) détente


Figure 4 : Simulation 1 : Forces

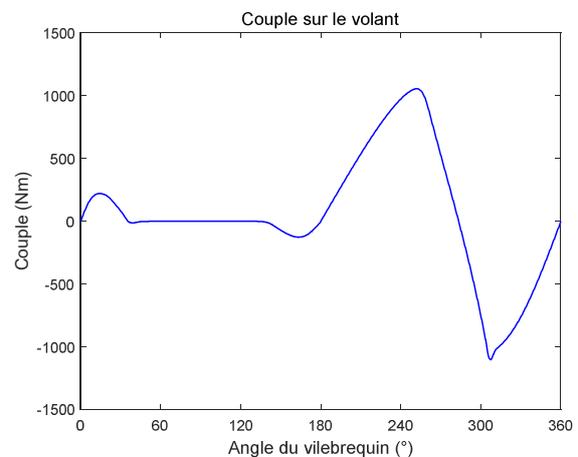


Figure 5 : Simulation 1 : Couple

La deuxième simulation a été effectuée pour une vitesse de rotation correspondant à 5 fois la fréquence naturelle (figures 6 et 7). Les performances énergétiques sont dégradées (tableau 2) et les forces d'inertie de la colonne liquide ne sont plus négligeables. On constate que le

couple résistant s'est légèrement accru (figure 7), le volant d'inertie devant être encore plus important.

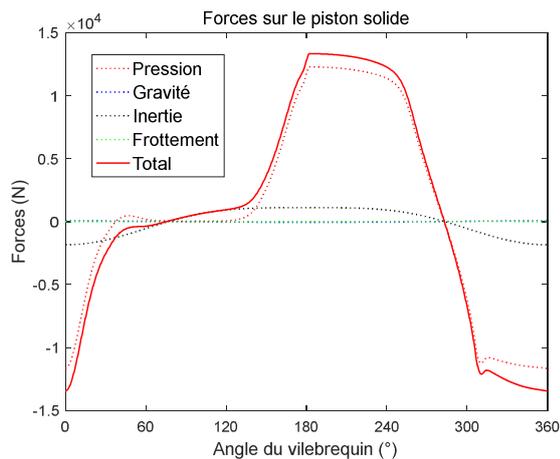


Figure 6 : Simulation 2 : Forces

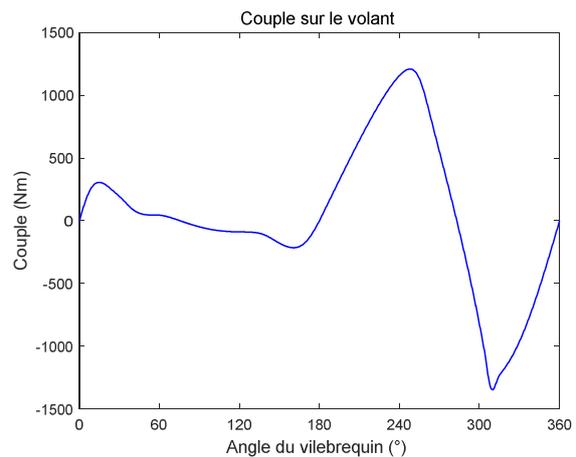


Figure 7 : Simulation 2 : Couple

La troisième simulation a été effectuée pour la vitesse de rotation de 37,83 tr/min (figures 8 à 11), mais pour un calage des soupapes particulier. Les performances énergétiques sont médiocres (pas de détente dans le cylindre de détente, figure 9), mais on n'observe quasiment plus de couple négatif (figure 11). Cela laisse augurer qu'il est possible de réaliser un système à piston libre.

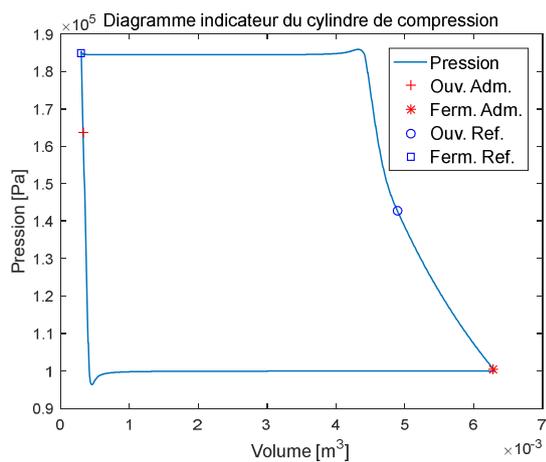


Figure 8 : Simulation 3 : (p,V) compression

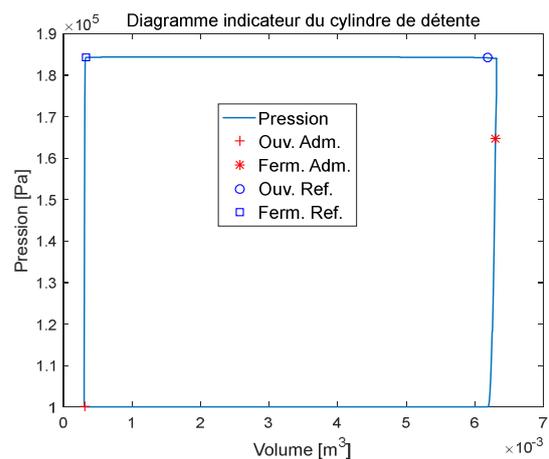


Figure 9 : Simulation 3 : (p,V) détente

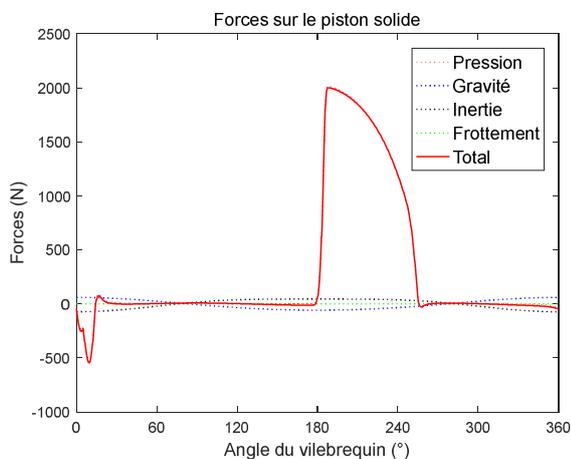


Figure 10 : Simulation 3 : Forces

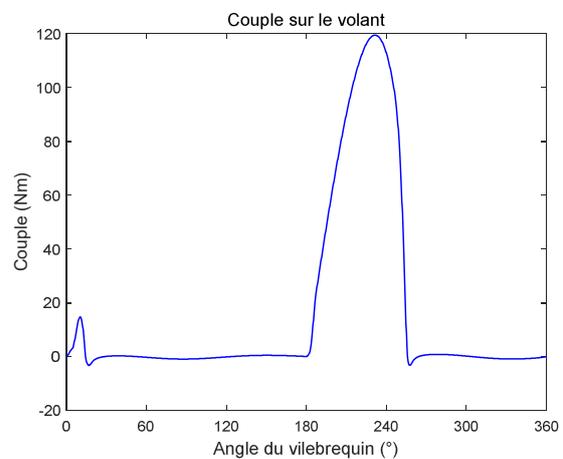


Figure 11 : Simulation 3 : Couple

4. Conclusion

Une modélisation dynamique « intracycle » d'un moteur Ericsson à piston liquide a été développée. Trois cas de simulation sont présentés, pour des vitesses de rotation et des calages de soupapes différents, avec une attention particulière pour l'inertie du piston liquide et du volant. Lorsque la vitesse de rotation augmente, les performances du système se dégradent. Un calage particulier des soupapes du cylindre de détente permet d'éliminer le couple résistif produit par le système, au prix d'une dégradation des performances. Néanmoins, ces résultats ouvrent la porte à la conception de systèmes à pistons libres.

Références

- [1] Finkelstein Th, Organ AJ. *Air engines*. London: Professional Engineering Publishing Ltd (2001).
- [2] Stouffs P. *Hot Air Engines*. Journal of Applied Fluid Mechanics 4 (2011), 1–8.
- [3] Creyx M, Delacourt E, Morin C, Desmet B, Peultier P. Energetic optimization of the performances of a hot air engine for micro-CHP systems working with a Joule or an Ericsson cycle. *Energy* 49 (2011), 229–239.
- [4] Touré A., Stouffs P., *Modeling of the Ericsson engine*, *Energy*, 76 (2014), 445-452.
- [5] Bonnet S, Alaphilippe M, Stouffs P. *Energy, exergy and cost analysis of a micro-cogeneration system based on an Ericsson engine*. *Int J Therm Sci*, 44 (2005), 1161–1168.
- [6] Alaphilippe M., Bonnet S., Stouffs P., *Low power thermodynamic solar energy conversion: coupling of a parabolic trough concentrator and an Ericsson engine*, *Int. J. of Thermodynamics*, 10 (2007), 37-45.
- [7] Le Roux WG, Bello-Ochende T, Meyer JP. A review on the thermodynamic optimisation and modeling of the solar thermal Brayton cycle. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 28 (2013), 677–690.
- [8] West C. D., *The Fluidyne heat engine*. AERE R6775, UKAEA Atomic Energy Research Establishment, Harwell, UK, 1971.
- [9] Wang K. & al., *Stirling cycle engines for recovering low and moderate temperature heat: A review*, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 62 (2016), 89-108.
- [10] Gupta A., Sharma S., Narayan S., *Liquid Piston Engines*, Wiley, Beverly USA (2017).
- [11] Lanzetta F., Boucher J., Nika Ph., *Etude et réalisation d'une pompe à eau Fluidyne*, Journée SFT, Machines thermiques exotiques, Paris, Décembre 2004.
- [12] Yang N., Rickard R., Pluckter K., Sulchek T., *Integrated two-cylinder liquid piston Stirling engine*, *Appl. Phys. Lett.*, 105 (2014), 143903 (1-4).
- [13] Jokar H., Tavakolpour-Saleh A. R., *A novel solar-powered active low temperature differential Stirling pump*, *Renew. Energy*, 81 (2015), 319-337.
- [14] Yatsuzuka S., Niiyama Y., Fukuda K., Muramatsu K., Shikazono N., *Experimental and numerical evaluation of liquid-piston steam engine*, *Energy*, 87 (2015), 1-9.
- [15] Vikram Patil C., Pinaki A., Ro P. I., *Experimental investigation of heat transfer in liquid piston compressor*, *Applied Thermal Engineering*, 146 (2019), 169-179.
- [16] Markides C. N., Osuolale A., Solanki R., Stan G.-B. V., *Nonlinear heat transfer processes in a two-phase thermofluidic oscillator*, *Appl. Energy*, 104 (2013), 958-977.
- [17] Mauran S., Martins M., Stitou D., Semmari H., *A novel process for engines or heat pumps based on thermal-hydraulic conversion*, *Applied Thermal Engineering*, 37 (2012), 249-257.
- [18] Martins M., Mauran S., Stitou D., Neveu P., *A new thermal-hydraulic process for solar cooling*, *Energy*, 41 (2012), 104-112.
- [19] Mahkamov K., Orda E., Belgasim B., Makhkamova I., *A novel small dynamic solar thermal desalination plant with a fluid piston converter*, *Applied Energy*, 156 (2015), 715-726.
- [20] Ndamé Ngangué M., Stouffs P., *Dynamic simulation of an original Joule cycle liquid pistons hot air Ericsson Engine*, *Energy*, 190 (2020), 116293.

Etude expérimentale d'un moteur Stirling pour une application de véhicule hybride.

Experimental study of a Stirling engine for a hybrid vehicle.

Philippe NGUYEN¹, Sylvie BEGOT^{1*}, Steve DJETEL¹, François LANZETTA¹, Wissam BOU NADER²

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, Département ENERGIE, 90000 Belfort, France

²Centre technique de Vélizy, Groupe PSA, 78943 Vélizy, France

*(auteur correspondant : sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

Résumé – cet article présente une étude expérimentale d'une machine Stirling destinée à une application de véhicule hybride. Un prototype de puissance théorique 10 kW a été développé avec le groupe PSA avec comme gaz de travail de l'azote. Le banc d'essai utilisé pour valider le prototype est décrit. Les résultats présentés détaillent la marche du moteur à vide : pression au cours du cycle, températures, couple et vitesse instantanés, pertes dans les circuits de refroidissement.

Mots-clés : Moteur Stirling ; véhicule hybride ; étude expérimentale ;

Abstract – this article presents an experimental study of a Stirling machine for a hybrid vehicle application. A 10 kW theoretical power prototype has been developed with Groupe PSA using nitrogen as a working gas. The test bench used to validate the prototype is described. The results presents detailed operation of the machine in engine mode at no load : cycle pressure, temperatures, instantaneous torque and speed, losses in the cooling circuits.

Keywords: Stirling engine ; hybrid vehicle ; experimental study ;

Nomenclature

P	pression, bar	e	détente
Q	quantité de chaleur, J	ext	externe
S	entropie, J.K ⁻¹	H	température source chaude, K
T	température, K	L	température puits froid, K
V	volume, m ³	p	paroi
<i>Indices et exposants</i>		R	régénérateur
c	compression	r	rebond
E	entrée	S	sortie

1. Introduction

Les machines à apport de chaleur externe font partie des technologies qui sont à nouveau étudiées en remplacement de technologies peu compatibles avec la vision actuelle du développement durable. Fonctionnant en mode moteur, ces machines convertissent une énergie thermique en énergie mécanique donc potentiellement en électricité. L'apport de chaleur est externe à la machine ce qui les rend très polyvalentes vis-à-vis des sources thermiques : biocarburants, carburants solides, récupération de chaleur, sources solaires. La machine Stirling est un moteur à apport de chaleur externe inventée par Robert Stirling en 1816 [1].

Le cycle théorique de Stirling comprend 4 transformations thermodynamiques (Figure 1) :

- 1→2 compression isotherme où le maintien en température à T_L est assuré par l'échangeur froid,
- 2→3 un chauffage isochore où la quantité de chaleur stockée dans le régénérateur Q_R est transmise au gaz de travail,
- 3→4 une détente isotherme où le maintien en température à T_H est assuré par l'échangeur chaud,
- 4→1 un refroidissement isochore où le gaz transmet la quantité de chaleur Q_R au régénérateur.

Le cycle théorique de Stirling possède un rendement égal à celui de Carnot, ce qui est une des raisons de l'intérêt qu'on lui porte. Dans sa configuration originelle, la machine Stirling est une machine monocylindre qui comprend un piston de travail, un piston déplaceur, un volume de compression, un volume détente et un volume occupé par un régénérateur. Cette configuration porte le nom de configuration Bêta (Figure 2). Le piston de travail effectue la compression et la détente du fluide, alors que le piston déplaceur, appelé souvent simplement déplaceur, transfère le gaz entre les zones chaude et froide de la machine assurant ainsi les transformations isochores du cycle de Stirling. La présence du régénérateur permet de stocker la quantité de chaleur du fluide lors du transfert du gaz de la zone chaude à la zone froide et de la restituer dans le sens inverse.

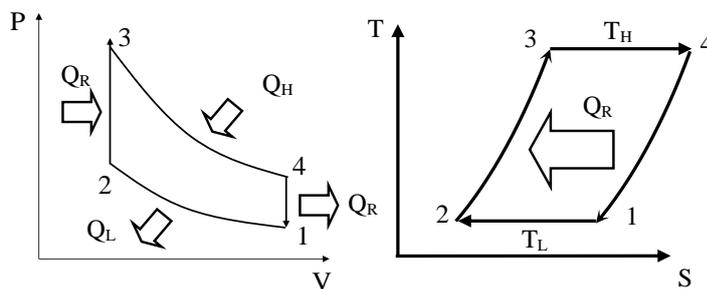


Figure 1: Diagramme de cycles de Stirling théoriques

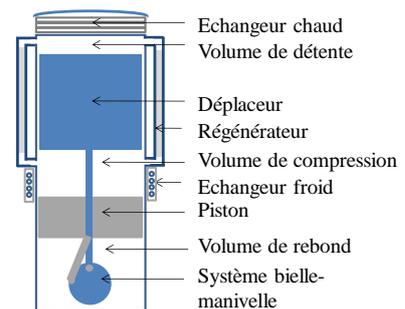


Figure 2. Moteur Stirling de type Bêta

Pour une application de transport automobile, les premiers résultats assez complets d'essais d'un prototype de moteur Stirling ont été publiés par la NASA en 1978 et 1979 [2][3]. Le moteur Stirling utilisé était le moteur GPU3 de 3 kW dérivé d'un moteur de 10 kW. Des essais avec un moteur P40 de 40 kW ont été publiés en 1981 [4]. Le GPU3 a été intégré dans une Opel KADETT en 1969. Une AMC Spirit en 1979 et une Chevrolet Celebrity en 1987 ont été équipées d'un moteur P40 de 40 kW [5]. Les résultats d'essais du moteur GPU3 sont encore très largement utilisés pour valider différents travaux de modélisation (Timoumi *et al.* en 2008 [6] et Hosseinzade *et al.* [7] en 2015 par exemple). Des résultats d'essais de prototypes de puissance de l'ordre de 10 -1 kW ont depuis été publiés (Aksoy et Cinar en 2013 [8], Scollo *et al.* en 2008 [9] par exemple), mais il n'existe pas à l'heure actuelle de résultats détaillés pour des moteurs Stirling de puissance de l'ordre de 10 kW. De plus, l'application envisagée d'intégration dans un véhicule électrique hybride compatible avec les normes automobiles actuelles implique de connaître de données qui n'étaient pas investiguées dans les essais des années 1970, en particulier les puissances, rendements, production de CO_2 et émissions de polluants sur des cycles d'aujourd'hui avec une hybridation. Aussi, nous avons pour projet de développer et d'étudier un prototype de moteur Stirling [10] afin d'obtenir de nouvelles données pour concevoir et modéliser des véhicules électriques hybrides. Dans cet article, nous présentons les premiers résultats expérimentaux du prototype construit.

2. Caractéristiques du prototype

Le prototype de moteur Stirling développé est une configuration Bêta (Figure 2) [3]. Le vilebrequin ainsi que les bielles du piston et du déplaceur sont situés dans un volume sous pression appelé volume de rebond. Le prototype a été conçu pour puissance nominale de 10 kW, une pression nominale est de 60 bar, et pour une utilisation avec l'azote comme gaz de travail. Il est prévu pour utiliser une source chaude à environ 1250 K et un puits froid à environ 300 K. Les principales caractéristiques du prototype sont présentées dans le Tableau 1.

Caractéristiques	Unité	Valeurs nominales	Valeurs expérimentales
Température source chaude	K	1250	1250
Température puits froid	K	300	300
Pression	bar	60	14
Gaz de travail		N ₂	N ₂
Fréquence de rotation	Hz	50	8
Diamètre du piston	m	10 ⁻¹	10 ⁻¹
Volume balayé par le piston	m ³	4.5x10 ⁻⁴	4.5x10 ⁻⁴
Puissance	kW	10	à vide

Tableau 1 : *Caractéristiques du prototype*

3. Description du banc d'essais

Le banc d'essais du moteur est présenté sur la Figure 3. Il reprend les principes utilisés par la NASA [2]. La source chaude est constituée par un four électrique installé autour de la tête et maintenu par un support. Les caractéristiques du four sont les suivantes : un corps chauffant tubulaire de diamètre 200 mm pour une hauteur de 150 mm, une puissance de chauffe de 7 kW, une température maximale de 1200 °C. La puissance du four est pilotée grâce à une commande qui comprend un auto-transformateur variable qui indique la valeur du courant et celle de la tension. Le puits froid est constitué par un circuit de refroidissement à eau au niveau de l'échangeur situé autour du volume de compression.

Pour le démarrage, la machine Stirling est entraînée par une machine électrique asynchrone de puissance 11 kW et d'un variateur de fréquence de même puissance. La liaison mécanique entre l'arbre de la machine électrique et la machine Stirling est assurée par un accouplement magnétique constituée par un rotor externe, une cloche ou pot d'entrefer et par un rotor interne. La cloche doit être refroidie. Un circuit de refroidissement est aussi utilisé pour refroidir le volume de rebond et donc le système bielle-manivelle.

En ce qui concerne l'instrumentation (Figure 4), les capteurs utilisés sont les suivants :

- 3 capteurs de pression pour les espaces de détente (Kulite EWCTV-31-70 bar), de compression et de rebond de la machine (Kulite ETM-DC-375 70 bar), leur calibration a été effectuée au laboratoire et leurs incertitudes de mesure estimées à +/- 1 bar,
- 11 thermocouples de type K, gainés inox, précision +/-1.5°C et diamètre 3 mm pour mesurer les différentes températures,
- 1 capteur pour mesurer le couple et la vitesse de rotation (Dataflex 32 - 300 N.m +/- 0.5%)
- 1 capteur fourche magnétique pour détecter quand le déplaceur atteint son point mort haut, la précision estimée est de +/-5°,

- 2 débitmètres à flotteur pour mesurer les débits de refroidissement de la cloche magnétique (Key instruments FR4L71BVBN de précision 5%) et du volume de rebond (Brooks GT1000 1024NZ1044 de précision 2%),
- 1 débitmètre électromagnétique (Rosemount 8750W de précision 0.5%) pour mesurer le débit de refroidissement du volume de compression.

Un système National Instruments NI cDAQ 9133 équipé de cartes d'entrée thermocouples et d'entrées analogiques permet l'acquisition des données.

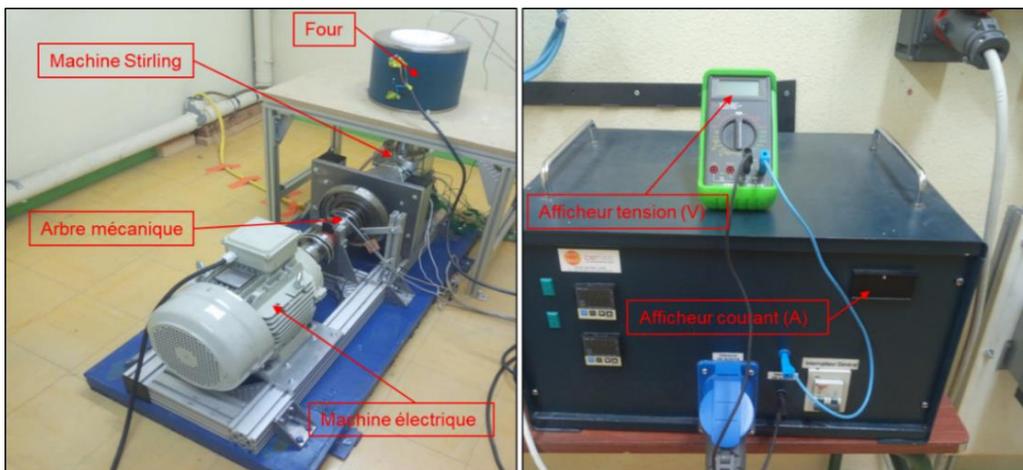


Figure 3: Banc d'essai de la machine

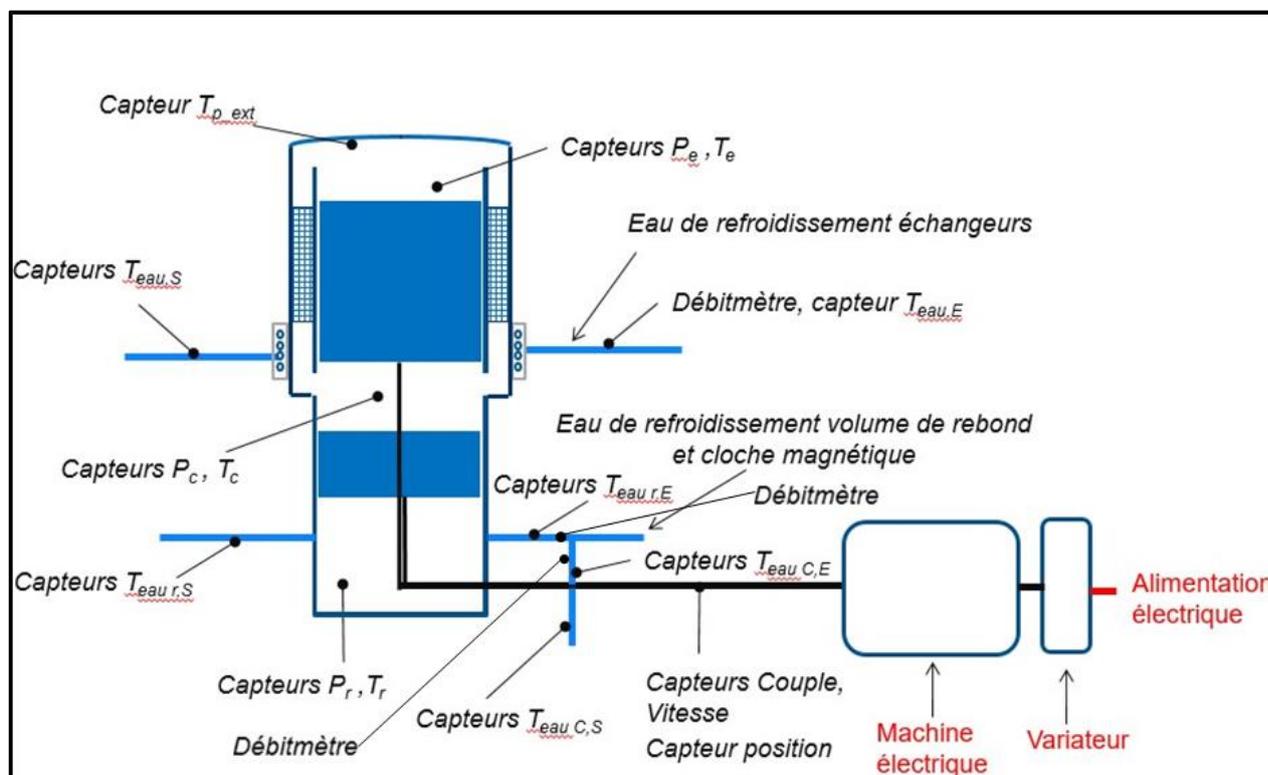


Figure 4: Instrumentation du banc d'essai et de la machine Stirling

4. Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous décrivons les premiers essais de fonctionnement de la machine en mode moteur. Dans ces essais, la machine est utilisée dans des conditions opérationnelles de puissance de la source thermique et de pression réduites.

4.1. Démarrage en mode moteur à vide

La pression de remplissage est de 10 bar. La puissance du four qui constitue la source chaude est réglée à 2 kW jusqu'à ce que sa température du four atteigne 1000 °C. Pour démarrer, la machine Stirling est lancée par l'intermédiaire de la machine électrique commandée par le variateur. La vitesse de consigne est de 235 tr.min⁻¹. Lorsque la vitesse de l'entraînement dépasse la vitesse de consigne du variateur, celui-ci est déconnecté. La machine électrique est alors entraînée, sans être reliée électriquement au réseau. Nous observons alors une accélération de la machine Stirling qui fonctionne alors en mode moteur. Sur la Figure 5, on observe le fonctionnement piloté par le variateur dans l'encadré (vert) correspondant à l'intervalle 5-10 s, puis la montée en vitesse et le passage de la machine Stirling à sa vitesse maximale correspondant à l'intervalle 13-15 s (encadré en rouge). Après le passage à vitesse maximale, on observe le ralentissement puis l'arrêt de la machine en raison de la chute de température dans le volume de détente que nous présentons au paragraphe suivant.

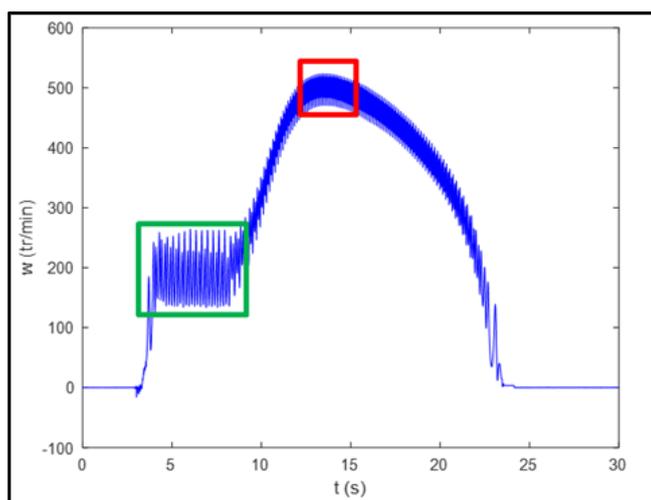


Figure 5: Démarrage de la machine Stirling

4.2. Paramètres expérimentaux en mode moteur à vide

Dans ce paragraphe, sont présentés les résultats expérimentaux des vitesses instantanées, couple mécanique, pressions et températures lorsque la vitesse moyenne est maximale. Ces valeurs sont reportées sur 2 périodes du cycle de fonctionnement.

La Figure 6 présente l'allure de la pression dans la machine mesurée dans le volume de compression et celle mesurée dans le volume de rebond. Après mise en température de la machine, la pression initiale de 10 bar augmente jusqu'à une valeur moyenne de 14 bar mesurée dans le volume de compression. La pression dans le volume de rebond est presque en opposition

de phase avec celle de la machine. Sa variation est plus faible que celle observée au cœur de la machine en raison de la valeur du volume de rebond qui est importante.

La vitesse et le couple relevés sur l'arbre mécanique de liaison sont présentés sur la Figure 7. Nous observons une vitesse moyenne de 500 tr.min^{-1} soit 8.3 Hz . Cette vitesse de rotation est inférieure à la vitesse nominale et aux vitesses des moteurs GPU3 et P40 qui sont de 1000 à 4000 tr.min^{-1} . Cette différence peut s'expliquer par la faible valeur de la puissance de la source chaude et celle de la pression. Le couple instantané fluctue très fortement au cours du cycle entre les phases motrices et réceptrices du cycle. Le couple moyen est de -2.25 N.m , il correspond au couple moyen de pertes relevé sur l'arbre. La puissance mécanique moyenne calculée grâce aux valeurs de couple et de vitesse est de 130 W . La machine n'étant pas chargée, cette puissance correspond aux pertes mécaniques à vide.

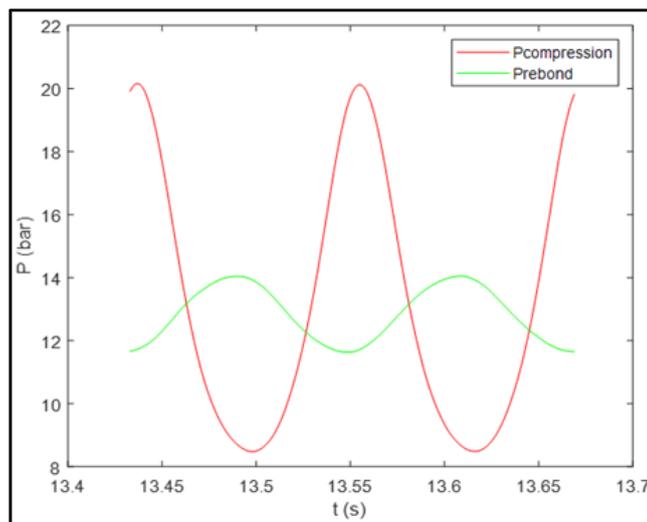


Figure 6 : Pressions dans les volumes de compression et de rebond

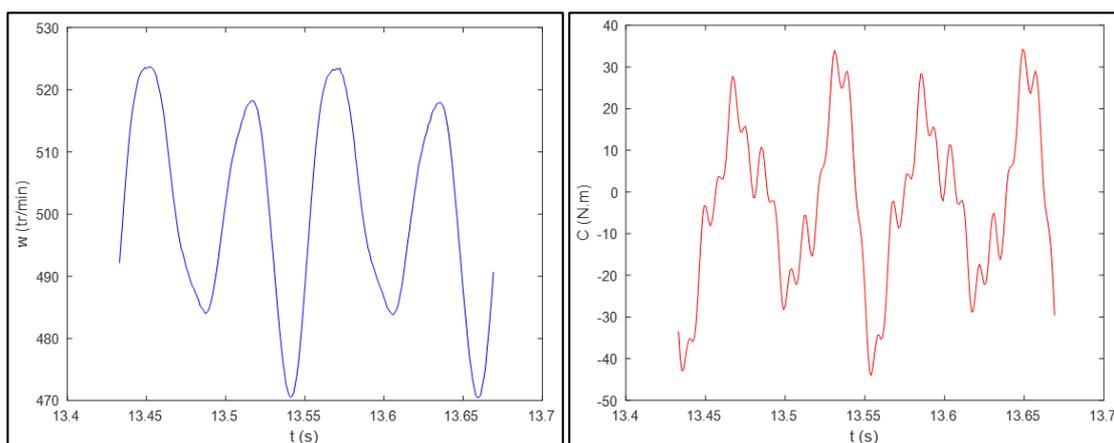


Figure 7 : Vitesse et couple instantanés

La Figure 8 présente l'évolution des températures mesurées dans le dispositif. Les températures du four mesurées en partie haute et basse restent constantes à environ 1000 °C (Figure 8a). La température du volume de détente descend jusqu'à une température de 840 °C (Figure 8b). L'échange thermique au niveau de la source chaude ne permet pas de maintenir la

température du volume de détente et la machine s'arrête. A l'inverse, la température du volume de compression croît et atteint son maximum à 33 °C au même moment (Figure 8b). La température du volume de rebond augmente en raison des pertes mécaniques du système bielle-manivelle (Figure 8d). Les températures entrée et sortie d'eau de l'échangeur du volume de compression (refroidisseur) et la température du volume de compression ont logiquement la même allure (Figure 8c et Figure 8e). De même, le profil que l'on peut observer pour le circuit de refroidissement de l'accouplement magnétique (cloche magnétique) indique bien que cette dernière présente également des pertes (Figure 8g). Enfin, la température ambiante est mesurée à 23 °C environ (Figure 8f).

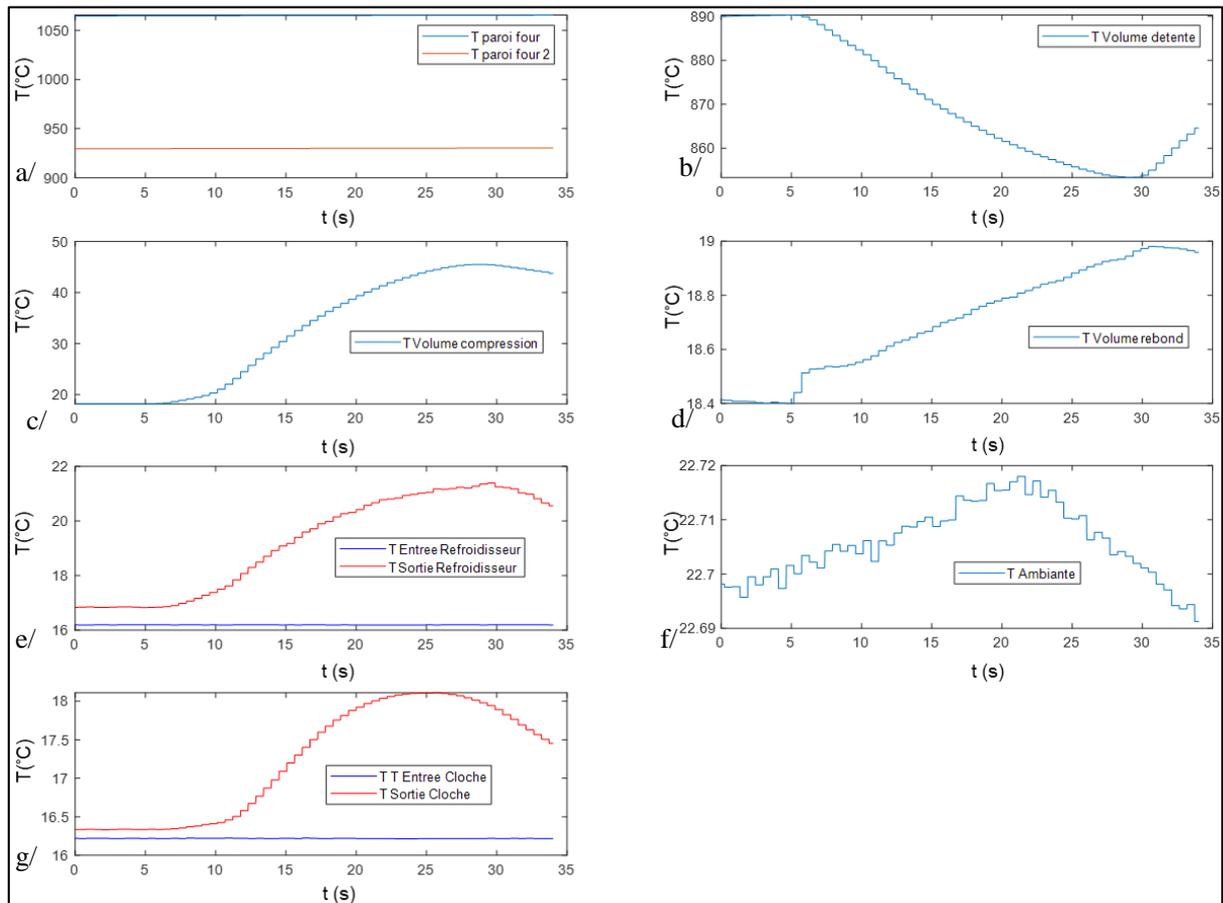


Figure 8 : Températures : a/Parois du four ; b/Volume de détente ; c/Volume de compression ; d/ Volume de rebond ; e/ Circuit de refroidissement du volume de compression ; f/ Ambiante ; g/ Circuit de refroidissement de l'accouplement magnétique

La puissance du circuit de refroidissement du volume de compression, calculée à l'aide de la mesure du débit d'eau de refroidissement et des températures entrée et sortie, est présentée sur la Figure 9a. Avant le lancement de la machine, entre 0 et 3s, les pertes sont dues à la conduction directe entre les parties chaudes et froides de la machine. Après le lancement, les pertes augmentent en raison du travail de compression effectué par le piston. Elles sont maximales au moment où la vitesse est maximale puis elles baissent. On observe que cette puissance est supérieure à la puissance du four entraînant une baisse de la température du volume de détente. Le circuit de refroidissement de l'accouplement magnétique (Figure 9b) évacue des pertes qui augmentent avec la vitesse et atteignent une valeur maximale de 160 W.

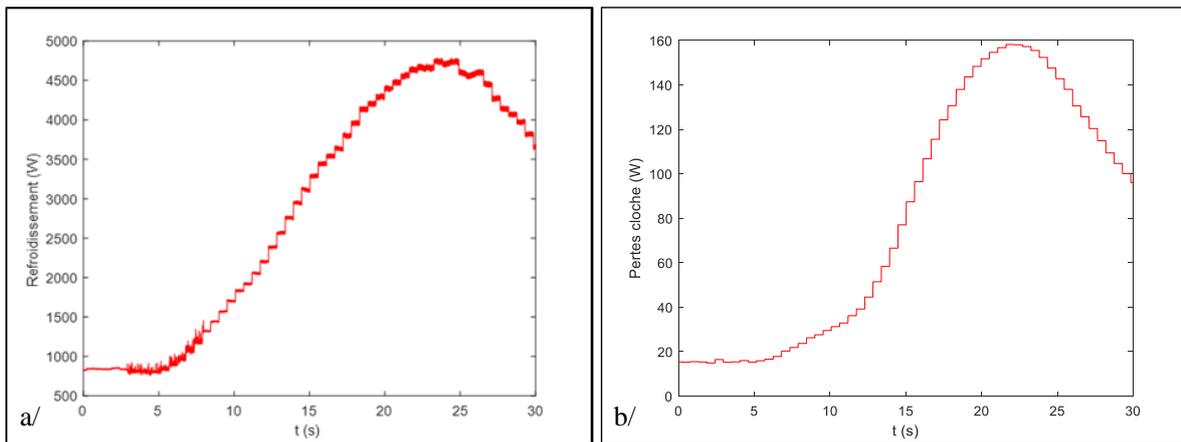


Figure 9 : Puissance circuit de refroidissement a/volume de compression b/cloche magnétique

5. Conclusion

Cet article présente une étude expérimentale d'une machine Stirling destinée à une application de véhicule hybride. Un prototype de puissance théorique 10 kW a été développé avec le groupe PSA. Un banc d'essai a été construit et mis en service. Des essais en condition de puissance et de pression réduites ont été effectués. Ils ont permis d'obtenir des premiers résultats en mode moteur à vide : couple vitesse de rotation, températures et pertes thermiques. Les travaux futurs porteront sur des essais à puissance plus importante.

Références

- [1] G. Walker. *Stirling engines*. Oxford University Press, New York, NY, (1980).
- [2] L.G. Thieme. Low-power baseline test results for the GPU 3 Stirling engine; DOE/NASA/1040-79/6. Technical report, (1979).
- [3] L.G. Thieme and R.C. Tew Jr. Baseline performance of the GPU 3 Stirling engine. DOE/NASA/1040-78/5. Technical report, (1978).
- [4] G.G. Kelm, J.E. Cairelli, and R.J. Walter. Test results and facility description for a 40-kilowatt Stirling engine. DOE/NASA/51040-27. (1981).
- [5] W.D. Ernst and R.K. Shaltens. Automotive Stirling engine development project DOE/NASA/0032-34. (1997).
- [6] Y. Timoumi, I. Tlili, and S. Ben Nasrallah. Design and performance optimization of GPU-3 Stirling engines. *Energy*, 33(7) (2008), 1100 – 1114.
- [7] H. Hosseinzade and H. Sayyaadi. CAFS: The Combined Adiabatic–Finite Speed thermal model for simulation and optimization of Stirling engines. *Energy Conversion and Management*, 91 (2015), 32 – 53.
- [8] F. Aksoy and C. Cinar. Thermodynamic analysis of a beta-type Stirling engine with rhombic drive mechanism. *Energy Conversion and Management*, 75 (2013), 319 – 324.
- [9] L. Scollo, P. Valdez, and J. Barón. Design and construction of a Stirling engine prototype. *International Journal of Hydrogen Energy*, 33(13) (2008), 3506 – 3510.
- [10] S. Djetel-Gothe, S. Bégot, F. Lanzetta, E. Gavignet, and W. S. Bou Nader. A Stirling engine for automotive applications. In *Vehicle Power and Propulsion Conference (VPPC) - IEEE*, (Belfort, France, 11th – 14th dec, 2017). DOI: 10.1109/VPPC.2017.8331061

La chaleur et le froid dans la transition énergétique.

Heating and cooling in the energy transition.

Thierry de LAROCHELAMBERT^{1*}

¹Institut FEMTO-ST, Département Energie
2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

*(auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé – L'analyse de la structure énergétique française permet de comprendre ses faiblesses actuelles, en comparaison avec celle d'un des pays européens les plus efficaces. Elle fait ressortir l'incohérence structurelle du rôle assigné à la chaleur dans la politique énergétique de la France depuis des décennies, quand la chaleur devrait au contraire être la colonne vertébrale de la transition énergétique de la France et de l'Europe vers un système énergétique efficace, économiquement responsable et écologiquement soutenable, à même de relever le défi de l'urgence climatique.

Basée sur l'efficacité énergétique du concept de *Smart Energy System* mis en œuvre au Danemark, cette contribution souligne la nécessité de structurer très rapidement tout le système français et européen autour des réseaux intelligents de chaleur et de froid locaux couplés aux réseaux électriques et de gaz, associés à la co- et tri-génération et aux stockages multi-échelles de chaleur et d'électricité, afin de garantir la stabilité de chacun et d'assurer l'injection massive et efficace des énergies renouvelables, en s'appuyant sur une véritable sobriété énergétique indispensable à la lutte contre les gaspillages d'énergie et de matériaux.

Mots-clés : transition énergétique ; réseaux de chaleur et de froid ; énergies renouvelables ; cogénération ; trigénération.

Abstract – The analysis of the French energy structure allows to understand its current weaknesses, in comparison with that of one of the most efficient European countries. It highlights the structural inconsistency of the role assigned to heat in France's energy policy for decades, when heat should instead be the backbone of the rapid energy transition of France and all of Europe towards an efficient, economically responsible and ecologically sustainable energy system capable of meeting the challenge of the climate emergency.

Based on the energy efficiency of the *Smart Energy System* concept implemented in Denmark, this paper highlights the need to quickly shape the entire French and European system with smart local district heating and cooling closely connected to electricity and gas networks, associated with mandatory combined heat and power stations along with multi-scale thermal and electric storage, in order to guarantee the stability of each and to ensure the massive and efficient penetration of renewable energy, based on true energy sobriety as an essential lever in the fight against wasting energy and materials.

Keywords: energy transition; district heating and cooling; renewable energy; cogeneration;

1. Introduction

Pour concilier lutte contre le réchauffement climatique, efficacité énergétique et développement économique, les PPE 2019-2028 (Programmation Publique de l'Énergie) soumises au débat public en France du 19 mars au 30 juin 2018, articulées sur la SNBC (Stratégie Nationale Bas Carbone) et les SRADDET (Schéma régional d'aménagement, de développement durable et d'égalité des territoires), visaient les objectifs de réduction de 40% des émissions de GES (gaz à effet de serre) de la France d'ici 2030 par rapport à 2012 ; de 50% de la consommation énergétique d'ici 2050 ; de 30% de la consommation d'énergie fossile d'ici 2030 ;

de 50% de la part nucléaire de la production d'électricité en 2025 [1]. Elles ont été réactualisées dans la LOI n° 2019-1147 du 8 novembre 2019 relative à l'énergie et au climat pour renforcer les objectifs de réduction des consommations fossiles à 40% en 2030 en visant la neutralité carbone en 2050 et en décalant la réduction à 50% de la part d'électricité nucléaire à 2035 [2]. Pour être pertinente, la PPE actuellement en cours d'élaboration doit répondre à la fois aux énormes enjeux de la lutte contre le réchauffement climatique accéléré – qui menace jusqu'à l'habitabilité-même de notre planète à l'horizon du siècle et s'approche du seuil de basculement irréversible – et aux contraintes spécifiques du système énergétique français, caractérisé par une faible efficacité énergétique, une forte dépendance aux importations (en particulier d'énergies fossiles) et une grande sensibilité aux aléas climatiques ou sismiques.

Si le débat public s'est focalisé sur les choix dans la production électrique (renouvelable *versus* nucléaire), il a peu mis en avant le rôle essentiel que la chaleur peut tenir dans la mise en place d'une transition énergétique efficace en France comme dans toute l'Europe.

À la fois *énergie primaire EP* (sous forme de flux de chaleur géothermique et d'éclairage solaire, chaleur fatale), *vecteur d'énergie* (directement dans les réseaux de chaleur, indirectement dans les machines thermodynamiques), *énergie finale EF* (chauffage et climatisation des bâtiments, eau chaude sanitaire, cuisson, chauffage industriel, réfrigération, etc.), *énergie de stock* et *énergie de flux*, la chaleur est aussi à l'intersection des flux énergétiques des économies modernes. De fait, elle doit donc être au cœur de la transition énergie afin de pouvoir sortir très rapidement des énergies fossiles de manière économique et pérenne.

La conscience des choix (« *choice awareness* » [3]) comme fondement d'une politique de la chaleur en France et en Europe est indispensable, tant pour relever les défis des enjeux de sobriété (isolation et rénovation thermiques) et d'efficacité (récupération de chaleur fatale, co- et tri-génération, stockage) énergétiques que ceux de la substitution massive des énergies renouvelables (chaleur solaire, biomasse, biogaz, géothermie) aux énergies fossiles en alliant indépendance et efficacité économique, justice sociale et soutenabilité écologique.

Dans cette perspective, il est essentiel que les statistiques énergétiques et climatiques locales, nationales et européennes soient non seulement transparentes et accessibles tant aux chercheurs qu'au grand public, mais aussi complètes et pertinentes pour permettre la compréhension claire des enjeux. La dénomination « *énergie finale* » elle-même est ambiguë et mal définie : il est par exemple difficile de trouver dans les tableaux statistiques une comptabilité claire de la chaleur dans les bilans d'énergie finale, trop souvent limités à un inventaire marchand (charbon, fioul, gaz naturel, électricité, chaleur vendue par réseaux de chaleur), alors qu'en réalité ces sources d'énergies sont converties pour produire les trois formes finales d'usage (*chaleur* pour les besoins de chauffage, d'eau chaude sanitaire, de procédés industriels et artisanaux ; *force motrice* pour les besoins de transport ; *électricité spécifique* pour l'électronique, l'éclairage, l'électroménager), seules représentatives des besoins d'énergie.

Après avoir situé la chaleur et le froid dans la structure énergétique européenne et française (section 2), cet article montre l'importance des réseaux de chaleur et de froid pour la transition vers un système énergétique intégré intelligent (section 3) comme celui du Danemark.

2. La chaleur, au cœur des systèmes énergétiques

2.1. Consommations finale et primaire de chaleur et de froid en Europe

À l'échelle européenne, *la chaleur et le froid représentent environ 50% de la consommation d'énergie dite « finale »*, essentiellement pour le *chauffage des bâtiments* (52%), le *chauffage industriel* (30%) et l'*eau chaude sanitaire* (10%) comme le montre la Fig. 1, inéga-

lement répartis selon les secteurs économiques (résidentiel : 45% ; industrie : 37% ; tertiaire : 18%). En particulier, le chauffage des bâtiments représente en moyenne 78% de l'énergie finale du secteur résidentiel et 63% dans le secteur tertiaire, lors que la climatisation n'en représente que 1% dans le résidentiel et 9% dans le tertiaire [4].

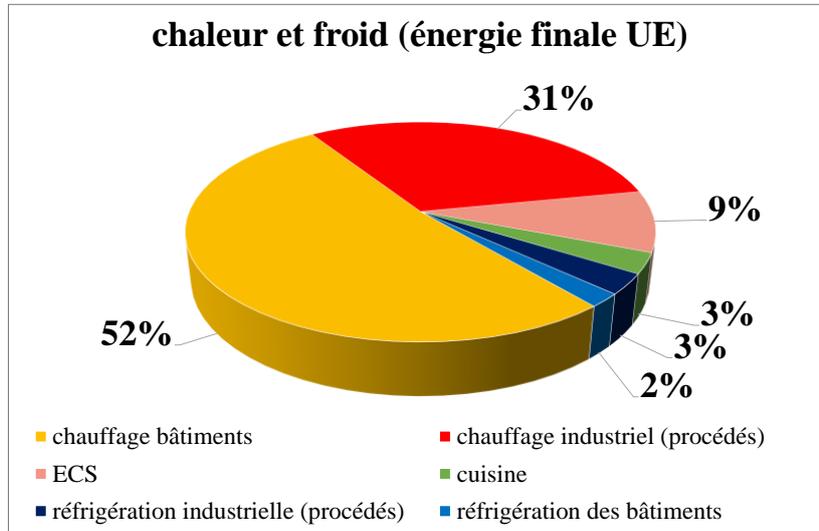


Figure 1 : Utilisations finales de chaleur et de froid (UE 2012) [4]

Cependant, les sources primaires d'énergie finale utilisées pour la chaleur et le froid dans l'UE sont encore à 75% des combustibles d'origine fossile (Fig. 2) : la réduction de ces consommations et leur transition vers les énergies renouvelables est donc un enjeu considérable.

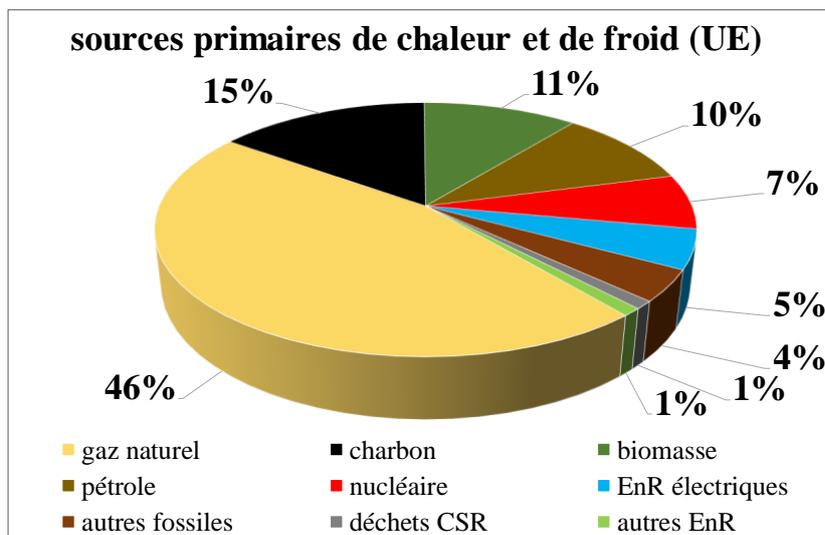


Figure 2 : Sources primaires de chaleur finale et de froid final (UE 2012) [4]

Cette structure évolue lentement vers davantage d'efficacité grâce au développement des réseaux de chaleur et de froid (8% de la consommation finale de chaleur, 1% de celle de froid), de la cogénération et des énergies renouvelables, préconisées par la Commission Européenne pour verdir l'énergie et de diminuer la dépendance énergétique de l'Europe [5]. Entre 2004 et 2016, la part des énergies renouvelables dans la consommation de chaleur et de froid dans l'UE est ainsi passée de 10,3% à 19,1%. Cependant, la chaleur et le froid n'apparaissent généralement pas en tant que tels dans les documents d'orientation stratégique de long terme 2050 de l'UE [6], ce qui traduit un manque de vision globale. De plus, l'absence d'accroissement des réseaux de chaleur dans la stratégie 2050 de l'UE pose de sérieux problèmes d'efficacité dans la lutte contre le réchauffement climatique. La section suivante (2.2) montre que les mêmes questions de données et de structures se posent en France.

2.2. La chaleur et le froid dans la structure énergétique française

La structure énergétique de la France, héritée du centralisme, des infrastructures industrielles d'après-guerre et de la stratégie tout-électronucléaire des années 80, reste encore fragile et défavorable aux synergies efficaces entre formes complémentaires d'énergie :

- les *réseaux de chaleur et de froid* sont très peu développés et ne couvrent que 3,3% de la chaleur finale et 5,5% des besoins de froid [7];
- le *chauffage électrique par effet joule* représente une part disproportionnée du chauffage des locaux (18%), surtout dans les logements individuels et collectifs (31%), alors qu'il est le mode de chauffage le plus coûteux en énergie primaire ($EF/EP : 0,385$; pompes à chaleur : 1,25 à 1,8) et appelle des puissances électriques démesurées (records européens) sur le réseau en pointes hivernales (102 GW le 8 février 2008 ; 90 GW en décembre 2012, janvier 2013 et février 2015 ; 96,6 GW le 28 février 2018, etc.), au prix d'importations électriques au prix fort et de la mobilisation de centrales au charbon et au fioul d'appoint très émettrices en GES ; de plus, il pénalise particulièrement les populations défavorisées ;
- la *cogénération* ne représente que 2,9% de la production électrique en France [8].

Les énergies fossiles couvrent encore près de 62,3 % des sources primaires de chaleur *finale* (rendement des centrales électriques non compté), ce qui montre le défi à relever (Fig. 3).

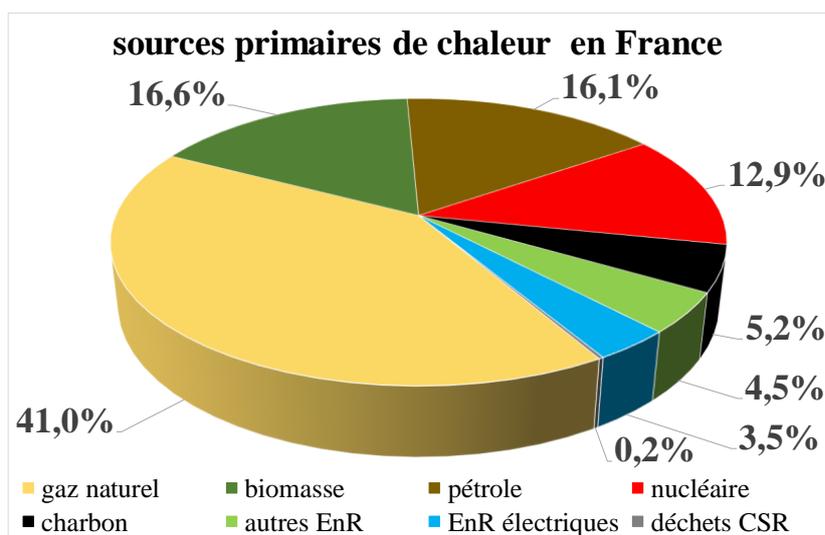


Figure 3 : Sources primaires de chaleur finale (France 2016) [7]

2.3. Comparaisons européennes

Les structures énergétiques des différents pays européens sont très différenciées du fait de leur grande variété politique, historique, géographique et climatique. Il en résulte une grande dispersion de leur efficacité énergétique et de leur avancement en termes de réseaux énergétiques, d'énergies renouvelables, d'économies d'énergie et d'émissions de gaz à effet de serre, particulièrement pour la consommation et la production de chaleur et de froid.

La contribution des réseaux de chaleur et de froid dans la consommation finale de chaleur de chaque pays de l'UE est par conséquent extrêmement variable (Fig. 4). La part couverte par les énergies renouvelables (y compris les déchets renouvelables) dans les réseaux de chaleur augmente régulièrement (Suède 63%, Danemark 60,3%, France 57,1%), mais *la part de la cogénération diffère considérablement* (Danemark 66,2%, France 16,1%) [10][11][12]. Les réseaux de chaleur et de froid seront pourtant l'un des deux principaux leviers pour remplir les objectifs climatiques de l'UE, aux côtés de la mobilité électrique.

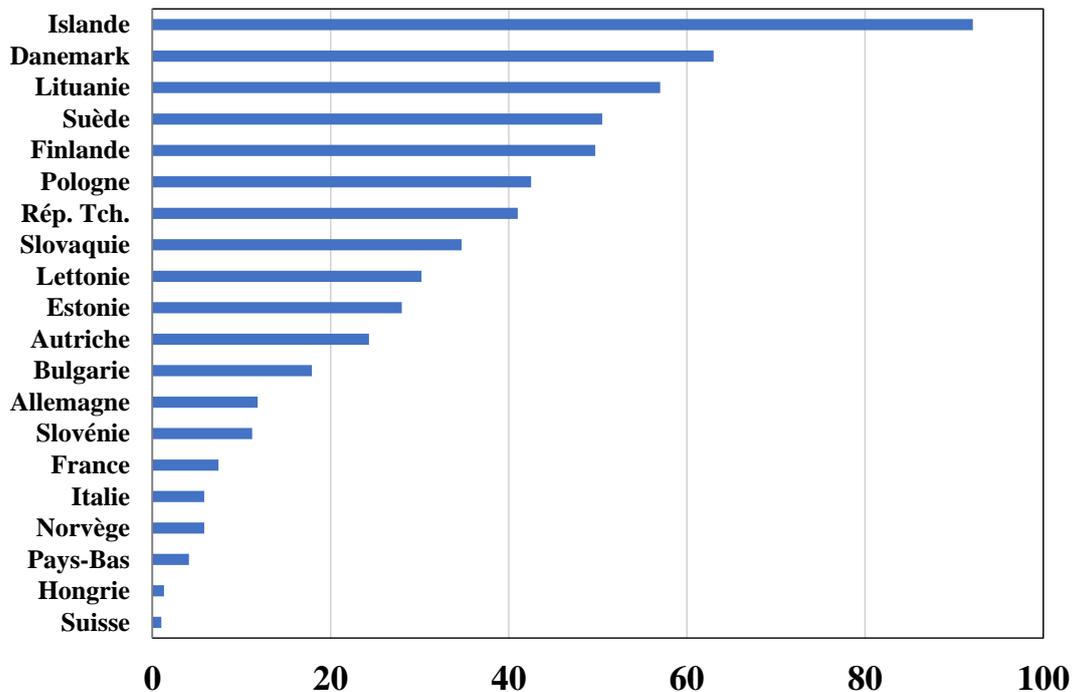


Figure 4 : Fraction de population chauffée par réseaux de chaleur (%), 2017 [9]

3. Les réseaux de chaleur et de froid au cœur de la transition énergétique

Les impératifs climatiques, la sécurité et l'indépendance énergétiques, l'efficacité énergétique et économique requièrent un changement radical des structures énergétique. Les retours d'expérience montrent que les réseaux de chaleur et de froid sont une réponse pertinente à ces objectifs (cf. 3.1) ; ils sont déjà au cœur réseaux de chaleur 4G des *systèmes énergétiques intelligents* (décrits au 3.2), seuls à même de relever ces défis de manière soutenable (cf. 3.3).

3.1. Efficacité énergétique des réseaux couplés de chaleur, de froid et d'électricité

Au cours des dernières décennies, l'efficacité des réseaux de chaleur n'a cessé de croître à mesure que la température de distribution des réseaux de chaleur baissait de 110-150°C (vapeur industrielle) à 40-60°C pour les nouveaux réseaux (Tab. 1). Cette baisse de température a permis le raccordement successif de bâtiments de plus en plus performants, mais aussi la récupération d'une part croissante de la *chaleur fatale* des usines et des compresseurs de groupes réfrigérant ; le raccordement d'unités de *cogénération*, de *pompes à chaleur industrielles*, de *centrales solaires thermiques* basse température, d'unités de *stockage thermique* journalier systématique et désormais de grandes unités de stockage thermique saisonnier.

gén.	fluide	température	sources additionnelles ou substituées	stockage/régulation
1G	vapeur	110-150°C	grandes centrales thermiques fossiles	24h - vapeur
2G	eau pression	100-110°C	grande cogénération fossile, UVE	24h - eau chaude
3G	eau (tube dur pré-isolé)	80-90°C	cogénérations biomasse-biogaz, centrales solaires, chaleur fatale	7 j - eau chaude / compteurs intelligents
4G	eau (double-tube souple pré-isolé)	40-60°C	trigénération, PAC géothermales, surplus EnR électriques variables, réseau bidirectionnel, réseau H ₂ , VER	6 mois - eau chaude / 6 mois - eau froide / pilotage optimisé

Tableau 1 : Évolution des générations de réseaux de chaleur [13] (UVE : unité de valorisation énergétique des déchets, VER, véhicules électriques rechargeables)

L'efficacité élevée des réseaux 3G par rapport aux générations 1G et 2G est due :

- à l'*abaissement de température* du fluide caloporteur, l'*isolation thermique* accrue et maîtrisée des tubes d'acier préfabriqués et des raccords ;
- au raccordement généralisé des *centrales de cogénération* gaz, d'incinération des CSR (combustibles solides de récupération) et des déchets ménagers renouvelables; des *unités de cogénération décentralisées* alimentées en biomasse locale (plaquettes bois, paille) ;
- à la récupération des *rejets de chaleur industrielle* de moyenne et de basse température.

De fait, le rendement global élevé des unités de cogénération induit systématiquement la baisse de consommation d'énergie primaire globale et celle des émissions de GES, surtout en approvisionnement biomasse et biogaz. Il atteint en moyenne 73 à 77% dans les réseaux de chauffage en France [12] et jusqu'à 92% au Danemark [14], très avancé dans ce domaine.

3.2. Les réseaux de chaleur 4G, vers l'intégration massive des énergies renouvelables

Le saut quantitatif radical d'efficacité opéré par les réseaux de chaleur 4G est entièrement lié à l'intégration complète des réseaux de chaleur et de froid au *Système Energétique Intelligent* (*Smart Energy System, SES*) décrit en [15], dans lequel ils sont couplés aux réseaux de froid, de gaz et d'électricité, aux réseaux de mobilité électrique collective et individuelle, assurant l'*injection massive et prioritaire des énergies renouvelables* – qu'elles soient à flux variable (éolien, solaire photovoltaïque, solaire thermique surtout ; houlomotrice, hydraulique au fil de l'eau et hydrolien dans une moindre mesure) ou de stock pilotable (hydraulique de barrage, géothermie, biomasses) – par le biais de *pompes à chaleur industrielles* haute performance à très faible taux de fuite, de *stocks journaliers d'eau chaude et de froid* (réseaux de chaleur et de froid), et de *stocks saisonniers de chaleur et de froid* de grande capacité alimentés en *énergie solaire thermique*, plus compétitive que toute autre source thermique.



Figure 5 : *Stockage solaire thermique saisonnier du réseau de chaleur de Silkeborg (DK) [14]*

De fait, la connexion de *grandes centrales solaires thermiques* au sol (ou en toiture) est un atout considérable pour la compétitivité des installations de chauffage urbain et la coupure drastique des émissions de GES. Le Danemark, malgré sa latitude élevée, construit ainsi les plus grandes installations de stockage solaire thermique saisonnier au monde : Dronninglund (37573 m², 62000 m³, 40-50% du chauffage annuel), Silkeborg (156694 m², 64000 m³, 20% du chauffage annuel), Vojens (70000 m², 205000 m³, 45% du chauffage annuel), etc. [14]. La France commence à suivre cette voie avec succès (Narbonne, Pons, Chateaubriant, etc.).

Dans le SES, les *excédents d'énergie électrique renouvelable variable* peuvent ainsi être convertis en chaleur et froid dans les réseaux grâce aux pompes à chaleur à compression ou

absorption, ou stockés dans les réservoirs de chaleur et de froid à de très faibles coûts. De même, les *surplus de chaleur industrielle ou de froid industriel* sont injectés directement dans les réseaux de chaleur et de froid ou stockés selon les besoins et les saisons. Il en résulte une forte économie de biomasse pour les unités de cogénération utilisées en énergie de back-up, et une diminution drastique des investissements dans le renforcement du réseau électrique [16].

L'efficacité et la flexibilité des réseaux de chaleur 4G dans le SES est particulièrement optimisée grâce au déploiement des compteurs intelligents de chaleur, de froid, d'électricité, d'eau et de gaz pour la lecture et la gestion locales par les fournisseurs et les utilisateurs (au Danemark, les réseaux sont publics et décentralisés depuis la loi thermique de 1979).

3.3. Comparaison smartgrids - système énergétique intelligent

Dans leur principe initial, les *Smartgrids* gèrent et tentent d'optimiser séparément les réseaux d'électricité et de chaleur, sans pouvoir utiliser les synergies complètes de conversion, d'intégration et de stockage inhérentes au *Smart Energy System*. En particulier, ils ne permettent pas de récupérer massivement la chaleur et le froid industriels fatals, ni d'injecter massivement les énergies renouvelables pourtant les plus efficaces pour couper les émissions de GES et les plus compétitives pour la production de chaleur basse température et d'électricité.

Contrairement aux *Smartgrids*, les SES peuvent convertir de grandes quantités d'énergie renouvelables variables sans devoir les stocker trop massivement chaque jour pour faire face aux variations journalières de l'éolien et du PV et de la demande du réseau électrique. Seule, *l'intégration des réseaux électriques avec les réseaux de chaleur et de froid jusqu'aux zones à faible densité urbaine au sein du SES avec ses stockages décentralisés* (y compris les VER) rend possible l'injection massive de l'ensemble des énergies renouvelables [17].

La modélisation comparée des réseaux intelligents séparés (*Smartgrids*) et du SES, récemment appliquée au cas du Danemark [18], permet de quantifier les investissements nécessaires pour assurer la couverture 100% renouvelable, heure par heure, des besoins énergétiques du pays à l'horizon 2050, objectif officiel des gouvernements et parlements danois depuis l'accord sur l'énergie (*Energiaftale*) de 2012. Elle montre que, même en excluant les coûts d'investissement de stockage, les coûts d'investissements dans les réseaux sont pratiquement du même ordre pour les deux, mais ils sont considérablement réduits pour le SES par rapport aux *Smartgrids* si l'on inclut les coûts de stockage prohibitifs des *Smartgrids*.

4. Conclusion

L'application du concept de SES dans la définition de la feuille de route de l'Union Européenne pour la chaleur et le froid [5] conduit à la nécessité d'accroître la part des réseaux de chauffage à 50 % de la demande totale de chaleur d'ici 2050, dont 25 à 30% devront être couverts par de grandes pompes à chaleur industrielles à haut rendement, l'ensemble de la chaleur, du froid, de l'électricité et de la mobilité pouvant être assuré quasi-intégralement par les énergies renouvelables dont le potentiel représente plusieurs centaines de fois la consommation de l'UE. C'est à cette condition que l'UE sera en mesure de remplir ses obligations de réduction drastique de ses émissions gaz à effet de serre.

La France devrait pouvoir couvrir entre 26 et 60% des besoins de chaleur et de froid par le SES d'ici 2050, et les objectifs de la PPE 2028 (plus de 14% de la chaleur couverte par énergies renouvelables et de récupération) pourraient être revus fortement à la hausse avec un développement plus ambitieux des réseaux de chaleur et de froid (surtout industriel et tertiaire) en s'appuyant sur le Fond Chaleur. Outre la fermeture rapide des quatre dernières centrales électrothermiques à charbon et la reconversion immédiate aux EnR&R des neuf réseaux de

chaleur à charbon et des 183 réseaux de chaleur à fioul encore en activité, les investissements devraient être orientés en priorité vers la connexion des réseaux de chaleur et de froid au réseau électrique à travers les pompes à chaleur industrielles, la co- et tri-génération à biomasse-biogaz, la chaleur solaire et géothermique BT, MT et HT, l'élimination du chauffage électrique, en parallèle à l'injection massive des EnR électriques et à la migration des transports individuels et collectifs des combustibles fossiles vers l'électrique et la mobilité douce.

Références

- [1] [LOI n° 2015-992 du 17 août 2015 relative à la transition énergétique pour la croissance verte](#)
- [2] <https://www.legifrance.gouv.fr/eli/loi/2019/11/8/2019-1147/jo/texte>
- [3] Henrik Lund, Choice awareness : the development of technological and institutional choice in the public debate of danish energy planning, *Journal of Environmental Policy & Planning* 2 (2000), 249-259.
- [4] European Commission, *Communication from the Commission to the European Parliament, the Council, the European Economic and Social Committee and the Committee of the Regions on an EU Strategy for Heating and Cooling*, Bruxelles, 16/02/2016.
- [5] Heat Roadmap Europe 4. Quantifying the Impact of Low-Carbon Heating and Cooling Roadmaps, S. Paardekooper, R.S. Lund, B.V. Mathiesen, M. Chang, U.R. Petersen, L. Grundahl, U. Persson, European Union's Horizon 2020 Project Nr 695989, Aalborg Universitetsforlag (2018).
- [6] European Commission, *A Clean Planet for all - A European long-term strategic vision for a prosperous, modern, competitive and climate neutral economy*, Bruxelles, 28/11/2018.
- [7] Stratégie française pour l'énergie et le climat. Programmation pluriannuelle de l'énergie 2019-2023 2024-2028, Ministère de la transition écologique et solidaire, France, 2018.
- [8] Commissariat Général au Développement Durable, *Bilan énergétique pour la France 2018*, Ministère de la transition écologique et solidaire, France, janvier 2018.
- [9] Country by country 2017, Euroheat & Power (2017).
- [10] Energy in Sweden - Facts and Figures 2018, Swedish Energy Agency.
- [11] Energy statistics 2018, Danish Energy Agency.
- [12] FEDENE-SNCU, *Enquête annuelle sur les réseaux de chaleur et de froid – Chiffres clés, analyses et évolution* (2019).
- [13] H. Lund, S. Werner, R. Wiltshire, S. Svendsen, J.E. Thorsen, F. Hvelplund, B.V. Mathiesen, Review - 4th Generation District Heating (4GDH). Integrating smart thermal grids into future sustainable energy systems, *Energy* 68 (2014) 1-11.
- [14] District Energy - Energy Efficiency for Urban Areas, State of Green, March 2018, <https://stateofgreen.com/en/publications/district-energy/>
- [15] H. Lund, *Renewable energy systems: a smart energy systems approach to the choice and modeling of 100% renewable solutions*, Academic Press (second ed. 2014)
- [16] B.V. Mathiesen, H. Lund, D. Connolly, H. Wenzel, P.A. Østergaard, B. Möller, S. Nielsen, I. Ridjan, P. Karnøe, K. Sperling, F.K. Hvelplund, Smart Energy Systems for coherent 100% renewable energy and transport solutions, *Applied Energy* 145 (2015) 139-154.
- [17] H. Lund, P. Østergaard, D. Connolly, I. Ridjan, B.V. Mathiesen, F. Hvelplund, J. Thellufsen, Pe. Sorknæs, Energy Storage and Smart Energy Systems, *International Journal of Sustainable Energy Planning and Management* Vol. 11 2016.
- [18] H. Lund, Renewable heating strategies and their consequences for storage and grid infrastructures comparing a smart grid to a smart energy systems approach, *Energy* 151 (2018) 94-102.

Contribution théorique à l'étude d'un moteur à apport de chaleur externe de type Ericsson.

Theoretical contribution to an Ericsson Externally Heated Engine Valve study.

Pierre RANC^{1,2*}, Guillaume LAYES¹, François LANZETTA¹, Eric GAVIGNET¹

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

² ANANKÉ

14, rue des entrepreneurs, Parc Technologique - 90000 Belfort, France

*(auteur correspondant : pierre.ranc@ananke.systems)

Résumé - Cet article présente la modélisation numérique d'un moteur Ericsson linéaire à soufflets métalliques. Après avoir présenté le système d'équations régissant le moteur, des résultats types ainsi qu'une comparaison avec un essai expérimental seront présentés. Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'un projet entre la société ANANKÉ et le département Energie du laboratoire FEMTO-ST pour le développement dudit moteur.

Mots-clés : moteur Ericsson ; Moteur à Apport de Chaleur Externe ; simulation numérique.

Abstract - This paper deals with the numerical model of a linear Ericsson engine using metallic bellows. First, we describe the engine principle and its equations system. We then present typical simulation results as well as a comparison with experimental data from our engine. This work has been conducted jointly by FEMTO-ST Energy department and ANANKÉ company in order to build the studied engine.

Keywords: Ericsson engine; Externally Heated Valve Engine; numerical simulation.

Nomenclature

a	accélération, $m \cdot s^{-2}$
C	course, m
C_D	coefficient de décharge,
c	position, m
g_0	accélération pesanteur, $9,81 m \cdot s^{-2}$
K	raideur, $N \cdot m^{-1}$
k	coefficient polytropique,
L	longueur de bras, m
M	masse, kg
\dot{m}	débit massique, $kg \cdot s^{-1}$
p	pression, Pa
R	force résultante, N
r	constante spécifique du gaz, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
S	section, m^2
T	température, K
U	énergie interne, J
V	volume, m^3
v	vitesse, $m \cdot s^{-1}$

Symboles grecs

γ coefficient isentropique du gaz

Indices et exposants

atm atmosphère

c compresseur

charge charge mécanique

d détenteur

e entrant

f fermé

g global

m massique

o ouvert

r raideur

s sortant

v vérin

vinf partie inférieure du vérin

vsup partie inférieure du vérin

1. Introduction

Dans un contexte de réduction de la consommation énergétique et des effets polluants des machines thermiques, l'optimisation et la valorisation de l'énergie perdue (chaleur fatale), sont cruciales. Dans cette optique, le département Energie du laboratoire FEMTO-ST collabore depuis 2012 au développement d'un moteur Ericsson linéaire à soufflets métalliques en collaboration avec la société ANANKÉ. Le soufflet métallique a l'avantage de ne pas présenter de frottements mécaniques ni de fuite de fluide et ne nécessite pas de lubrification. Après une première étude de l'enceinte de compression [1], cet article présente la modélisation d'une machine complète. Le programme obtenu permet de simuler le comportement dynamique du moteur tout en prenant en compte les aspects thermodynamiques, mécaniques et fluidiques. Ce modèle rend possible l'étude paramétrique du moteur en fonctionnement, cela de manière plus rapide et dans des conditions parfois difficiles à obtenir au cours d'expériences.

2. Principe de fonctionnement d'un MACE volumétrique à soufflets

La figure 1 illustre le fonctionnement le plus simple d'un moteur Ericsson en cycle ouvert qui est l'objet de la présente étude. Si l'on suit le cycle du fluide de travail de ce dernier, l'air ambiant à la pression et à température atmosphériques est aspiré en 1 dans une enceinte volumétrique à soufflet au travers de clapets d'admission. Il est ensuite comprimé jusqu'à la pression du réseau aval, pression à laquelle les clapets d'échappement s'ouvrent laissant ainsi échapper le fluide de l'enceinte en 2. Il voit sa température augmenter lors de son passage par l'échangeur de chaleur. Pour terminer le cycle, un volume de fluide est admis en 3 du point mort haut jusqu'à une fraction de la course correspondante au profil de levée de la soupape d'admission. Cette dernière s'ouvre en dehors de l'enceinte, elle est disposée de manière inversée. Le fluide est ensuite détendu jusqu'au point mort bas puis est échappé à l'atmosphère via une soupape d'échappement en 4.

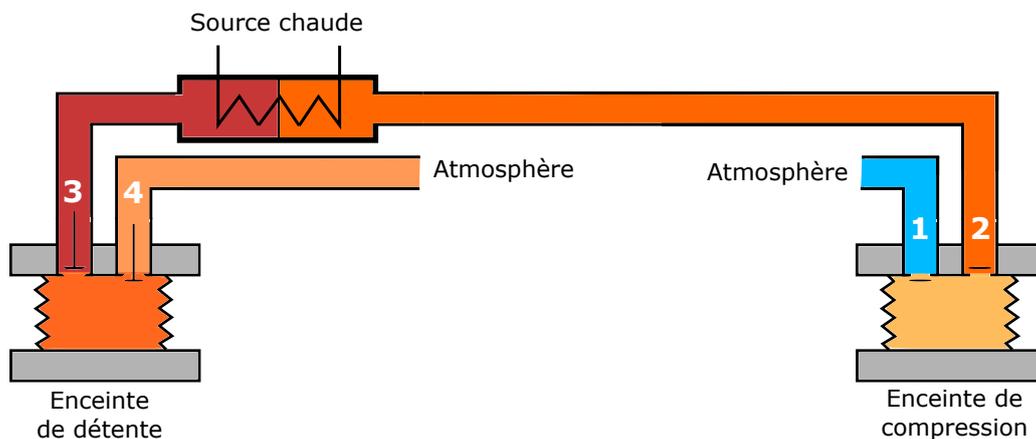


Figure 1 : Schéma de principe d'un moteur Ericsson en cycle ouvert sans régénérateur.

3. Mise en équation du moteur

Le moteur que nous développons est basé sur l'utilisation de soufflets métalliques pour les enceintes volumétriques et sur un fonctionnement linéaire. Ce dernier point constitue l'originalité principale de notre étude car la littérature ne fait état, à ce jour, que de modèles numériques pour un moteur Ericsson volumétrique rotatif [2], [3]. Nous allons donc présenter toutes les équations physiques (thermodynamique, mécanique, fluidique) propres à notre moteur. Celui-ci ne sera composé que des constituants élémentaires que sont le compresseur, l'échangeur récupérateur, l'échangeur chaud et le détenteur.

3.1. Bilan mécanique

La figure 2 permet d'illustrer le fonctionnement linéaire de notre moteur. En effet, un levier à rapport variable relie les deux enceintes de travail générant un mouvement oscillant. Il autorise une course variable au niveau des deux enceintes en fonction des réglages géométriques et des conditions de fonctionnement du moteur. Il permet en outre de modifier le point d'équilibre entre le compresseur et le détendeur ce qui impacte les évolutions thermodynamiques et mécanique du moteur. En conséquence, le modèle mécanique choisi dispose d'un degré de liberté supplémentaire en translation suivant y . Il intègre également un vérin de rappel pneumatique raccordé à l'arbre pour des questions de modularité. Deux origines de repères sont définies : pour le repère mécanique, l'origine est positionnée au centre du point de pivot du levier ; pour le repère du modèle thermodynamique, elle est définie au point mort haut du détendeur.

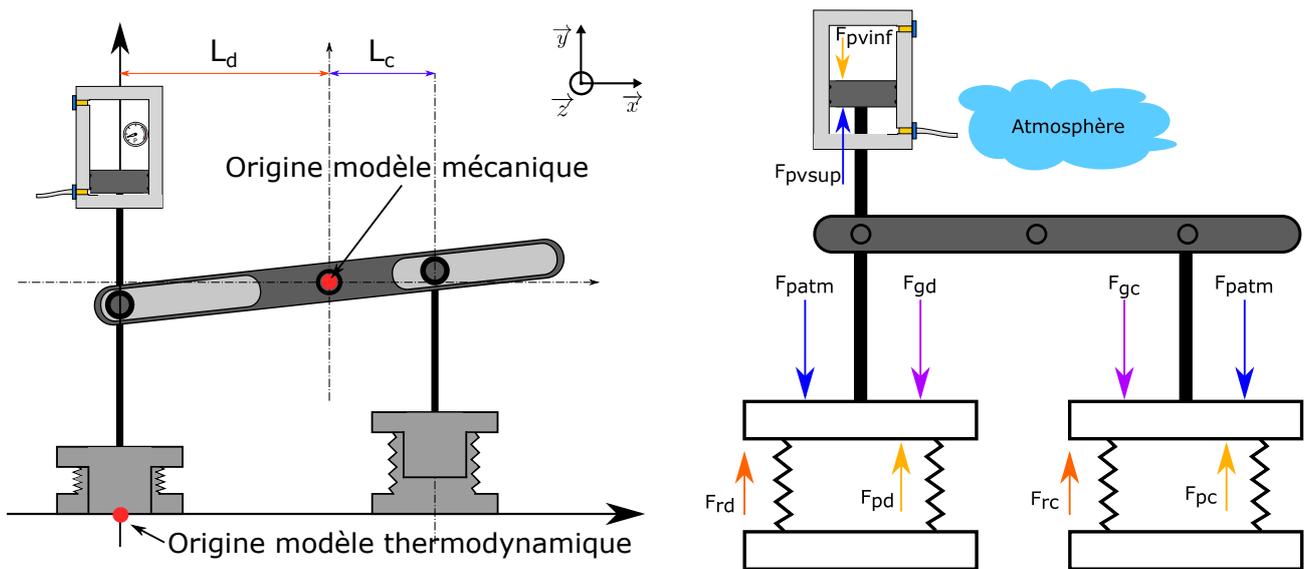


Figure 2 : Positionnement de l'origine du repère de référence pour la cinématique du dispositif et schématisation de l'équilibre des forces du système complet.

Les forces en jeu dans le moteur présentées sur la figure 2 sont la pression atmosphérique, la pression dans les enceintes (détendeur, compresseur, vérin), la raideur des soufflets et la gravité. Le principe fondamental de la statique est appliqué au levier de type première classe puis est projeté sur Oy . Le calcul des moments est finalement projeté sur z . Toutes les forces identifiées sont alors intégrées dans l'équation (1) qui s'écrit [4] :

$$\sum F_g = K_d \cdot x_d + (p_d - p_{atm}) \cdot S_d - \left[K_c \cdot \frac{L_c}{L_d} \cdot (C_d - x_d) + (p_c - p_{atm}) \cdot S_c \right] \cdot \frac{L_c}{L_d} \quad (1)$$

$$+ p_{vinf} \cdot S_{vinf} - p_{vsup} \cdot S_{vsup} + F_{charge} \cdot \frac{L_c}{L_d} - M_d \cdot g_0 + M_c \cdot g_0 \cdot \frac{L_c}{L_d}$$

Le principe fondamental de la dynamique en translation (P.F.D.) est retenu pour la modélisation du système. Un tel modèle simplifie grandement le système d'équations à résoudre et ne présente qu'un écart relatif faible (0,5%) avec un modèle PFD en rotation plus réaliste. Il est écrit en ramenant tous les sous-ensembles au niveau du détendeur et mis sous forme différentielle.

Afin de simplifier l'intégration numérique, on transforme l'équation différentielle du second ordre vers un système à deux équations différentielles du premier ordre $\frac{dx_d}{dt} = v_d$ et $\frac{dv_d}{dt} = a$.

$$\begin{aligned} \frac{dv_d}{dt} = \frac{1}{M} \cdot \left[x_d \cdot \left[K_d + K_c \cdot \left(\frac{L_c}{L_d} \right)^2 \right] - K_c \cdot C_d \cdot \left(\frac{L_c}{L_d} \right)^2 - p_{atm} \cdot \left(S_d - S_c \cdot \frac{L_c}{L_d} \right) \right. \\ \left. + p_d \cdot S_d - p_c \cdot S_c \cdot \frac{L_c}{L_d} + F_{charge} \cdot \frac{L_c}{L_d} + p_{vinf} \cdot S_{vinf} - p_{vsup} \cdot S_{vsup} \right. \\ \left. - M_d \cdot g_0 + M_c \cdot g_0 \cdot \frac{L_c}{L_d} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

3.2. Bilan thermodynamique

Afin d'établir le modèle thermodynamique, différentes hypothèses ont été faites. Tout d'abord, aucune réaction chimique ne se produisant dans la machine, trois variables, (p, V, T) ou (p, T, ρ) , suffisent à décrire l'état thermodynamique du système. Ensuite, compte tenu des plages de température ($-20^\circ\text{C} / 450^\circ\text{C}$) et de pression absolue (50 000 Pa / 800 000 Pa) au sein du moteur, un modèle de gaz parfait est approprié. De plus, en assumant des vitesses relativement proches en entrée et sortie des différents organes et au regard de la faible masse de gaz circulant dans la machine, les variations d'énergie cinétique et d'énergie potentielle du fluide de travail seront négligées par rapport aux variations d'énergies échangées au cours des phases de compression et de détente [5]. Enfin, la loi de Laplace [6] est utilisée pour calculer la variation des variables d'état au cours des transformations isentropiques (adiabatiques réversibles). Pour une transformation réelle avec échange potentiel de chaleur à la paroi, un coefficient polytropique noté k remplace le coefficient isentropique du gaz noté γ . Après paramétrage de la machine, la valeur déterminée pour k_c et k_d est de 1,1 [4].

Sous ces hypothèses, l'équation de conservation de la masse (3) appliquée au volume V s'écrit :

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_e - \dot{m}_s \quad (3)$$

Les expressions des débits massiques seront développées dans la partie 3.3. De même, le principe de conservation de l'énergie pour le volume de contrôle pour les enceintes de compression et de détente s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = \frac{r \cdot T}{p \cdot V} \cdot (k \cdot T_e - T_s) \cdot \dot{m}_e - \frac{r \cdot T^2}{p \cdot V} \cdot (k - 1) \cdot \dot{m}_s - \\ (k - 1) \frac{T}{V} \cdot \frac{dV}{dt} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p \cdot k}{V} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{T_s \cdot r \cdot k}{V} \cdot (\dot{m}_e - \dot{m}_s) \quad (5)$$

Le vérin de rappel est constitué de deux chambres. Une de ces chambres, en vase clos, est le siège d'une succession de cycles de compression permettant d'emmagasiner de l'énergie sous forme de pression et de détente restituant cette énergie sous forme mécanique. Elle peut donc se modéliser comme un système thermodynamique fermé régi par l'équation :

$$\frac{dp_{vf}}{dt} = \frac{-p_{vf} \cdot k_{vf}}{V_{vf}} \cdot \frac{dV_{vf}}{dt} \quad (6)$$

La seconde chambre, directement reliée à l'atmosphère se présente comme un dispositif de balayage modélisé par un système thermodynamique ouvert dont les équations sont identiques à celles des enceintes de détente et de compression.

3.3. Bilan fluidique

Les équations précédentes font toutes appel au débit massique comme variable. Il est donc nécessaire de pouvoir le déterminer sachant qu'il dépend lui même des pressions dans les différentes enceintes. Les phénomènes fluidiques dans le moteur sont très complexes. Nous avons donc choisi de nous focaliser sur le comportement des orifices de fermeture. Ils sont modélisés par un modèle 0D de type Barré de Saint-Venant [7], [8]. Pour l'enceinte de détente à l'admission ou à l'échappement, la commande est de type "tout ou rien". Le déplacement de soupape qui en résulte est implémenté à partir d'une loi de levée obtenue expérimentalement sur un système d'actionnement complet. Concernant l'admission et l'échappement au compresseur, en raison de la masse extrêmement faible des clapets, leur ouverture est considérée comme instantanée. Les équations pour le calcul des écoulements sont les suivantes :

$$\dot{m}_e = C_{Dadm} \cdot S_{adm} \cdot \left(\frac{P_e}{\sqrt{r \cdot T_e}} \right) \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \left(\frac{P_e}{P} \frac{-2}{\gamma} - \frac{P_e}{P} \frac{(\gamma + 1)}{-\gamma} \right)} \quad (7)$$

$$\dot{m}_s = C_{Dech} \cdot S_{ech} \cdot \left(\frac{P}{\sqrt{r \cdot T}} \right) \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \left(\frac{P}{P_a} \frac{-2}{\gamma} - \frac{P}{P_a} \frac{(\gamma + 1)}{-\gamma} \right)} \quad (8)$$

Les sections de passage du fluide S_{adm} et S_{ech} sont calculées en fonction des cinématiques de levée considérées de chaque organe.

4. Résolution du modèle

4.1. Séquençage de la résolution

Le système à résoudre est composé des équations différentielles mécaniques (2), des équations différentielles thermodynamiques (4), (5) et (6) appliquées aux enceintes de détente, de compression et du vérin auxquelles s'ajoutent les équations des débits dans les enceintes de compression et de détente (8) [4]. Le système d'équations différentielles couplées du premier ordre est résolu à l'aide d'un programme basé sur une intégration numérique de Runge-Kutta [9]. Le schéma de la figure 3 présente le séquençage de résolution du programme, établi afin de tenir compte des discontinuités liées aux lois de contrôle et de commande. A partir des conditions initiales fournies, au temps $t = 0$, le code détermine la phase de fonctionnement du compresseur et du détendeur respectivement. Le système d'équations complet est alors résolu. Les résultats ainsi obtenus sont utilisés comme conditions d'entrées de l'itération temporelle suivante. Le code de calcul s'arrête lorsque la durée de simulation programmée est atteinte.

Les conditions initiales et les nombreux paramètres conditionnent les résultats de simulation obtenus ainsi que le temps de calcul qui oscille autour de quatre minutes par cycle avec un ordinateur de bureau standard. A partir de trois cycles la stabilisation est toujours observée.

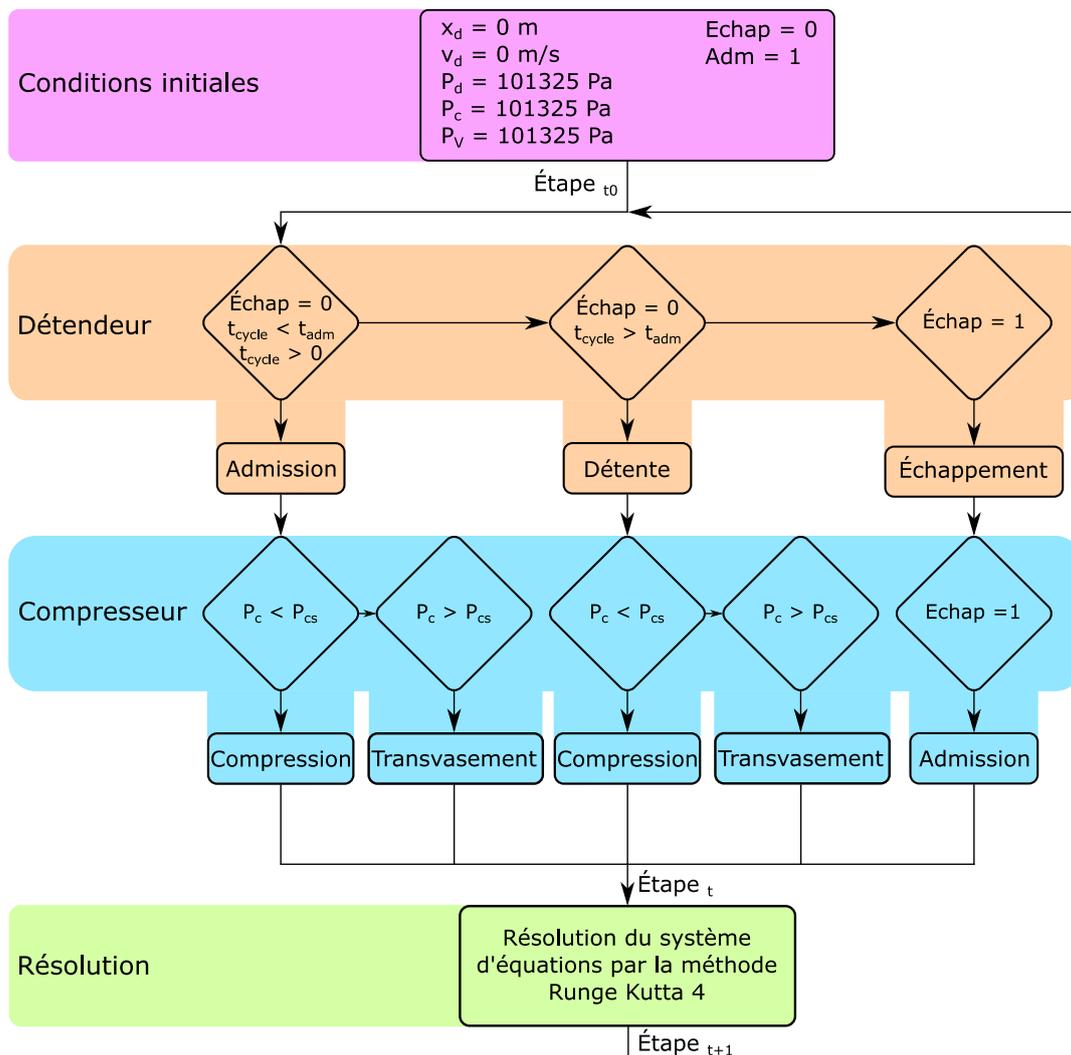


Figure 3 : Séquences simplifiées du programme de simulation.

4.2. Cycles simulés

La figure 4 présente les premiers cycles de pression et de position obtenus par notre modèle. On constate que quelques périodes sont nécessaires pour simuler un fonctionnement stabilisé et réel de la machine. Cela est lié d'une part aux conditions initiales qui ne sont pas identiques aux conditions d'équilibre de la machine et d'autre part à la conception intrinsèque du modèle qui, rappelons-le, n'a pas de bridage physique en position. Ainsi les deux premières périodes ne sont pas réalistes. Le déplacement y est supérieur aux butées hautes et basses (en traits pointillés verts). Le troisième cycle est très proche d'un fonctionnement en régime établi, mais constitue un garde-fou et c'est bien le quatrième cycle qui sera exploité. Ce schéma apparaît répétable et vérifiable pour tous les essais avec différentes conditions.

4.3. Comparaison d'un cycle réel et simulé

Les résultats présentés correspondent à un fonctionnement sans charge additionnelle afin de se conformer à la configuration réelle du moteur. De même, les conditions initiales et les paramètres de commandes du moteur intégrés dans le modèle se basent sur les conditions expérimentales de fonctionnement.

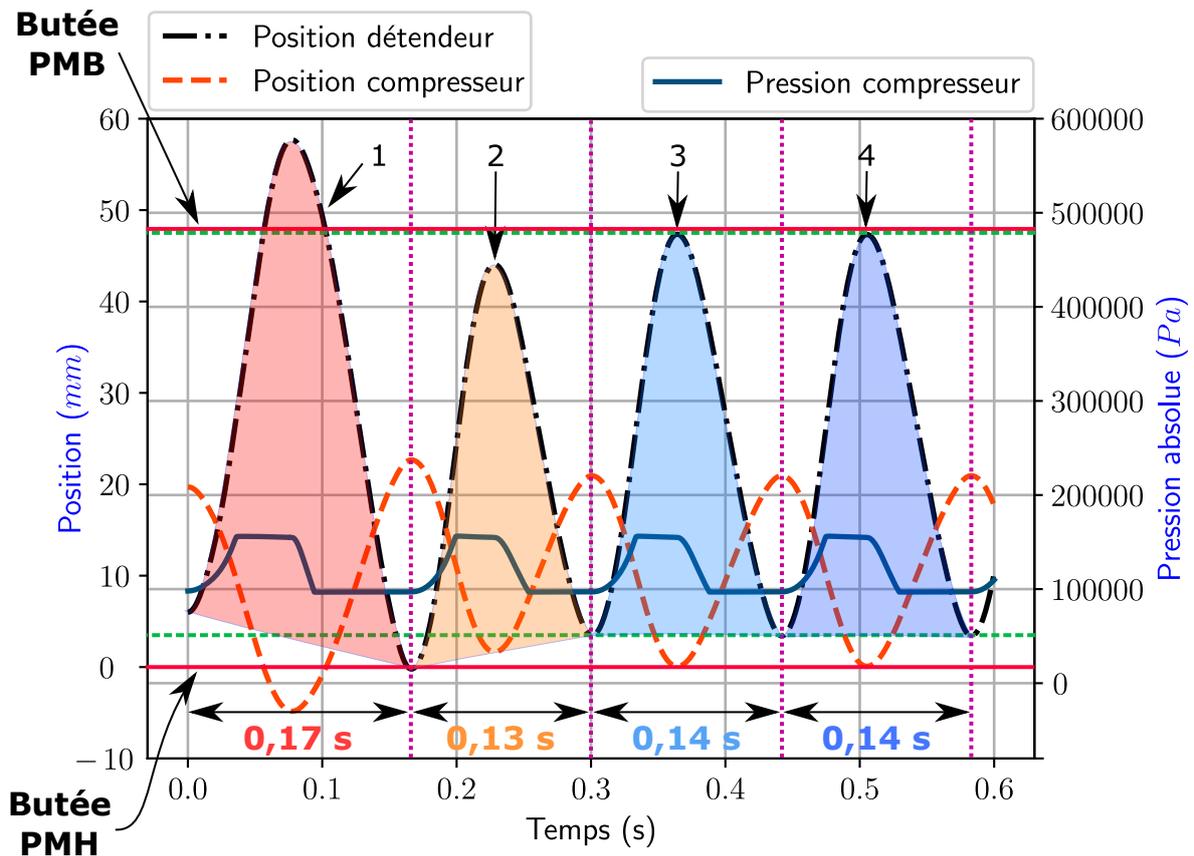


Figure 4 : Résultats de la simulation à partir du pas de temps initial jusqu'à $t = 0,6s$.

Les résultats obtenus pour un cycle simulé sont comparés avec l'expérience et présentés sur la figure 5. Différentes zones caractéristiques au cours d'un cycle moteur peuvent être identifiées. Une phase de remplissage du cylindre de détente (en gris), une phase de détente (en bleu) et une phase combinée de recompression et d'échappement (en orange). Globalement, la simulation présente un très bon accord pour l'ensemble des phases. Toutefois, on remarque une oscillation de pression au cours de la phase de déplacement du piston pendant le remplissage. Ces oscillations expérimentales sont liées à la présence d'ondes acoustiques lors de la phase de remplissage. La modélisation des écoulements à partir du modèle de Barré de Saint Venant 0D ne permet pas l'apparition de ces phénomènes acoustiques. De plus, le système de résolution est identique pour toutes les phases de cycle. Il modélise plus ou moins finement les phénomènes physiques de celles-ci. Ces premiers résultats semblent indiquer que la partie perfectible du modèle est donc l'aspect fluide.

5. Conclusion

L'originalité de ces travaux se situe dans la modélisation d'une machine Ericsson volumétrique dont le fonctionnement est linéaire et dont les enceintes déformables sont constituées de soufflets métalliques. La modélisation prend en compte les aspects thermodynamiques, mécaniques et fluidiques de la machine ce qui permet de tester un grand nombre de paramètres. Le modèle converge rapidement vers le mode de fonctionnement stabilisé et admissible du moteur. Pour différents paramétrages testés, il présente un très bon accord avec les données expérimentales. Il ressort des comparaisons que la modélisation des écoulements est à perfectionner. Cependant, ce modèle est suffisant pour déterminer les paramétrages les plus pertinents pour le développement du banc d'essais.

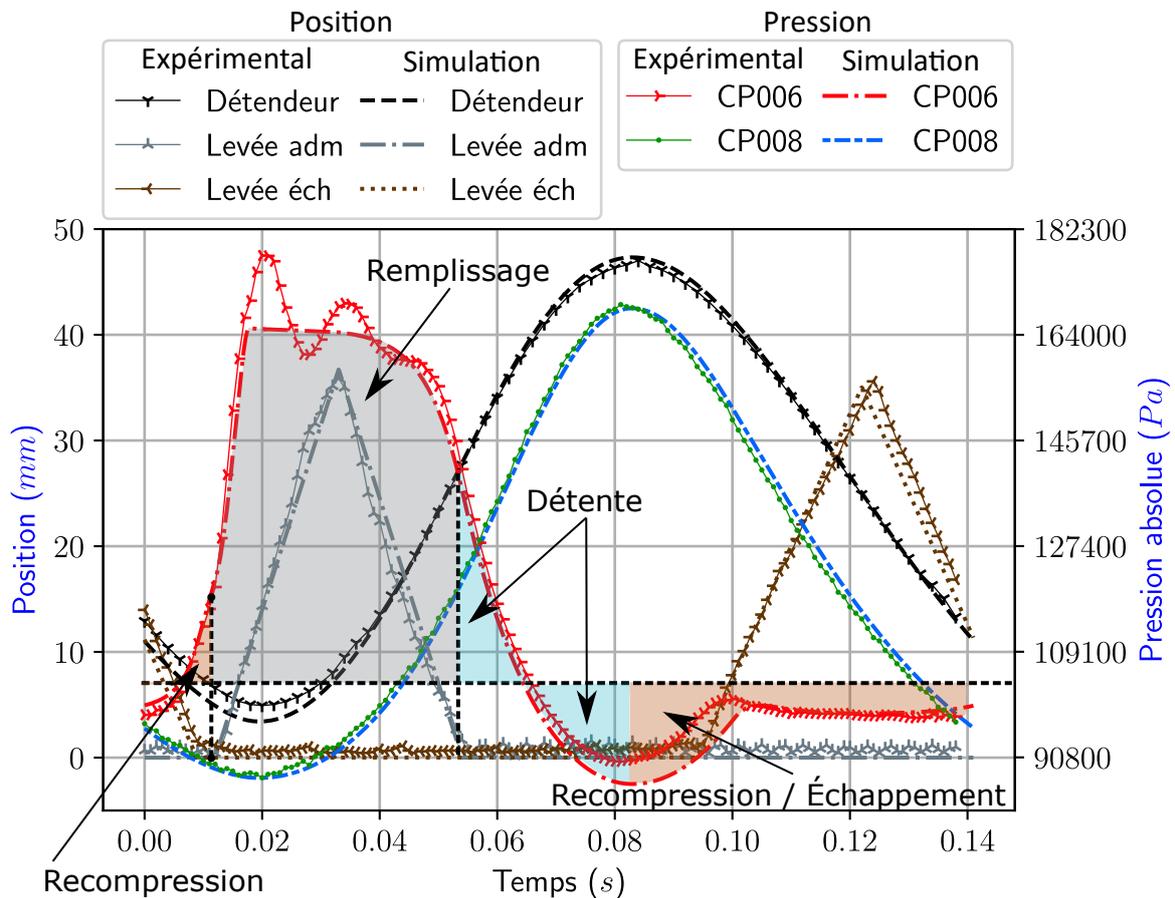


Figure 5 : Evolutions temporelles théoriques et expérimentales de la pression et de la position du détendeur et des levées de soupapes X 5 pour un cycle à 7,2 Hz.

Références

- [1] P. Ranc, Contribution expérimentale à l'amélioration de l'efficacité d'un compresseur à soufflet métallique de machine thermique à apport de chaleur externe, *Société Française de Thermique* (Nantes, 03-06 juin 2019).
- [2] F. Lontsi, Modélisation Dynamique Des Moteurs Thermiques Alternatifs à Apport de Chaleur Externe à Cycle de Joule, *Moteurs Ericsson*, Thèse de l'université de Pau et des pays de l'Adour, Pau, France, 2010.
- [3] Z. Kazimierski, J. Wojewoda, *Externally Heated Valve Engine : A New Approach to Piston Engines*, Springer Tracts in Mechanical Engineering, Springer International Publishing (2016).
- [4] P. Ranc, Contribution au développement d'un Moteur à Apport de Chaleur Externe à soufflets métalliques. Étude théorique, conception, réalisation et caractérisation expérimentale, *Thèse de doctorat de l'Université Bourgogne Franche-Comté, Belfort, France, 2019*.
- [5] A. Lallemand, Compression et détente des gaz ou des vapeurs, *Techniques de l'ingénieur* (2003), BE8013.
- [6] R. Taillet, R. Villain, P. Febvre *Dictionnaire de physique*, De Boeck Supérieur (2018).
- [7] Barré de Saint-Venant, Des mouvements que prennent les diverses parties d'un liquide dans l'intérieur d'un vase ou réservoir d'où il s'écoule par un orifice, *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences. Paris.*, 48 (1882) pages 94, 904–909, 1004–1008, 1139–1144.
- [8] A. Piton, Contribution à la modélisation unidimensionnelle des soupapes de moteurs à combustion interne. Etudes expérimentale et numérique., Thèse de l'École Centrale de Nantes, 2011.
- [9] W. Kutta, Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen, B.G Teubner, Leipzig, OCLC : 493965375, 1901.

Modèle thermique pour l'étude de l'effet magnétocalorique d'une plaque de gadolinium - comparaison expérimentale

Thermal model for magnetocaloric effect of gadolinium plate - experimental comparison

Antony PLAIT^{1*}, Thierry de LAROCHELAMBERT¹, Stefan GIURGEA¹, Christophe ESPANET¹

¹Institut FEMTO-ST, Département Energie, Univ. Bourgogne Franche Comte, CNRS
2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

*(auteur correspondant : antony.plait@gmail.com)

Résumé – L'objectif de cette étude est double. Premièrement, utiliser un banc d'essais de cycles magnétocaloriques à électroaimant pour mesurer l'effet magnétocalorique dans une plaquette de gadolinium au moyen de micro-thermocouples et d'une caméra thermique. Deuxièmement, tester le modèle multiphysique mis au point au laboratoire pour la simulation numérique du banc d'essais en l'appliquant à la plaquette et en comparant ses résultats numériques aux mesures expérimentales obtenues sur ce dispositif. On s'intéresse ici plus particulièrement à la variation de température de la plaque de gadolinium au cours d'une impulsion d'induction magnétique.

Mots-clés : Réfrigération magnétique ; Modélisation multiphysique ; Effet magnétocalorique ; Métrologie thermique ; Validation expérimentale.

Abstract – The objective of this study is twofold. Firstly, to use a magnetocaloric cycle test bench with electromagnet to measure the magnetocaloric effect in a gadolinium (Gd) plate by means of microthermocouples and IR imaging. Secondly, to test the multiphysics model developed in the laboratory for the numerical simulation of the test bench by applying it to the gadolinium plate and comparing its numerical results with the experimental measurements obtained on this device. The focus here is on the temperature variation of the gadolinium plate during a magnetic induction pulse.

Keywords: Magnetic refrigeration; Multiphysics modelling; Magnetocaloric effect; Thermal metrology; Experimental validation.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	V	volume, m^3
B	induction magnétique, T	<i>Symboles grecs</i>	
c_{pm}	capacité thermique magn., $J.kg^{-1}.K^{-1}$	β	coefficient de dilatation, K^{-1}
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	μ_0	perméabilité du vide, $H.m^{-1}$
h	coefficient d'échange thermique, $W.m^{-2}$	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
H	champ magnétique, $A.m^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
l, L	dimension caractéristique, m	<i>air</i>	air
Nu	nombre de Nusselt	<i>amb</i>	ambiant
m	masse, kg	<i>app</i>	appliqué
M	aimantation, $A.m^{-1}$	<i>c</i>	caractéristique
\dot{q}	puissance volumique, $J.m^{-3}$	<i>d</i>	démagnétisant
t	temps, s	<i>f</i>	fluide
S_m	entropie magnétique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>int</i>	interne
T	température, K	<i>m</i>	matériau
T_c	température de Curie, K	<i>p</i>	paroi

1. Introduction

La réfrigération magnétique est une technologie émergente de production de chaleur et de froid basée sur l'effet magnéto-calorique (EMC), propriété des matériaux ferromagnétiques qui se traduit par l'échauffement adiabatique ΔT_{ad} ou une augmentation d'entropie isotherme ΔS_m du matériau durant la phase d'aimantation (soumis au champ magnétique) et un refroidissement durant la phase de désaimantation (soustrait du champ magnétique). Les machines magnéto-caloriques mettent à profit cet effet en produisant un écart de température au sein de régénérateurs en matériaux magnéto-caloriques (MMC) en leur appliquant des cycles actifs magnétiques (AMR) capables de transférer efficacement la chaleur entre deux sources thermiques.

On peut différencier les matériaux magnéto-caloriques courants selon leur type de transition de phase d'après la classification thermodynamique d'Ehrenfest. On distingue principalement : i) les *matériaux de premier ordre* présentant une discontinuité d'aimantation, de volume et d'entropie (brusques augmentations ΔS_m et ΔT_{ad} dans une plage étroite de température autour de T_c) avec chaleur latente et hystérésis ; ii) les *matériaux du second ordre* dont la transition para-ferromagnétique est réversible avec continuité de l'aimantation et de la variation d'entropie magnétique (ΔS_m et ΔT_{ad} modérés sur une large plage de température autour de la température de Curie T_c) et discontinuité de la capacité thermique magnétique C_{pm} sans chaleur latente de changement de phase ni hystérésis. Nous étudions ici le gadolinium (${}_{64}\text{Gd}$), lanthanide de référence d'EMC le plus élevé et de température de Curie proche de la température ambiante.

Un des défis majeurs de la modélisation des systèmes de réfrigération magnéto-calorique est la caractérisation précise de l'effet magnéto-calorique des matériaux utilisés. L'objectif de cette étude est donc de mesurer quantitativement cet effet dans une plaque de Gd et de valider notre modèle multiphysique prenant en compte l'ensemble des phénomènes fluidiques, magnétiques et magnéto-caloriques, en particulier le terme source de puissance magnéto-calorique.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif mis en place est composé de :

- une source pilotée de champ magnétique : l'électroaimant conçu et réalisé au laboratoire [1] produit des impulsions de champ magnétique modulables d'amplitude maximale de 1 T dans un entrefer large de 21 mm. Cette induction magnétique est obtenue par circulation d'un courant électrique de 50 A dans les quatre bobines de l'électroaimant (numérotées 1 à 4, Fig. 1) ;

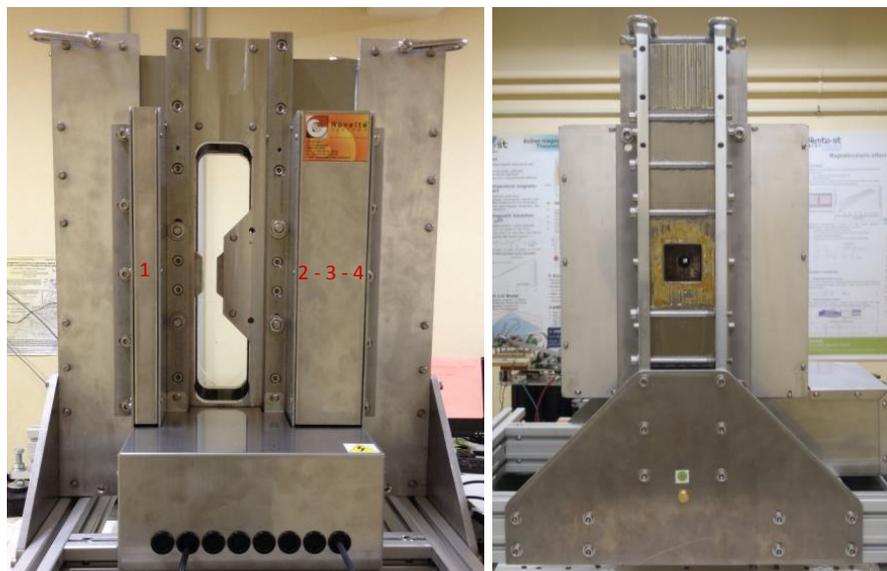


Figure 1 : Électroaimant du banc magnéto-calorique au Département Energie (FEMTO-ST)

- une plaque de gadolinium ($45 \times 13 \times 1 \text{ mm}^3$, pureté 99,99%) maintenue verticalement dans l'entrefer parallèlement au champ magnétique par un support époxy. La température de Curie et les propriétés thermophysiques du gadolinium à 20°C sont résumées dans le Tableau 1 ;

	Masse volumique	Conductivité thermique	Diffusivité thermique	Température de Curie
Gd	7901 kg m^{-3}	$10,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	$4,72 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	293 K

Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques du gadolinium*

- deux micro-thermocouples fabriqués au sein du laboratoire [2] sont logés dans des trous de perçage non-traversants aménagés dans la plaque (Fig. 2), afin de mesurer l'évolution de la température de cette plaque en fonction du champ magnétique. Les thermocouples de type E (fils de $25 \mu\text{m}$ en chromel/alumel) permettent de par leur finesse une insertion facile, l'un placé en plein centre de la plaque pour une mesure « étalon », le second décalé spatialement pour confirmer la mesure et l'homogénéité de la température sur l'ensemble de la plaque. Les mesures sont enregistrées à l'aide d'un boîtier d'acquisition programmé sous LabVIEW© [3] ;

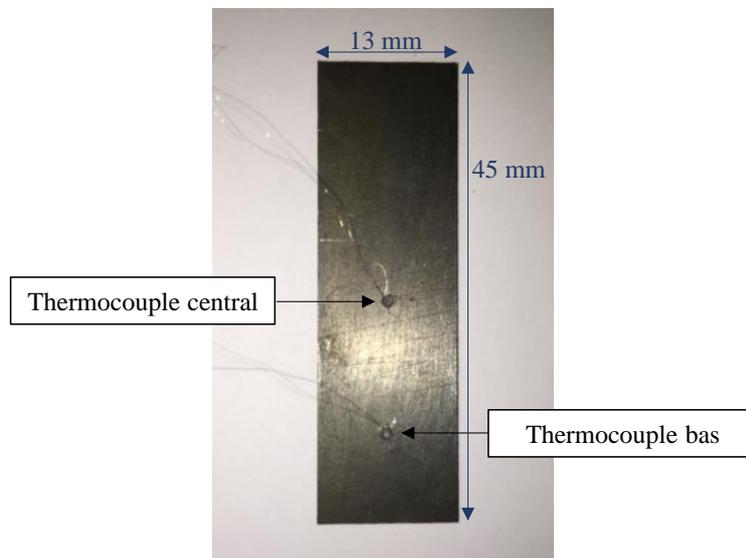


Figure 2 : *Insertion des micro-thermocouples dans la plaque de gadolinium*

- une caméra infrarouge (IR) Titanium HD 560M SC7600BB de marque FLIR [4], convertissant le signal d'un capteur matriciel InSb refroidi par refroidisseur Stirling en images de températures affichées sur un ordinateur via le logiciel Altair© (Fig. 3) ;

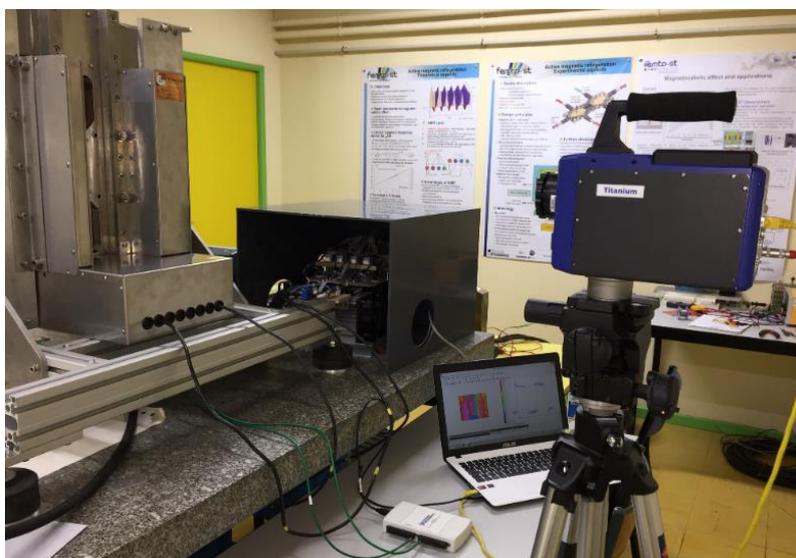


Figure 3 : *Caméra infrarouge placée devant l'entrefer de l'électroaimant*

- une sonde à effet Hall de marque Asensor Technology et de type HE144 [5] d'épaisseur 0,5 mm placée derrière la plaque de gadolinium et fixée sur une pièce polaire (Fig. 4). La mesure est également transférée sur ordinateur par carte d'acquisition National Instrument programmée sous LabVIEW®. La sonde d'un gaussmètre GN206 de marque T2EM [6] est également insérée dans l'entrefer pour confirmer la valeur du champ magnétique mesuré.

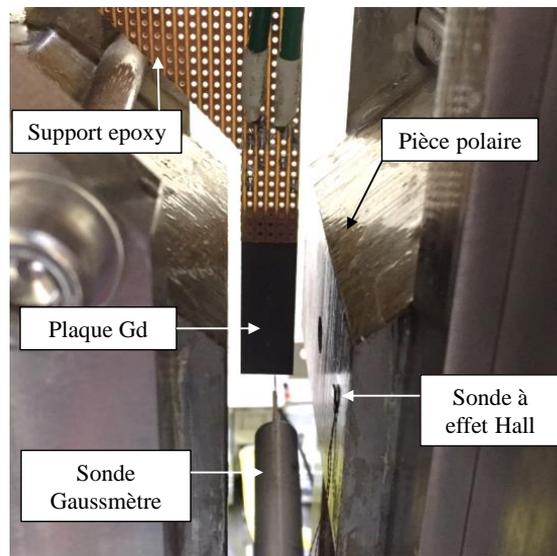


Figure 4 : Positionnement des sondes à effet Hall et de la plaque de gadolinium dans l'entrefer

3. Mesures expérimentales

Plusieurs essais ont été effectués avec différentes valeurs des paramètres de cycles de contrôle-commande du courant de l'électroaimant (fréquence, rapport cyclique, temps de montée) pouvant influencer sur la mesure de l'effet magnétocalorique dans la plaque de gadolinium.

Nous appliquons à la plaquette de Gd des cycles trapézoïdaux de champ magnétique d'amplitude 1 T et de fréquence 0,1 Hz (fréquence du cycle aimantation-désaimantation 0,2 Hz) suffisamment faible pour mieux observer la variation et la stabilisation de la température du gadolinium. L'induction magnétique mesurée par la micro-sonde de Hall est identique à celle mesurée par la sonde du gaussmètre (Figure 5 ; l'induction magnétique négative correspond à un champ magnétique de sens opposé, l'effet magnétocalorique étant indépendant de ce sens).

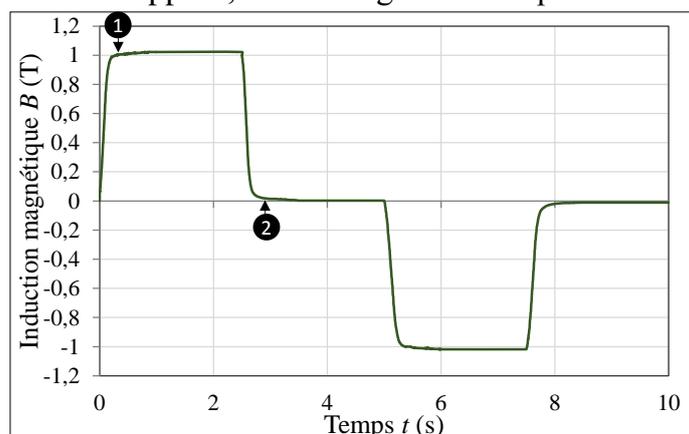


Figure 5 : Induction magnétique mesurée dans l'entrefer à $f = 0,1$ Hz

En visualisant les deux images thermiques IR en Figure 6 (émissivité grise uniforme du Gd : 0,97) après magnétisation à gauche et démagnétisation à droite, on observe un écart de température de 1,85 K (de 290,05 K à 291,9 K) lors de l'application d'une induction magnétique de

1 T. On peut observer une bonne homogénéité de température sur l'ensemble de la plaque, qui met en évidence l'homogénéité du champ magnétique sur la hauteur de l'entrefer.

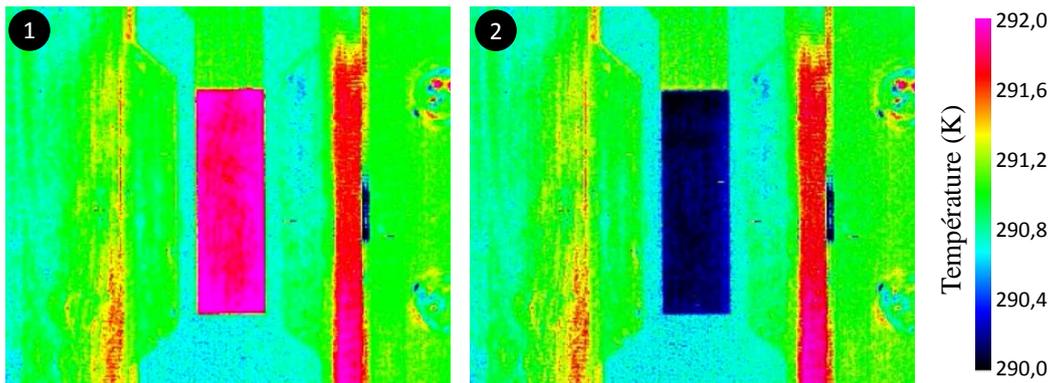


Figure 6 : Thermographies de la plaque de gadolinium (à $t=0,3s$ à gauche et $t=2,8s$ à droite)

Sur la Figure 7, nous pouvons comparer l'évolution temporelle de la température obtenue par la caméra thermique en un point/pixel donné et par le thermocouple au centre de la plaque (identique pour le thermocouple bas, non représenté ici). On observe une bonne concordance de l'évolution de la température entre les deux méthodes de mesure ; cependant, l'amplitude du saut thermique relevée par le micro-thermocouple central est légèrement supérieure.

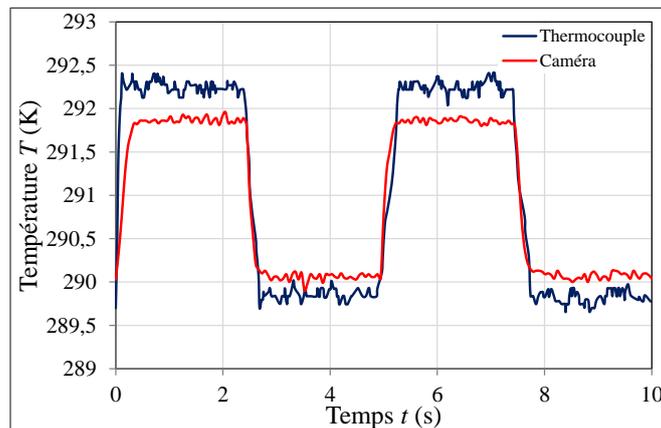


Figure 7 : Température au centre de la plaque de Gd (mesure par thermocouple et caméra thermique)

L'élévation de la température du gadolinium mesurée par micro-thermocouple est de 2,3 K ($\pm 0,15$ K) sous un champ magnétique appliqué $B_{app} = 1$ T à une température initiale du matériau de 289,9 K, soit un effet magnéto-calorique $\Delta T_{ad}/\Delta B_{app}$ de 2,3 K T⁻¹, cohérent avec les valeurs $\Delta T_{ad}/\Delta B_{int} \approx 2,9$ K T⁻¹ publiées par ailleurs dans la littérature pour le gadolinium pur [7], compte tenu du champ démagnétisant interne dans la plaquette (cf. section 4). Les résultats obtenus avec la caméra thermique montrent une élévation de température de 1,85 K ($\pm 0,25$ K) dans les mêmes conditions. Cet écart tient au fait que le micro-thermocouple inséré dans la plaque assure une mesure *in situ* de l'effet magnéto-calorique, quand la caméra thermique capte le rayonnement de surface de la plaque, largement dépendant de son émissivité et soumis aux échanges convectifs avec l'air ambiant. La mesure par thermographie IR est donc moins représentative de la température interne du gadolinium que celle par micro-thermocouple.

4. Modélisation multiphysique

L'objectif est de vérifier la validité de notre modèle multiphysique en restituant l'évolution thermique expérimentale de la plaquette de Gd par simulation numérique lors d'un échelon de champ magnétique. La modélisation multiphysique (magnétostatique, magnéto-calorique et thermique) réalisée permet de prendre en compte les phénomènes se déroulant dans la plaque de Gd au cœur de l'entrefer.

4.1. Modélisation magnétostatique

La première étape du modèle multiphysique consiste à calculer le champ magnétique interne H_{int} et l'induction magnétique interne B_{int} de la plaque de gadolinium en fonction du courant injecté dans les bobines. Nous réalisons une modélisation physique du système complet, dont les équations sont discrétisées et résolues par méthode des éléments finis avec le logiciel Flux3D©. Nous considérons une unique plaque de gadolinium insérée au cœur de l'entrefer de l'électroaimant, centrée dans l'entrefer comme nous pouvons l'observer en Figure 4.

De par sa position centrale dans l'entrefer, la plaque de gadolinium concentre le flux magnétique sur toute sa hauteur. Le champ magnétique est ainsi reparti de manière quasi-homogène sur cette hauteur, conformément aux mesures expérimentales par gaussmètre [8].

4.2. Modélisation magnétocalorique

Le calcul de l'aimantation en fonction de la température et du champ magnétique interne dans la plaque se fait à partir des équations (1) tenant compte du champ démagnétisant [9].

$$M = \frac{B_{int}}{\mu_0} - H_{int} \text{ avec } B_{int} = B_{app} + B_d, B_{app} = \mu_0 H_{app}, B_d = \mu_0 (H_d + M) \quad (1)$$

La modélisation magnétostatique consiste à déterminer la densité de puissance magnétocalorique générée (équation 2) au sein du gadolinium par effet magnétocalorique.

$$\dot{q} = -\mu_0 \cdot T \cdot \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H_{int}} \cdot \frac{dH_{int}}{dt} \quad (2)$$

La capacité thermique du matériau est obtenue par interpolation linéaire effectuée sur des données de mesures de référence [10] comme expliqué dans [11] et exposés en Fig. 8.

4.3. Modélisation thermique

Le modèle thermique prend en compte, dans cette situation, un échange de chaleur entre les six faces de la plaque de gadolinium avec l'air ambiant (Fig. 9). La surface de la plaque collée sur le support époxy étant seulement de quelques mm^2 , nous faisons l'hypothèse que son impact sur l'échange thermique de cette face est négligeable. La convection avec l'air ambiant sur chaque face de longueur caractéristique L_c étant libre, un modèle assez simple est utilisé pour obtenir les différents coefficients d'échange convectif h de chaque face par la relation (3).

$$h = \frac{Nu_{L_c} \lambda_{air}}{L_c} \quad (3)$$

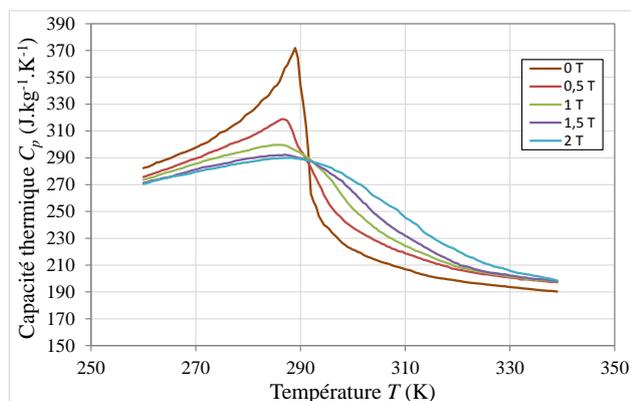


Figure 8 : $C_p(T,B)$ du gadolinium

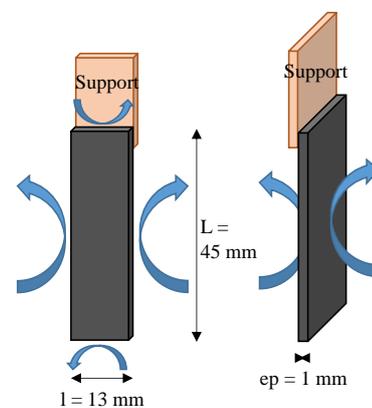


Figure 9 : Schéma de la plaque et des échanges

Le nombre de Nusselt est ici fonction du nombre de Rayleigh qui mesure la compétition entre la convection naturelle, déterminée par la force d'Archimède, et les phénomènes résistants

(diffusion de chaleur, frottements visqueux) [12]. Le nombre adimensionnel de Rayleigh s'exprime quant à lui en fonction de l'écart entre la température de l'air et celle de la paroi que l'on suppose uniforme sur l'ensemble des surfaces de la plaque (4).

$$Ra_{L_c} = \frac{g\beta_{air} |T_p - T_{amb}| L_c^3}{a_f \nu_{air}} \quad (4)$$

En convection libre laminaire, les corrélations utilisées [13] pour calculer le nombre de Nusselt dépendent de la géométrie et de l'orientation de la paroi par rapport à la verticale. En conséquence, pour une paroi verticale avec échauffement latéral, la dimension caractéristique L_c est la longueur L de la plaque et la corrélation Nu (Ra) s'écrit :

$$Nu_L = 0,59 Ra_L^{1/4} \quad (5)$$

Pour la paroi horizontale chauffant vers le haut, $L_c = l$, et la corrélation retenue est :

$$Nu_l = 0,54 Ra_l^{1/4} \quad (6)$$

Pour la paroi horizontale chauffant vers le bas ($L_c = l$), le corrélation devient :

$$Nu_l = 0,59 Ra_l^{1/4} \quad (7)$$

Ces différentes corrélations permettent de déterminer les coefficients d'échange h_i pour chaque paroi de surface S_i . L'équation de la chaleur dans la plaque prise dans son ensemble peut s'écrire simplement sous la forme de l'équation (8), la température du matériau $T_m \approx T_p$ étant à tout instant supposée homogène (nombre de Biot $\ll 1$) :

$$m_m c_{pm} (H_{int}, T_m) \frac{\partial T_m}{\partial t} = \dot{q} V_m + \sum_{i=1}^6 h_i S_i (T_{amb} - T_m) \quad (8)$$

Un schéma de discrétisation explicite est appliqué à l'équation (8), ce qui conduit à :

$$T_{i+1} = \dot{q} \frac{V_m \Delta t}{m_m c_{pm}} + T_i \left(1 - \sum_{i=1}^6 h_i S_i \frac{\Delta t}{m_m c_{pm}} \right) + T_{amb} \left(\sum_{i=1}^6 h_i S_i \frac{\Delta t}{m_m c_{pm}} \right) \quad (9)$$

Dans ces conditions, on peut calculer l'évolution de la température du matériau au cours du temps. Ces valeurs sont présentées et comparées dans la section suivante.

5. Résultats et comparaisons

Nous présentons sur un même graphique les évolutions de la température de la plaquette obtenues expérimentalement et simulées avec le modèle multiphysique. La Figure 9 permet de comparer les résultats pour l'augmentation de la température de la plaque par effet magnétocalorique lors d'un échelon de champ magnétique appliqué de 0 à 1 T.

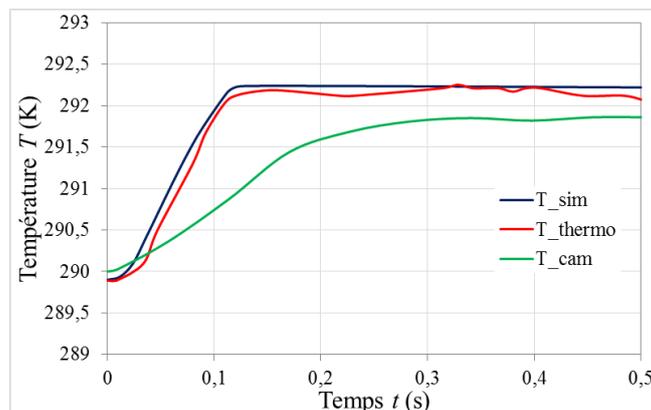


Figure 9 : Comparaison des mesures expérimentales et des résultats de simulation

Le saut de température calculé avec le modèle multiphysique est de 2,3 K (T_{sim} en bleu), très proche de celui mesuré expérimentalement par le micro-thermocouple inséré au cœur de la plaque (T_{thermo} en rouge). Notre modèle multiphysique restitue donc avec précision le comportement thermique de la plaquette de Gd et donc le phénomène magnétocalorique qui le sous-tend. Nous mesurons et calculons donc un effet magnétocalorique $\Delta T_{ad}/\Delta B_0$ de 2,3 K T⁻¹ (soit $\Delta T_{ad}/\Delta B_{int} \approx 2,7$ K T⁻¹) ce qui est conforme à la littérature pour une température initiale de 290 K, l'effet magnétocalorique étant maximal (2,9 K T⁻¹) autour de la température de Curie du gadolinium (293 K).

6. Conclusion

L'écart relatif entre les résultats expérimentaux et numériques ne dépassant pas 2 %, notre modèle multiphysique s'est montré apte à simuler précisément l'effet magnétocalorique dans le cas important d'une géométrie simple (plaque parallélépipédique de matériau magnétocalorique pur) dans des conditions magnétiques de référence (échelons de champ magnétique appliqué de 0 à 1 T), mais également dans le cas complexe de cycles AMR (*cf.* [11]).

Bien entendu, l'échelon de température obtenu ici en tenant compte des échanges avec l'air ambiant est nécessairement inférieur à celui que l'on obtiendrait en conditions purement adiabatiques, même si l'écart reste faible du fait du caractère uniforme et instantané de la puissance volumique magnétocalorique produite pendant l'aimantation. Au vu de la qualité du dispositif, un tel essai obtenu en isolant thermiquement l'échantillon serait très utile à la détermination précise de l'effet magnétocalorique du gadolinium et d'autres matériaux magnétocaloriques sous forme de graphes $\Delta T_{ad}/\Delta B_{int}(T)$ et constitue une des perspectives de recherches.

Références

- [1] A. Mira, Modélisation et conception optimale d'un système de réfrigération magnétocalorique, Thèse de l'Université de Bourgogne Franche-Comté, 2016.
- [2] L. Thiery, Microsondes thermoélectriques, *Techniques de l'ingénieur*, r2765 (2006).
- [3] National Instruments : Systèmes de test automatique et de mesure automatique.
- [4] FLIR-systems. FLIR® Titanium : Technical specifications. Technical report.
- [5] Asensor Technology AB, Linear High Precision Analog Hall sensors.
- [6] TE2M, solutions magnétiques. Gaussmètre à effet Hall GN 206. Technical report.
- [7] V. Franco, A. Conde, J.M. Romero-Enrique, Y.I. Spichkin, V.I. Zverev, A.M. Tishin, Field dependence of the adiabatic temperature change in second order phase transition materials: Application to Gd, *Journal of Applied Physics*, 106 (2009), 103911.
- [8] A. Plait, S. Giurgea, T. de Laroche Lambert, P. Nika and C. Espanet, Low computational cost semi-analytical magnetostatic model for magnetocaloric refrigeration systems, *AIP Advances* 8, 095204(2018).
- [9] A. Mira, T. de Laroche Lambert, C. Espanet, S. Giurgea, P. Nika, C. R. H. Bahl, R. Bjørk, and K. K. Nielsen, Influence of magnetization on the applied magnetic field in various AMR regenerators, *J. Appl. Phys.* 122 (2017) 133901.
- [10] S.Yu. Dan'kov, A.M. Tishin, V.K. Pecharsky and K.A. Gschneidner, Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium, *Physical Review B*, 57 6 (1997), 3478-3490.
- [11] A. Plait, Modélisation multiphysique des régénérateurs magnétocaloriques, Thèse de l'Université de Bourgogne Franche-Comté, 2019.
- [12] J. Taine, J-P. Petit, *Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisothermes*, Paris, Dunod (1989).
- [13] W.H. Mc Adams, *Transmission de la chaleur*, Paris, Dunod (1961).

Modélisation et Simulation d'un Cycle de Rankine Organique pour de la récupération de chaleur perdue sur le liquide de refroidissement d'un moteur de camion

Modeling and Simulation of an Organic Rankine Cycle for Coolant Energy Recovery in Heavy Duty Trucks

Nicolas LECLERCQ*, Vincent LEMORT

Laboratoire de Thermodynamique, Université de Liège,
Campus du Sart Tilman, B49, B-4000 Liège, Belgique.

*(auteur correspondant : N.Leclercq@uliege.be)

Résumé - Dans cette étude, un modèle dynamique d'un Cycle de Rankine Organique pour de la récupération de chaleur sur liquide de refroidissement d'un moteur de camion est présenté. Le système est simulé sur un cycle routier réel, et, les conditions d'entrées étant variables, une stratégie de contrôle est nécessaire pour le maintien de la surchauffe et du sous-refroidissement à des niveaux positifs. La détente est réalisée à l'aide d'une turbine et permet de récupérer, en moyenne sur le cycle, 1332 W pour le Novec649 et 1641 W pour le R1233zd pour une puissance d'évaporateur de 50 kW sans récupérateur.

Mots-clés : Cycle de Rankine Organique ; Modèle dynamique ; Récupération de chaleur perdue ; Simulation numérique ; Contrôle.

Abstract - In this study, a dynamic model of an Organic Rankine Cycle for truck coolant recovery is presented. The system is simulated on a real road cycle (Lyon-Chambéry-Goncelin, France) with both Novec649 and R1233zd as working fluids. The working conditions being transient, a control is required for internal cycle variables such as the superheating and the subcooling for the system to operate properly. The expansion is done with a turbine and allows recovering average net powers of 1332 W for Novec649 and 1641 W for R1233zd out of 50 kW boiler power without recuperator.

Keywords: Organic Rankine Cycle; Dynamic model; Waste Heat Recovery; Numerical simulation; Control.

Nomenclature

\dot{m}	débit massique, kg/s	rad	radiateur
N	vitesse de rotation, tr/min	liq	liquide de refroidissement moteur
C	cylindrée, m ³	<i>Symboles grecs</i>	
K_{eq}	section de passage équivalente, m ²	ρ	masse volumique, kg/m ³
T	température, K	<i>Indices et exposants</i>	
h	enthalpie massique, J/kg	ft	fluide de travail
V	volume, m ³	fs	fluide secondaire
\dot{Q}	puissance d'échange de chaleur, W	e	entrée
cp	capacité massique, J/(kg K)	s	sortie
t	temps, s	pp	pompe
SC	surchauffe, K	$turb$	turbine
SF	sous-refroidissement, K	f	fluide
rej	rejetée	p	paroi
ref	refroidisseur	ev	évaporateur
mot	moteur	cd	condenseur

1. Introduction

L'augmentation des prix du carburant et de la sévérité des normes sur les émissions des véhicules force l'industrie automobile à se tourner vers des solutions plus écologiques afin de réduire la consommation de carburant. En effet, les objectifs de l'Union Européenne sont, sous les accords de Paris, de limiter le réchauffement climatique à 2°C [1]. Pour ce faire, l'objectif de l'UE pour 2030 est une réduction d'au minimum 40% des émissions de CO_2 par rapport aux niveaux émis en 1990. Parmi les émissions de CO_2 actuelles, 25% sont produites par le parc automobile, dont 6% par les véhicules utilitaires lourds (bus, camions). Pour ces derniers, la Commission Européenne a pour objectifs une diminution des émissions de CO_2 de 15% pour 2025 et 30% pour 2030 [2].

Grâce à son architecture et son principe de fonctionnement simples, le Cycle de Rankine Organique (CRO) est une technologie prometteuse qui pourrait apporter une économie de carburant considérable. Tandis que les gaz d'échappement sont une source de chaleur perdue bien connue pour la récupération de chaleur sur camions, le liquide de refroidissement moteur l'est beaucoup moins, certainement dû à son niveau d'exergie plus faible. En effet, la puissance thermique rejetée par les deux sources sont similaires, mais leurs températures sont différentes (90°C pour le liquide de refroidissement contre 310°C pour les gaz d'échappement, en moyenne), ce qui réduit le rendement de Carnot lorsque le système utilise l'eau de refroidissement comme source chaude.

Pourtant, le liquide de refroidissement montre aussi des avantages en tant que source de chaleur : des matériaux résistants à la corrosion et aux hautes températures ne sont pas nécessaires, le comportement dynamique assez lent de la source chaude rend le contrôle de la surchauffe plus simple et la source chaude, étant liquide, permet l'utilisation d'un évaporateur plus compact. Dès lors, l'objectif de cette étude est de montrer le potentiel que peut offrir la récupération de chaleur sur liquide de refroidissement en l'implémentant dans un modèle dynamique, ce qui permet aussi d'en discuter les questions de contrôle, notamment la régulation de la surchauffe et du sous-refroidissement à des niveaux positifs.

2. Description du système

Le modèle présenté dans cet article est un modèle dynamique construit sous Simulink. Le CRO est inclu dans un modèle de camion hybride léger (Figure 1) qui est lui-même simulé sur le cycle routier LCG. Le modèle du véhicule comprend la modélisation de tous les éléments en relation avec le système de propulsion du camion. L'évaporateur du cycle est situé dans le circuit de refroidissement moteur, juste après le passage dans le moteur afin d'accéder à la température du liquide de refroidissement la plus élevée. Concernant le condenseur, il est placé dans le bloc de refroidissement moteur (en face avant du véhicule, dès lors refroidi par air), entre le refroidisseur d'air de suralimentation (premier échangeur du bloc de refroidissement) et le radiateur du moteur, comme présenté à la Figure 2. En effet, placer le condenseur devant le refroidisseur d'air aurait comme conséquence une diminution nette de performance du turbocompresseur, ce qui n'aurait que peu d'intérêt, l'objectif étant de maximiser le rendement du moteur. En revanche, placer ce condenseur devant le radiateur du moteur n'a aucun impact sur ce dernier, puisqu'une partie de la chaleur qu'il est supposé dissiper est utilisée par l'évaporateur du CRO. De plus, placer le condenseur dans le bloc de refroidissement permet l'utilisation du ventilateur face avant à des fins de contrôle, et, lorsque la vitesse du camion est élevée, du débit

d'air naturel traversant la calandre.

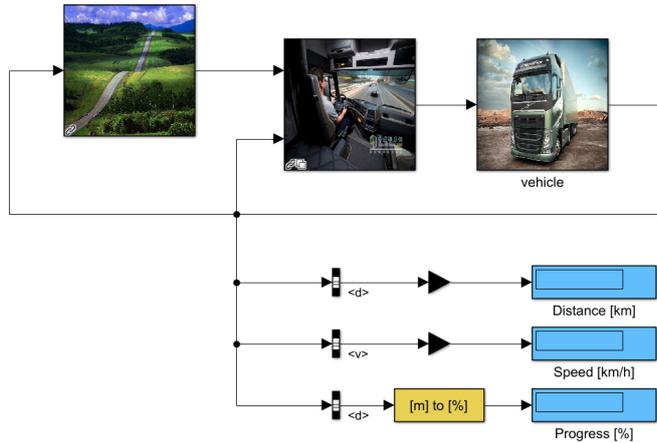


Figure 1 : Interface du modèle de camion utilisé (cycle routier à gauche, comportement du conducteur au milieu et modèle du véhicule à droite).

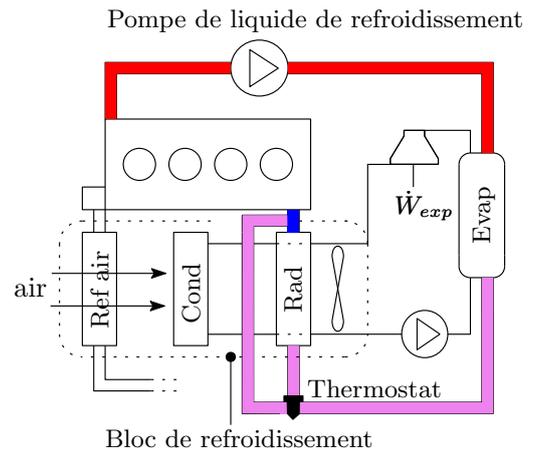


Figure 2 : Représentation générale du système.

Dans cette configuration, les conditions d'entrée imposées par le modèle du camion au modèle du CRO peuvent être trouvées ci-dessous (organigramme Figure 3) :

1. le débit de liquide de refroidissement contrôlé par une pompe dont la vitesse est proportionnelle à la vitesse du moteur (couplage entre la pompe et le moteur) ;
2. la température du liquide de refroidissement sortant du moteur dépend de la puissance instantanée du moteur et de la température du liquide de refroidissement entrant dans ce dernier ;
3. la température de l'air entrant dans le condenseur dépend de la température ambiante et de la puissance transférée par le refroidisseur d'air de suralimentation (dépendant elle-même de la puissance instantanée du moteur) ;
4. le débit d'air dans le bloc de refroidissement dépend de la vitesse du véhicule et de la vitesse de rotation du ventilateur.

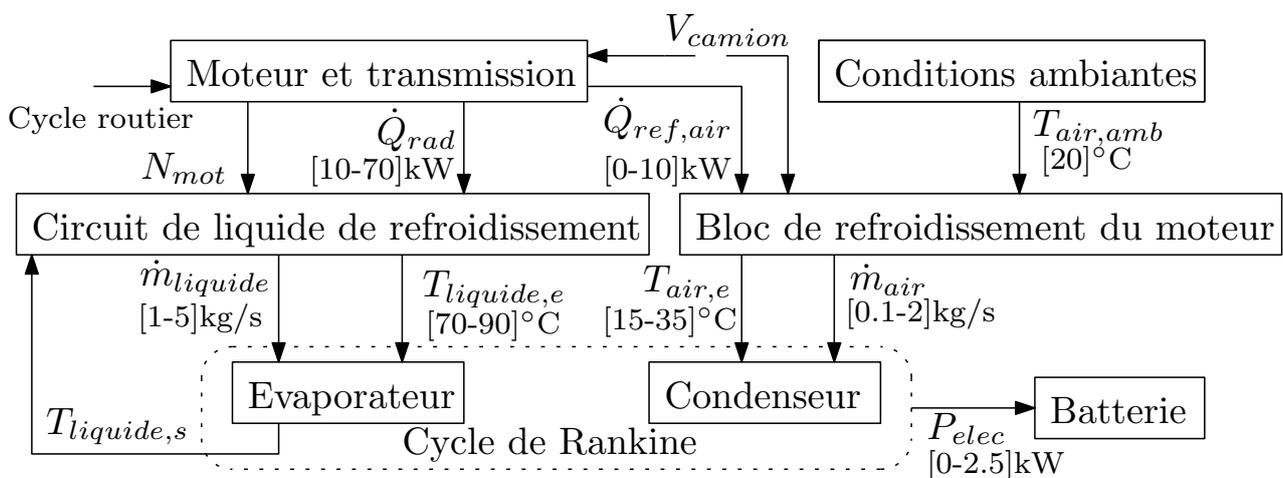


Figure 3 : Organigramme des interactions des différents composants du camion avec le cycle de Rankine.

3. Modélisation du CRO

Dans cette section, les modèles physiques de chaque composant du CRO sont détaillés. Les différentes variables du cycle (pression d'évaporation, débit massique de fluide de travail et enthalpie après chaque composant) sont calculées ou utilisées par ces composants. Quant à la pression de condensation, c'est une entrée du système qui peut être fixée via un réservoir pressurisé, dont la pression varie grâce à une bombonne d'air sous pression de 7 bar présente sur chaque camion.

3.1. Modélisation de la pompe

La pompe permet de fixer le débit de fluide de travail du modèle, en effet, grâce à sa cylindrée fixe et sa vitesse de rotation, il est possible de déterminer le débit massique du fluide (considéré comme incompressible), connaissant les conditions d'entrée de ce dernier, via l'équation suivante :

$$\dot{m}_{ft} = \frac{\rho_{ft,e} N_{pp} C_{pp}}{60} \quad (1)$$

avec \dot{m}_{ft} , le débit massique de fluide de travail (ft) [kg/s], N_{pp} , la vitesse de rotation de la pompe [tr/min] et C_{pp} , la cylindrée de la pompe [m³].

3.2. Modélisation de la turbine

La turbine permet de fixer la pression d'évaporation du système, connaissant la pression de condensation et le débit massique de fluide de travail fixé par la pompe. Cette pression est calculée via la relation semi-empirique de Stodola qui suppose que le régime d'écoulement n'est pas critique [4] :

$$\dot{m}_{ft} = K_{eq} \sqrt{\rho_{ft,e,turb} P_{e,turb} \left(1 - \left(\frac{P_{e,turb}}{P_{s,turb}} \right)^{-2} \right)} \quad (2)$$

avec K_{eq} la section de passage équivalente [m²] de la turbine qui est un paramètre fixe du modèle (différent pour les deux fluides simulés ultérieurement).

3.3. Modélisation des échangeurs

Les échangeurs de chaleur présents dans le système (évaporateur et condenseur) sont modélisés à l'aide de modèles à volumes finis. Pour ce faire, les échangeurs sont divisés en 8 parties appelés "disques" eux-même subdivisés en 3 volumes : un volume pour le fluide de travail, un volume pour la paroi d'échange et un volume pour le fluide secondaire. Les échanges sont considérés comme isobares. La disposition d'un disque ainsi que différentes variables intervenant dans les échanges thermiques peuvent être trouvées à la Figure 4. Dans un échangeur à plaque comme utilisé pour l'évaporateur, ces disques sont disposés en série, tandis que pour un échangeur à courants croisés (une seule passe) comme utilisé pour le condenseur, les volumes de fluide de travail sont disposés en série, mais les volumes d'air sont disposés en parallèle.

Pour les volumes contenant du fluide, les deux lois suivantes sont appliquées :

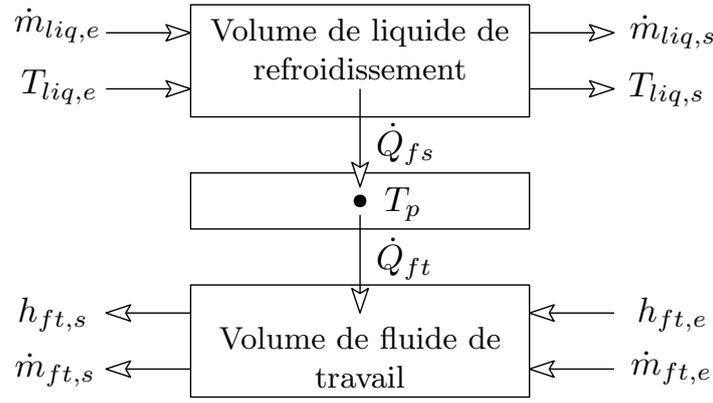


Figure 4 : Représentation d'un disque de l'évaporateur.

- Conservation de la masse :

$$V_f \frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \dot{m}_{f,e} - \dot{m}_{f,s}; \quad (3)$$

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial m_f h_f}{\partial t} = \dot{Q}_f + \dot{m}_{f,e} h_{f,e} - \dot{m}_{f,s} h_{f,s}; \quad (4)$$

avec V_f , le volume de fluide fixé par l'échangeur [m^3], ρ_f la masse volumique du fluide [kg/m^3], $\dot{m}_{f,e}$ et $\dot{m}_{f,s}$, les débits massiques de fluides entrant et sortant du volume [kg/s], m_f , la masse du fluide dans le volume V_f [kg], \dot{Q}_f , la puissance prise ou transférée au volume [W] par convection, $h_{f,e}$ et $h_{f,s}$ les enthalpies du fluide en entrée et en sortie du volume [J/kg].

En ce qui concerne le volume représentant la paroi, la conservation d'énergie s'écrit comme suit :

$$\rho_p c_p V_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \dot{Q}_{fs} - \dot{Q}_{ft} \quad (5)$$

où l'indice "p" se réfère à paroi, avec c_p la capacité thermique de la paroi, les indices "fs" et "ft", quant à eux, se réfèrent à "fluide secondaire" et "fluide de travail".

La résolution de la conservation de l'énergie est faite via les hypothèses $h_f = h_{f,s}$, et $\dot{m}_{f,e} = \dot{m}_{f,s} = \dot{m}_f$; $h_{f,s}$ étant dès lors l'inconnue à isoler (sortie du disque). Ecrite numériquement, l'équation à résoudre devient :

$$h_{f,s}^i = \frac{h_{f,s}^{i-1} + \tau / \rho V (\dot{m}_f h_{f,e} + \dot{Q}_f)}{1 - \dot{m}_f \tau / \rho V} \quad (6)$$

avec $\tau = 0.01$ [s], le pas de résolution numérique, et $\dot{Q}_f = hS \left(\frac{T_{f,e}^{i-1} + T_{f,s}^{i-1}}{2} - T_p \right)$, où h est le coefficient d'échange [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$] et S la surface d'échange [m^2].

4. Contrôle du modèle

Lors d'un trajet routier effectué par un camion, le moteur de ce dernier travaille sur une multitude de points, où sa vitesse de rotation et son couple varient. Les conditions de refroidissement du moteur sont donc également variables et influent sur le système Rankine, en effet,

la température du liquide de refroidissement en entrée d'évaporateur varie ainsi que le débit massique de ce dernier, et il en va de même pour l'air entrant dans le condenseur. Cependant, pour un fonctionnement optimal du cycle de Rankine, deux conditions essentielles doivent être respectées : éviter un état diphasique en entrée de pompe ainsi qu'en entrée de turbine. Pour veiller au respect de ces conditions, deux variables sont introduites : la surchauffe (SC) et le sous-refroidissement (SF) dont les valeurs doivent être positives.

$$SC = T_{ft,s,ev} - T_{ft,sat,s,ev} \quad (7)$$

$$SF = T_{ft,sat,s,cd} - T_{ft,s,cd} \quad (8)$$

4.1. Contrôle de la surchauffe

Comme on peut le voir à l'équation 7, la surchauffe dépend non seulement de la pression d'évaporation via le terme $T_{ft,sat,s,evap}$ (dépendant elle-même du débit massique de fluide entrant dans la turbine et de la pression de condensation), mais aussi du débit massique de fluide et de liquide de refroidissement, ainsi que de la température de ce dernier via le terme $T_{ft,s,evap}$.

Les différentes influences sur la surchauffe des variables décrites ci-dessus ainsi que leurs dynamiques sont représentées au Tableau 1. La différenciation entre les variables dites "contrôlables" et les perturbations est également faite dans ce tableau, afin de savoir quelle variable peut être utilisée à des fins de contrôle.

Augmentation de	$T_{ft,s,ev}$	Dynamique	$T_{ft,sat,s,ev}$	Dynamique	SC	Effet
$\dot{m}_{liquide}$	↗	Moyenne	→	Aucune	↗	Perturbateur
$T_{liquide}$	↗	Moyenne	→	Aucune	↗	Perturbateur
\dot{m}_{ft}	↘	Rapide	↗	Rapide	↘	Contrôlable
P_{cd}	→	Aucune	↗	Rapide	↘	Contrôlable

Tableau 1 : Influence sur la surchauffe de différentes variables du cycle, ainsi que leur dynamique respective. La dynamique du processus est définie à "rapide" lorsque la constante de temps est inférieure à 5 s et à "moyenne" lorsqu'elle est inférieure à 30 s.

Au vu de la dynamique très rapide qu'a le débit massique de fluide de travail sur les deux termes de la surchauffe, c'est cette variable qui va être utilisée pour la contrôler. Pour rappel, cette variable est contrôlée via la vitesse de rotation de la pompe. Lorsque la surchauffe sera au dessus de sa consigne, la vitesse de la pompe augmentera afin de diminuer celle-ci et inversement.

4.2. Contrôle du sous-refroidissement

En examinant l'équation 8, on peut remarquer que les différentes variables ayant une influence sur le sous-refroidissement sont la pression de condensation pour le terme $T_{ft,sat,s,cd}$ et le débit massique de fluide de travail, la température ainsi que le débit massique d'air entrant dans le condenseur pour le terme $T_{ft,s,cd}$.

A nouveau, les influences et les dynamiques de ces variables peuvent être trouvées au Tableau 2.

Augmentation de	$T_{ft,s,cd}$	Dynamique	$T_{ft,sat,s,cd}$	Dynamique	SF	Effet
\dot{m}_{air}	\searrow	Moyenne	\longrightarrow	Aucune	\nearrow	Contrôlable
T_{air}	\nearrow	Moyenne	\longrightarrow	Aucune	\searrow	Perturbateur
\dot{m}_{ft}	\nearrow	Rapide	\longrightarrow	Aucune	\searrow	Perturbateur
P_{cd}	\longrightarrow	Aucune	\nearrow	Rapide	\nearrow	Contrôlable

Tableau 2 : Influence sur le sous-refroidissement de différentes variables du cycle, ainsi que leur dynamique respective.

Cette fois-ci, le débit massique de fluide de travail a été identifié comme étant une perturbation pour le sous-refroidissement, en effet, étant déjà utilisé pour le contrôle de la surchauffe, il varie pour cette dernière et perturbe le contrôle du sous-refroidissement.

Deux variables ont été retenues pour le contrôle du sous-refroidissement, le débit massique d'air, contrôlable via le ventilateur face avant du camion, et la pression de condensation, qui peut être modifiée grâce au réservoir pressurisé du système.

Tous les contrôleurs utilisés dans les simulations sont des contrôleurs proportionnel-intégral (PI). Ceux-ci sont aussi équipés d'un système anti-saturation afin que la composante intégrale de la variable de contrôle reste stable lorsque le contrôleur est saturé. Les gains des contrôleurs sont déterminés via la méthode du réglage lambda [5], cette méthode permet de calculer les gains via certains paramètres que l'on trouve en effectuant une fonction échelon sur la variable de contrôle afin d'analyser le comportement de la surchauffe/du sous-refroidissement en boucle ouverte.

5. Résultats

Les simulations ont été réalisées avec deux fluides de travail différents, le Novec649, ayant son point d'ébullition à 46°C et sa température critique à 169°C et le R1233zd, ayant son point d'ébullition à 14°C et sa température critique à 166°C.

5.1. Stratégie de contrôle

Le contrôle du sous-refroidissement étant réalisé avec deux variables différentes, une stratégie de contrôle est nécessaire afin de ne pas avoir d'incompatibilité entre les deux contrôleurs. Dû à la consommation excessive du ventilateur du bloc de refroidissement lorsque la vitesse du véhicule est faible (la puissance nette fournie par le système était parfois négative), l'utilisation du ventilateur comme un moyen de régulation d'urgence semble stratégique. De ce fait, deux consignes différentes ont été attribuées aux contrôleurs, 5K pour le contrôle du sous-refroidissement via la pression de condensation, et 2K via la vitesse du ventilateur, qui ne s'active dès que le sous-refroidissement atteint un stade critique (très proche de 0). Ces valeurs de consigne choisies sont un compromis entre sécurité et maximisation d'efficacité du cycle.

5.2. Difficultés rencontrées avec le R1233zd

Bien que la stratégie de contrôle du sous-refroidissement fonctionne très bien pour le Novec649, ce ne fût pas le cas pour le R1233zd. En effet, il arrive parfois que les deux contrôleurs ne sachent pas suivre les variations rapides du sous-refroidissement, notamment dans les cas où

la vitesse du véhicule est faible. Une stratégie supplémentaire a donc dû être introduite. Cette dernière consiste en la réduction de la vitesse de la pompe proportionnellement à la vitesse du véhicule, le débit massique de fluide de travail ayant une influence sur le sous-refroidissement autant que sur la surchauffe. Durant la période de réduction, le contrôleur de surchauffe est désactivé afin que la vitesse de la pompe puisse-t-êtré diminuée sans que le contrôleur ne la régule, ce qui a pour conséquences des augmentations de la surchauffe lorsque la vitesse du véhicule diminue. Les résultats des stratégies décrites précédemment peuvent être trouvés à la Figure 5. L'effet de la stratégie de réduction de la vitesse de la pompe est visible notamment aux alentours de 5000 s.

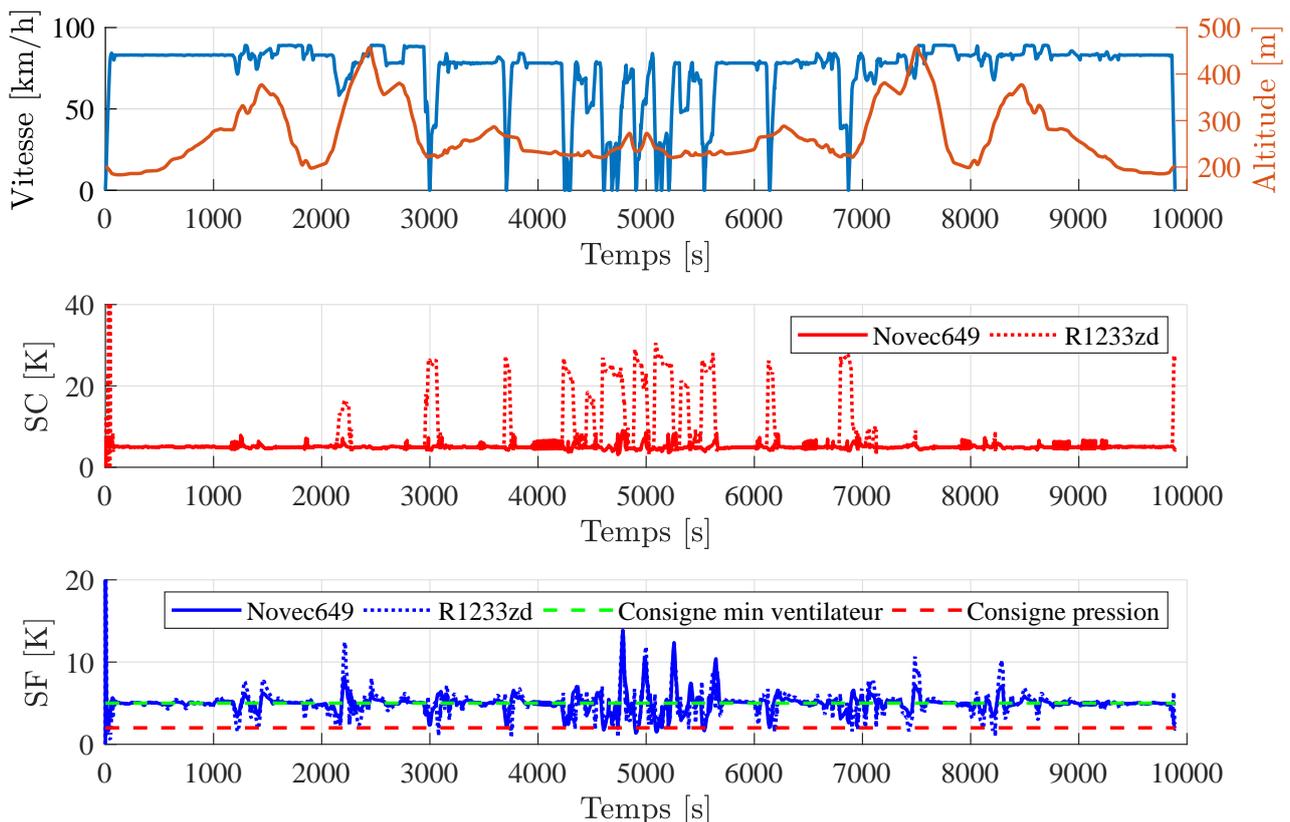


Figure 5 : Représentation du cycle routier utilisé (LCG) et variations de la surchauffe et du sous-refroidissement pour les deux fluides de travail considérés.

5.3. Puissances récupérées

Finalement, les puissances moyennes récupérées sur le cycle par les deux fluides vont être comparées. Cette comparaison inclut également l'utilisation ou non d'un récupérateur, un échangeur de chaleur dont la fonction est de récupérer de la chaleur après la détente de la turbine pour la transférer dans le circuit avant l'évaporateur, ce qui permet, en principe, d'augmenter le rendement du cycle. Les résultats moyennés sur le cycle LCG sont présentés au Tableau 3. Les résultats montrent qu'un récupérateur ne peut être envisagé que dans le cas du Novec649, sous la condition qu'il n'engendre pas de pertes de charge excessives qui augmenteraient la consommation de la pompe. Dans le cas d'une utilisation sans récupérateur, les résultats montrent une puissance récupérée supérieure pour le R1233zd, malgré que les températures critiques des deux fluides sont similaires.

	Novec649	Novec649 + récupérateur	R1233zd	R1233zd + récupérateur
Puissance évaporateur [kW]	54	50.6	53.6	52.2
Puissance récupérateur [W]	0	6726	0	1859
Puissance brute Rankine [W]	1582	1936	1945	2038
Puissance nette Rankine [W]	1332	1691	1641	1736

Tableau 3 : Comparaison des puissances moyennes récupérées par les deux fluides de travail avec et sans récupérateur.

6. Conclusion

Cette étude a permis, via l'utilisation d'un modèle dynamique de CRO, d'évaluer le potentiel qu'offre la récupération de chaleur perdue sur liquide de refroidissement camion. A ces fins, des stratégies de contrôle différentes ont dû être développées pour les deux fluides de travail utilisés, Novec649 et R1233zd, afin de respecter les consignes de surchauffe et sous-refroidissement données, dont les résultats ont mis en évidence un contrôle permettant le bon fonctionnement du système. Finalement, ces résultats ont montré qu'une différence de puissance récupérée existait bien entre les deux fluides, mais que celle-ci peut être comblée par l'ajout d'un récupérateur au système, ce dernier ajoutant un encombrement et un coût supplémentaire.

Références

- [1] EUROPEAN COMMISSION, *Proposal for a regulation of the European parliament and of the council setting CO2 emission performance standards for new heavy-duty vehicles*, Bruxelles, Mai 2018.
- [2] INTERNATIONAL COUNCIL ON CLEAN TRANSPORTATION, *THE EUROPEAN COMMISSION'S PROPOSED CO2 STANDARDS FOR HEAVY-DUTY VEHICLES*, Bruxelles, Juin 2018.
- [3] P. Leduc, P. Smague, A. Leroux, G. Henry, Low temperature heat recovery in engine coolant for stationary and road transport applications, *IV International Seminar on ORC Power Systems*. (Milan, 13rd-15th September, 2017), 834-842.
- [4] Baligh El Hefni, Daniel Bouskela, *Modeling and Simulation of Thermal Power Plants with ThermoSysPro, A Theoretical Introduction and a Practical Guide*, France, Springer, 2019.
- [5] M. T. Coughran, *Lambda Tuning — the Universal Method for PID Controllers in Process Control*.
- [6] M. GOMEZ, *Récupération d'énergie par cycle de Rankine*, Juillet 2013.
- [7] Vincent GRELET, *Rankine cycle based waste heat recovery system applied to heavy duty vehicles : topological optimization and model based control*, Thèse en cotutelle entre l'Université Claude Bernard Lyon 1 et l'Université de Liège, janvier 2016.
- [8] Emmanuel GODOY, Eric OSTERTAG, *Commande numérique des systèmes*, France, Ellipses Marketing, 2003.

Modélisation thermique de la pyrolyse des boues des eaux usées issues des moulins à huile d'olive pour la production de bio-huiles.

Thermal modelling of olive mill waste water sludge for production of bio oil.

Muhammad Shoaib Ahmed KHAN*, André DONNOT, Riad BENELMIR

LERMAB, Faculté des Sciences & Technologies, Université de Lorraine, 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex, France

*(auteur correspondant : muhammad-shoaib-ahme.khan@univ-lorraine.fr)

Résumé – L'extraction de l'huile d'olive génère d'énormes quantités de déchets qui ont des impacts négatifs sur les milieux terrestres et aquatiques. Les boues d'eaux usées des moulins à huile (OMWWS) sont l'un des principaux polluants de l'industrie de l'huile d'olive. La pyrolyse est l'une des technologies de conversion thermo-chimique les plus importantes disponibles aujourd'hui. La pyrolyse des OMWWS a lieu à 450°C et les produits sont progressivement refroidis dans deux condenseurs. L'analyse énergétique et exergetique du procédé montre qu'il existe un potentiel de récupération de la chaleur résiduelle du procédé.

Mots-clés : Exergie ; Pyrolyse ; ASPEN Plus ; Réacteur à lit fluidisé ; biomasse

Abstract – Extraction of olive oil generates huge quantities of wastes which have negative impacts on land and water environments. Olive mill waste water sludge (OMWWS) is one of the major pollutants in olive oil industry. Pyrolysis is one of the most prominent thermo-chemical conversion technologies available today. Pyrolysis of OMWWS takes place at 450°C and the products are gradually cooled in two condensers. Energy and exergy analysis of process shows that there is a potential of waste heat recovery from the process.

Keywords: Exergy ; Pyrolysis ; Aspen Plus ; Fluidized reactor ; Biomass

Nomenclature

E_x	Exergie	LHV	Pouvoir Calorifique Inférieur
E_x^{Ph}	Exergie physique	OMWWS	Olive mill waste water sludge
E_x^{Ch}	Exergie chimique	s	Entropie à température T
FC	Carbone fixe	s_o	Entropie à température T_o
h	Enthalpie à température T	T	Température, °C
h_o	Enthalpie à température T_o	T_o	température référence, °C
PCS	Pouvoir calorifique supérieur	VM	Matière volatile
	MJ/kg		

1. Introduction

Les combustibles fossiles restent la principale source d'énergie rentable et fiable qui assure actuellement des produits énergétiques de qualité. Les statistiques de la dernière décennie montrent que plus de 25 % de l'énergie mondiale utilisée dans les transports proviennent principalement du diesel et de l'essence [1] [2]. Malgré les nombreux avantages socio-économiques des combustibles fossiles en tant que ressources énergétiques, ils engendrent des problèmes environnementaux mondiaux [3]. Pour s'attaquer à ce problème émergent, la

recherche d'une énergie produite à partir de ressources neutres en carbone se développe depuis les deux dernières décennies. Entre autres techniques, la pyrolyse rapide reste le procédé le plus utilisé pour convertir la biomasse en combustibles liquides [4] [5]. Selon les conditions d'exploitation, la pyrolyse peut être classée en trois catégories : lente, rapide et flash. La voie la plus prometteuse pour la production de bio-huile est la pyrolyse rapide. Les paramètres de fonctionnement comprennent la température du réacteur, le temps de séjour des gaz et des solides, la vitesse de chauffage et la taille des particules de biomasse [6] [7]. Le type de biomasse détermine la composition et donc l'utilisation de la bio-huile [8]. De nombreux chercheurs ont développé des modèles de simulation utilisant ASPEN Plus pour différentes biomasses afin de déterminer le rendement maximal en bio-huile [9]. La production de bio-huile par pyrolyse rapide a fait l'objet d'une attention particulière pour les raisons suivantes [10] [11].

- La bio-huile est une source d'énergie adaptée à la production d'électricité à partir de biomasse.
- Elle peut être facilement stockée et transportée.
- Elle a un PCS plus élevée que les produits de la gazéification.
- Elle peut remplacer le carburant conventionnel dans les moteurs.

Jusqu'à présent, la modélisation/simulation avec Aspen Plus a été utilisée pour maximiser le rendement des produits pour les procédés de pyrolyse et de gazéification, mais il n'y a eu aucune tentative de récupérer la chaleur des produits à haute température dans la pyrolyse rapide [12] [13].

Le but de la présente modélisation du procédé de pyrolyse dans Aspen Plus est de déterminer le potentiel de récupération de chaleur après le cyclone. L'analyse énergétique nous permettra de montrer la faisabilité de l'intégration d'une machine à adsorption dans le système de condensation et ainsi minimiser la consommation d'énergie globale du procédé. L'analyse énergétique donnera une idée de l'efficacité du procédé pour produire des produits à haute teneur énergétique.

2. Méthodologie

2.1. Développement du modèle de pyrolyse avec Aspen Plus

Aspen Plus est un outil de modélisation largement utilisé en génie chimique et en génie des procédés. Il permet la simulation du bilan de masse, énergie et exergie selon différentes hypothèses (équilibre chimique, constantes cinétiques de réactions). Il a la capacité de traiter des solides conventionnels et non conventionnels [14]. Les chercheurs utilisent Aspen Plus pour prédire les rendements de la pyrolyse de la biomasse [15] [9] [12].

Les hypothèses suivantes sont prises en compte dans cette étude.

- Le modèle de simulation n'est ni dynamique ni transitoire, il ne tient donc pas compte des taux de chauffage et du temps de séjour.
- Aucune réaction n'a été incluse dans le modèle.
- La taille des particules de la biomasse n'affecte pas la distribution des produits.

Le procédé de pyrolyse modélisé dans ASPEN Plus® V10 est illustré dans la figure 1 avec une indication des températures (encerclées, en °C) et des débits massique (encadrés, en kg/h). L'OMWWS, le biochar, le gaz porteur (CG) et le gaz de fluidisation (FG) sont introduits dans le réacteur porté à 450°C. La simulation du réacteur est conduite à partir des teneurs

entrée/sortie des espèces chimiques. L'azote est utilisé comme vecteur de transport des OMWWS et comme gaz de fluidisation. Les produits de la pyrolyse (gaz, vapeurs, aérosols solides) entrent dans le cyclone qui est maintenu à 350°C pour éviter la condensation de la bio-huile. Le charbon est séparé des autres produits gazeux dans le cyclone. Les gaz et les vapeurs traversent un première condenseur où ils sont refroidis à 90°C. Une première partie des bio-huiles y est récupérée. La température de l'eau de refroidissement dans ce première condenseur est comprise entre 60°C et 67°C. Ce niveau de température est approprié comme source chaude d'une machine frigorifique à adsorption. Les produits sortants du première condenseur passent ensuite dans un deuxième condenseur où les vapeurs sont condensées à 10°C. A cette température une grande quantité d'eau est condensée en même temps que les bio-huiles.

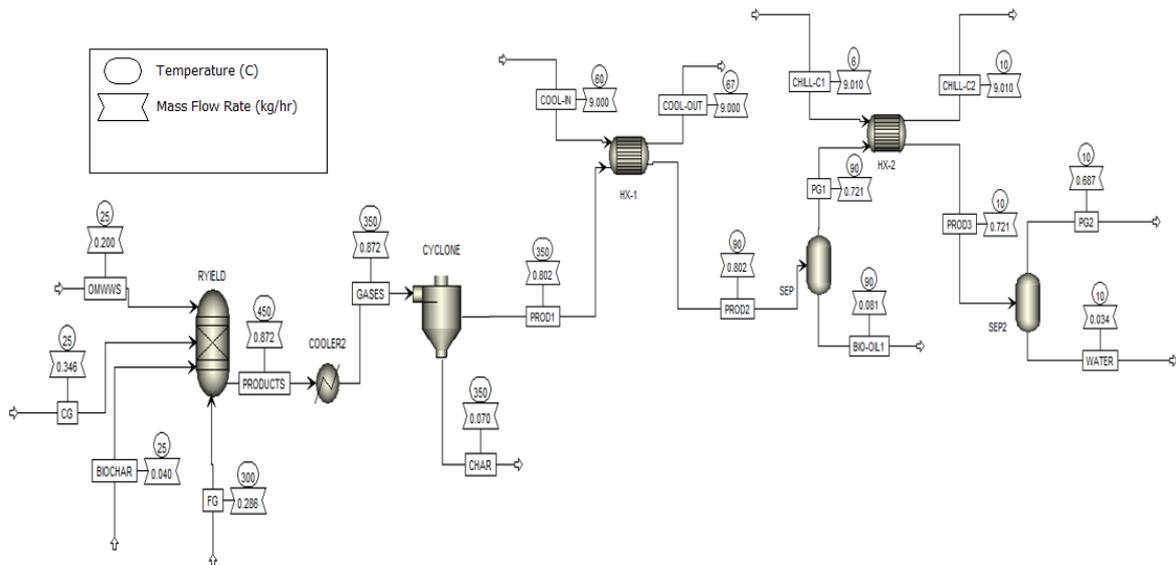


Figure 1. Synoptique du système

Les paramètres opérationnels de la pyrolyse des OMWWS sont indiqués dans le tableau 1 [16].

Composant	Température (°C)
Biomasse	25
Gaz porteur (N ₂)	25 (102 kPa)
Gaz de fluidification (N ₂)	300 (125 kPa)
Température de pyrolyse	450
Température du cyclone	390
Première condenseur	90
Deuxième condenseur	10

Tableau 1 : Paramètres opérationnels

Les débits des réactifs et des produits pour le réacteur de pyrolyse sont indiqués dans le tableau 2.

Réacteur de pyrolyse			
entrée		sortie	
Composant	Débit massique	Composant	Débit massique
	kg.hr ⁻¹		kg.hr ⁻¹
Biomasse (25°C)	0,2	Vapeur d'eau (450°C)	0,039
Biochar (25°C)	0,04	Huile bio (450°C)	0,081
Gaz porteur (25°C, 1.02 bar)	0,346	Biochar (450°C)	0,070
Gaz de fluidification (300°C, 1.25 bar)	0,286	Gaz de pyrolyse (450°C)	0,050
		Nitrogen (450°C)	0,632
Total	0,872	Total	0,872

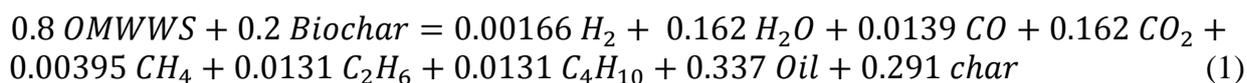
Tableau 2 : Bilan de masse au réacteur de pyrolyse

A la sortie du pyrolyseur, les produits non condensables contiennent du CO , CO_2 , H_2 , CH_4 et certains hydrocarbures légers. Les vapeurs condensables comprennent des molécules d'eau et des bio-huiles qui couvrent une large gamme de points d'ébullition et de poids moléculaires. Le biochar (phase solide) est principalement constitué de carbone solide et de cendres. Les compositions de la biomasse (OMWWS), de la bio-huile et du biochar sont indiquées dans le tableau 3 [16] [17].

Libellé	Biomasse	Biochar	Bio-huile
Analyse de proximité (masse. %)			
humidité	4,08	4,0	-
FC	22,21	75,3	-
VM	64,43	19,3	-
cendres	13,36	1,4	-
Analyse ultime (masse.%) base sèche sans cendres			
cendres	13,36	1,4	0
Carbone	52,89	82,9	76,67
Hydrogène	7,16	3,3	11,78
Azote	1,96	0,32	2,74
Soufre	0,6	0,03	0
Oxygène	24,03	13,38	8,82
HHV (MJ)	25,64	21,34	37,5

Tableau 3 : Analyse de la biomasse, de la bio-huile et du biochar

L'équation générale de la pyrolyse de l'OMWWS est donnée par



Les mesures expérimentales des produits de la pyrolyse de l'OMWWS à 450°C sont indiquées dans le tableau 4 [16].

Produit	Teneur (masse.%)	Produit	Teneur (masse.%)
Phase organique	33,21	Char	29,59
Phase liquide	16,29	Gaz	20,91

Tableau 4 : Teneurs en masse des produits de la pyrolyse de l'OMWWS à 450°C

2.2. Modélisation des propriétés

La méthode Peng-Robinson est utilisée comme méthode thermodynamique globale dans ce modèle. Le modèle HCOALGEN est utilisé pour le calcul de l'enthalpie du char et de la biomasse. Le modèle DCOALIGT est utilisé pour le calcul de la densité de la biomasse et du charbon. La méthode MCINCPD est utilisée pour le mélange de gaz-solide en raison de la présence de solides conventionnels et non conventionnels.

2.3. Exergie

L'exergie est définie comme le travail théorique maximum qui peut être réalisé à partir d'une substance si elle est amenée à l'équilibre avec l'environnement. Dans notre cas, elle contient deux sources très différentes qui s'écrivent :

$$E_x = E_x^{Ph} + E_x^{Ch} \quad (2)$$

L'exergie physique E_x^{Ph} est attribuée à la température de la substance. Elle peut être calculée comme suit :

$$E_x^{Ph} = (h - h_o) - T_o(s - s_o) \quad (3)$$

L'exergie chimique de la biomasse E_x^{Ch} est liée au pouvoir calorifique supérieur (PCS) [18].

$$E_x^{Ch} = 1.047 \text{ PCS} \quad (4)$$

Aspen Plus calcule l'exergie physique des produits de pyrolyse mais ne calcule pas l'exergie chimique de la biomasse et des bio-huiles. Nous compléterons ce calcul. Pour ceci on fait intervenir le PCI du produit [19]. Pour les bio-huiles on a :

$$E_x^{Ch} = \beta m \text{ PCI} \quad (5)$$

où β est défini comme le rapport entre l'exergie chimique et les fractions massiques H/C, O/C, N/C et S/C. Pour le biochar et l'huile biologique β est donné dans les relations suivantes :

$$\beta_{\text{biochar}} = 1.0437 + 0.1896 \frac{z_H}{z_C} + 0.0617 \frac{z_O}{z_C} + 0.0428 \frac{z_N}{z_C} \quad (6)$$

$$\beta_{\text{bio-huile}} = 1.0401 + 0.1728 \frac{z_H}{z_C} + 0.0432 \frac{z_O}{z_C} + 0.2169 \frac{z_S}{z_C} (1 - 2.0628 \frac{z_H}{z_C}) \quad (7)$$

L'exergie chimique d'un mélange de gaz peut être calculée en suivant l'équation [20].

$$E_x^{ch} = n \sum x_i (ex_i^{ch} + RT_o \ln \gamma_i x_i) \quad (8)$$

L'efficacité énergétique peut être définie par la relation suivante [19].

$$\Psi = \frac{E_{x,biohuile} + E_{x,biochar} + E_{x,gaz}}{E_{x,biomasse} + E_{\text{électricité}} + E_{x,biochar}} \quad (9)$$

Le tableau 5 présente les effets chimiques standard de certains gaz [19] [20].

Gaz	E_x^{ch} kJ.kmol ⁻¹	Gaz	E_x^{ch} kJ.kmol ⁻¹
H ₂	236,100	CH ₄	831,650
CO	275,100	C ₂ H ₆	1,495,000
CO ₂	19,870	C ₄ H ₁₀	2,804,000

Tableau 5 : Exergie chimique standard de quelques gaz à 25°C, 0,1 MPa

Le tableau 6 présente l'exergie chimique des composants non conventionnels calculée par les équations ci-dessus.

Composants	Biomasse	Char	Bio-huile
E_x^{ch} MJ.kg ⁻¹	26,8	20,5	39,7

Tableau 6 : Exergie chimique de composants non conventionnels à 25°C, 0,1 MPa

3. Résultats et discussion

La pyrolyse des OMWWS a été effectuée dans Aspen Plus à 450°C. Le débit massique de chaque composant est indiqué dans le tableau 7.

Composant	Débit massique (g.hr ⁻¹)	Composant	Débit massique (g.hr ⁻¹)
CHAR	69.8	N2	632
H2O	38.4	Bio-huile	81
Pyrolyse gaz	50		

Tableau 7 : Débit massique pour chaque produit

Les produits de la pyrolyse de l'OMWWS sont refroidis de 350°C (sortie du cyclone) à 90°C dans le premier condenseur afin de permettre la condensation des vapeurs de bio-huiles. La chaleur « fatale » issue de ce premier condenseur sera valorisée dans une machine frigorifique à adsorption afin de produire le froid nécessaire dans le deuxième condenseur. Environ 81 g.hr⁻¹ de bio-huile est condensée dans le premier condenseur. Environ 80 W d'énergie avec 30 W d'exergie physique sont récupérés dans le premier condenseur (fig.2). Les vapeurs d'eau sont condensées dans le deuxième condenseur où les produits sont refroidis de 90°C à 10°C. L'énergie nette échangée est de 42 W. La figure 2 illustre les flux d'énergie physique et chimique à travers chaque composant. Le biochar et la biomasse ont une exergie très basse à l'entrée du

réacteur à cause de la température élevée du gaz de fluidisation. Le transfert d'exergie le plus important (30 W), se situe au niveau du première échangeur lorsque les produits sont refroidis de 350°C à 90°C.

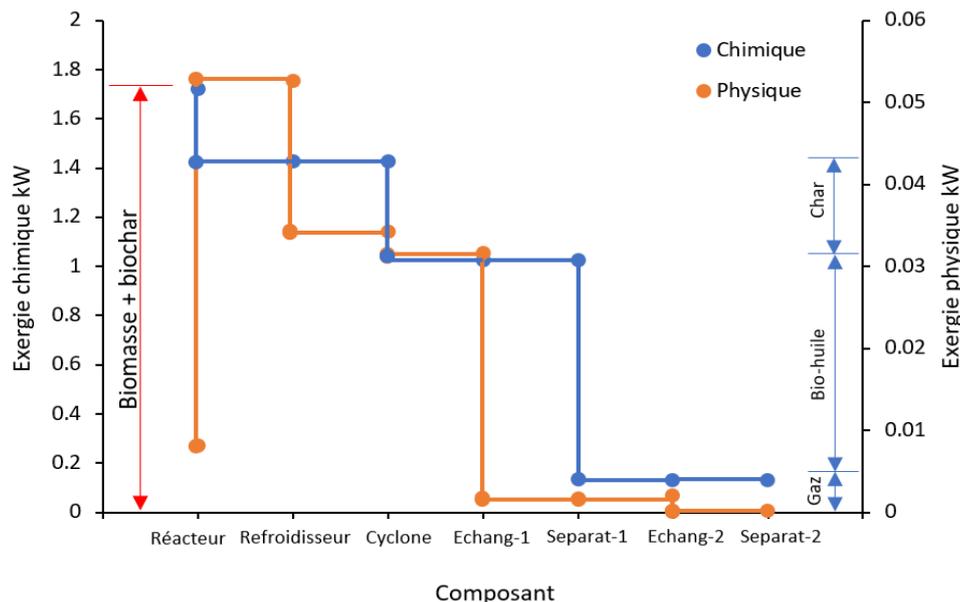


Figure 2 : Flux d'exergie physique et chimique à travers chaque composant

L'exergie chimique à l'entrée du réacteur de pyrolyse est de 1700 W. A sa sortie elle n'est plus que de 1420 W, représentée essentiellement par le pouvoir calorifique des produits (bio-huile, biochar et gaz de pyrolyse). Le réacteur de pyrolyse engendre une perte exergétique globale de 17%. A la sortie du réacteur de pyrolyse, le biochar totalise 28 % de l'exergie des produits, les bio-huiles 63% et le biogaz 9%.

L'exergie chimique décroît fortement lors des séparations de phase, en particulier dans le cyclone. Le biochar, séparé des autres produits non condensés, représente une perte de 230 W soit 13% de l'exergie entrant dans le pyrolyseur.

La majorité de l'exergie chimique des produits sortants du cyclone est dans les bio-huiles (85%) et très peu dans le biogaz. Globalement l'analyse exergétique du procédé indique un rendement global de 52% si le gaz n'est pas valorisé. Si le gaz est valorisé dans le procédé alors le rendement global peut atteindre 62%.

4. Conclusion

Aspen Plus V10 a été utilisé pour développer un modèle de simulation par l'analyse énergétique et exergétique de la pyrolyse de l'OMWWS en fonction des conditions de fonctionnement et des propriétés chimiques et physiques. Lors du refroidissement des gaz non condensables de 350°C à 90°C dans le première condenseur, l'eau de refroidissement dans cet échangeur de chaleur a été chauffée de 60°C à 67°C avec un transfert de chaleur de 80 W. A ce point, 30 W d'exergie physique sont disponibles pour être récupérés. Dans le second condenseur, les produits ont été refroidis de 90°C à 10°C, ce qui a entraîné la condensation des vapeurs d'eau. L'eau chaude dans le première condenseur convient pour entraîner une machine à adsorption afin de refroidir les produits dans le second condenseur. Le rendement énergétique de la pyrolyse est d'environ 83 %, ce qui indique que la pyrolyse est un procédé de conversion thermochimique très efficace. L'efficacité énergétique est également utile lors de l'évaluation du cycle de vie des procédés de conversion thermochimique.

Références

- [1] I. Y. Mohammed, Y. A. Abakr, et R. Mokaya, « Integrated biomass thermochemical conversion for clean energy production: Process design and economic analysis », *J. Environ. Chem. Eng.*, vol. 7, n° 3, p. 103093, 2019.
- [2] W. G. Dupree Jr, « Energy consumption in the transportation sector », in *Effects of Energy Constraints on Transportation Systems*, 1977.
- [3] S. R. Naqvi, Y. Uemura, et S. B. Yusup, « Catalytic pyrolysis of paddy husk in a drop type pyrolyzer for bio-oil production: The role of temperature and catalyst », *J. Anal. Appl. Pyrolysis*, vol. 106, p. 57–62, 2014.
- [4] K. M. Qureshi, A. N. K. Lup, S. Khan, F. Abnisa, et W. M. A. W. Daud, « A technical review on semi-continuous and continuous pyrolysis process of biomass to bio-oil », *J. Anal. Appl. Pyrolysis*, vol. 131, p. 52–75, 2018.
- [5] W. T. Tsai, M. K. Lee, et Y. M. Chang, « Fast pyrolysis of rice husk: Product yields and compositions », *Bioresour. Technol.*, vol. 98, n° 1, p. 22–28, 2007.
- [6] S. Michailos, « Kinetic modelling and dynamic sensitivity analysis of a fast pyrolysis fluidised bed reactor for bagasse exploitation », *Biofuels*, p. 1–10, 2018.
- [7] M. Jahirul, M. Rasul, A. Chowdhury, et N. Ashwath, « Biofuels production through biomass pyrolysis—a technological review », *Energies*, vol. 5, n° 12, p. 4952–5001, 2012.
- [8] J. Y. Park, J.-K. Kim, C.-H. Oh, J.-W. Park, et E. E. Kwon, « Production of bio-oil from fast pyrolysis of biomass using a pilot-scale circulating fluidized bed reactor and its characterization », *J. Environ. Manage.*, vol. 234, p. 138–144, 2019.
- [9] J. Ward, M. G. Rasul, et M. M. K. Bhuiya, « Energy recovery from biomass by fast pyrolysis », *Procedia Eng.*, vol. 90, p. 669–674, 2014.
- [10] W. N. R. W. Isahak, M. W. Hisham, M. A. Yarmo, et T. Y. Hin, « A review on bio-oil production from biomass by using pyrolysis method », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 16, n° 8, p. 5910–5923, 2012.
- [11] S. Czernik et A. V. Bridgwater, « Overview of applications of biomass fast pyrolysis oil », *Energy Fuels*, vol. 18, n° 2, p. 590–598, 2004.
- [12] J. F. Peters, D. Iribarren, et J. Dufour, « Predictive pyrolysis process modelling in Aspen Plus », in *21st Eur biomass conf exhib*, 2013.
- [13] X. Xianjun, S. Zongkang, et M. Peiyong, « Establishment of three components of biomass pyrolysis yield model », *Energy Procedia*, vol. 66, p. 293–296, 2015.
- [14] AspenTech, « Aspen Plus user models ». juill. 2008.
- [15] A. G. Adeniyi, J. O. Ighalo, et M. K. Amosa, « Modelling and simulation of banana (*Musa spp.*) waste pyrolysis for bio-oil production », *Biofuels*, p. 1–5, 2019.
- [16] F. Agblevor et K. Halouani, « Catalytic pyrolysis of olive mill waste », mars 05, 2015.
- [17] H. Abdullah et H. Wu, « Biochar as a fuel: 1. Properties and grindability of biochars produced from the pyrolysis of mallee wood under slow-heating conditions », *Energy Fuels*, vol. 23, n° 8, p. 4174–4181, 2009.
- [18] G. Song, L. Shen, et J. Xiao, « Estimating specific chemical exergy of biomass from basic analysis data », *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 50, n° 16, p. 9758–9766, 2011.
- [19] X. Wang, W. Lv, L. Guo, M. Zhai, P. Dong, et G. Qi, « Energy and exergy analysis of rice husk high-temperature pyrolysis », *Int. J. Hydrog. Energy*, vol. 41, n° 46, p. 21121–21130, 2016.
- [20] J. Szargut, *Exergy method: technical and ecological applications*, vol. 18. WIT press, 2005.

Thème 4

Echangeurs

Conception et modélisation numérique d'un générateur à plaques et films tombants pour la production de froid dans une machine à absorption eau-ammoniac	213
Analyse théorique et expérimentale d'un système de récupération de chaleur sur eaux grises	221
Caractérisation d'un micro-échangeur de chaleur implanté dans un régénérateur magnétocalorique	229

Modélisation numérique d'un générateur à plaques et films tombants pour machine à absorption NH₃ / H₂O

Numerical modeling of a falling film plate generator for NH₃ / H₂O absorption machine

M. Wirtz^{1,2,*}, H.T. Phan¹, B. Stutz², F. Boudehenn¹

¹ Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTBH. F-38000 Grenoble, France

² LOCIE, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac France

* Auteur correspondant : mathilde.wirtz@cea.fr

Résumé – La production de froid dans une machine à absorption NH₃/H₂O nécessite l'utilisation d'un rectifieur en sortie du générateur afin d'éliminer les traces d'eau dans la vapeur d'ammoniac produite. La quantité d'eau à éliminer dépend de la typologie du désorbeur utilisé, de ses dimensions et de son mode de fonctionnement. Le travail numérique présenté décrit les influences du mode de fonctionnement et de différents paramètres géométriques sur les performances de générateurs à plaques et films ruisselants permettant d'orienter le design du composant. Le modèle numérique utilisé décrit les transferts de masse et de chaleur au sein de l'échangeur au travers de corrélations de la littérature, de l'utilisation d'équations de bilan et d'équations d'équilibre à l'interface.

Mots-clefs : Générateur ; Machines à absorption ; Modélisation numérique

Abstract –

The cold production in a NH₃/H₂O absorption machine requires the use of a rectifier at the generator outlet to remove traces of water in the ammonia vapor produced. The quantity of water to be removed depends on the type of the used desorber, its dimensions and its operating mode. The numerical work presented describes the influences of the operating mode and of various geometrical parameters on the performance of falling film plates generators in order to orient the design of the component. The numerical model describes the heat and mass transfers within the heat exchanger through correlations from the literature, the use of balance equations and equilibrium equations at the interface.

Keywords : Generator ; Absorption machine ; Numerical modeling

Nomenclature

	<i>Grandeurs</i>		<i>Indices</i>	
C_p	Capacité calorifique	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]	z	Fraction de flux massique [-]
dA_i	Surface d'échange	[m ²]		
dM	Flux massique transféré	[kg.s ⁻¹]	1	État initial
H	Enthalpie	[J.kg ⁻¹]	2	État après transferts
h	Coefficient de transfert thermique	[W.m ⁻² .K ⁻¹]	H_2O	Eau
k	Coefficient de transfert de masse	[m.s ⁻¹]	NH_3	Ammoniac
Q	Chaleur	[W]	L	Liquide
T	Température	[K]	V	Vapeur
U	Coefficient de transfert thermique	[W.m ⁻² .K ⁻¹]	in	Entrée du segment (<i>inlet</i>)
x	Fraction liquide	[-]	out	Sortie du segment (<i>outlet</i>)
y	Fraction vapeur	[-]	$parti$	Partiel
\dot{m}	Débit massique	[kg/s]		

1. Introduction

Les machines à absorption présentent un intérêt pour la production de froid par rapport aux machines à compression traditionnelles lorsque l'on a accès à des sources de chaleur abondantes et gratuites, à moyenne température (20°C – 30°C) pour le refroidissement, et à haute température (70°C - 180°C) pour le chauffage. Les réseaux de chaleur solaire ou la valorisation des énergies fatales (usines d'incinération) ainsi que le transport maritime font partie de ces situations. Deux couples de fluides sont principalement mis en œuvre dans les machines à absorption : le couple H₂O/LiBr et le couple NH₃/H₂O. Le couple NH₃/H₂O présente l'avantage de s'accompagner de conditions de fonctionnement à haute pression favorables aux transferts et à la compacité des systèmes. Ces machines nécessitent cependant l'utilisation d'un rectifieur en sortie du générateur afin d'éliminer les traces d'eau dans la vapeur d'ammoniac produite. La quantité d'eau à éliminer dépend de la typologie du désorbeur utilisé, de ses dimensions et de son mode de fonctionnement. Deux principaux systèmes de générateurs de vapeur d'ammoniac sont abordés dans la littérature. Les bouilleurs, et les échangeurs à films ruisselants (à plaques ou tubes).

Les générateurs de vapeur les plus courants sont de type bouilleur (ou évaporateur noyé). Moins complexes que les générateurs à films ruisselants, ils génèrent cependant des fractions d'eau plus importantes en sortie. Ils nécessitent donc d'être combinés à un système de purification de vapeur efficace afin d'en éliminer les traces d'eau superflues. Plusieurs procédés peuvent ainsi être ajoutés afin d'épurer la vapeur, comme les colonnes à distiller. Staedter et Garimella [1] ont montré que la distillation adiabatique correspond à une conception optimale pour les phases de génération et de rectification, avec la température de la source chaude comme variable critique de modélisation et contrôle. Ils ont construit une colonne pour les systèmes de petite capacité [2], et ont proposé des conceptions compactes compatibles avec les machines à absorption [3–4]. Golden [5] propose un modèle de colonne combinant de l'ébullition à des films tombants.

Les générateurs à films tombants permettent de limiter la fraction d'eau présente dans la vapeur produite, en tirant partie de l'évolution des conditions d'équilibre de la solution le long de l'échangeur. Les films ruisselants sont préférentiellement mis en œuvre dans des échangeurs de chaleur à plaques (ECP), compte tenu de leur rendement thermique élevé, leur flexibilité, leur facilité d'entretien et leur coût réduit [6]. Les dimensions géométriques des échangeurs doivent être ajustées pour atteindre les efficacités désirées [7]. La génération de vapeur peut se faire selon différents modes de chauffage (écoulement du fluide caloporteur à co ou contre courant du film ruisselant) mais également de circulation de la vapeur : soit à co-courant (lorsque la solution et la vapeur s'écoulent gravitairement), ou à contre-courant (lorsque la vapeur générée remonte le long de la solution depuis le bas de l'échangeur). Determan et Garimella [9] ont montré que dans les micro-échangeurs NH₃/H₂O, la configuration contre-courant a une meilleure efficacité que celle à co-courant. En effet, la vapeur générée est refroidie par ses interactions avec le film liquide lorsqu'elle monte le long du générateur, et permet une réabsorption partielle d'eau.

La présente étude porte sur l'évolution des performances de générateurs à plaques et films ruisselants pour machines à absorption NH₃/H₂O compactes et de moyenne capacité (environ 10 kW froid) en fonction de leur mode d'utilisation et de leur géométrie (rapport d'aspect). Pour ce faire, un modèle numérique a été développé, permettant l'étude des transferts de masse et de chaleur au travers de corrélations de la littérature, de l'utilisation d'équations de bilan et d'équations d'équilibre à l'interface entre le film tombant et l'écoulement de vapeur.

2. Description de la méthode numérique associée

Le modèle 1D développé est basé sur les travaux de Triché [10], qui décrivent les transferts de chaleur et de masse en présence d'absorbants à plaques et films tombants, fonctionnant par écoulement de solution et de vapeur à co-courant. Le générateur modélisé est composé de plaques entre lesquelles circulent alternativement le fluide caloporteur et la solution d'ammoniac conjointe à la vapeur produite. La solution entre par le haut et s'écoule vers le bas sous l'effet de la gravité. Le chauffage est à contre-courant (le fluide caloporteur entre par le bas et s'écoule vers le haut). Deux modes de circulation de la vapeur vis-à-vis du film peuvent être étudiés : le mode co-courant et le mode contre-courant. L'échangeur est discrétisé selon sa hauteur. Des bilans de masse, d'espèces et d'enthalpie sont résolus pour chacun des fluides (fluide caloporteur, solution ammoniac-eau et vapeur) sur les différentes mailles. Les transferts de chaleur et de masse sont décrits par des corrélations de la littérature. Les conditions thermodynamiques à l'interface (température et concentration côté liquide et vapeur) sont déterminées de sorte à vérifier les conditions d'équilibre.

Les hypothèses suivantes sont formulées :

- Écoulement stationnaire ;
- Pertes de charge négligeables (pression constante) ;
- Régime d'écoulement du film : laminaire lisse ;
- Plaques intégralement mouillées (pas de zones sèches) ;
- Pertes thermiques négligeables ;
- Répartition uniforme du liquide entre les plaques et selon leur largeur.

La Figure 1 représente l'échangeur discrétisé et le détail d'un segment de l'échangeur avec les transferts de masse et de chaleur associés, développés par la suite.

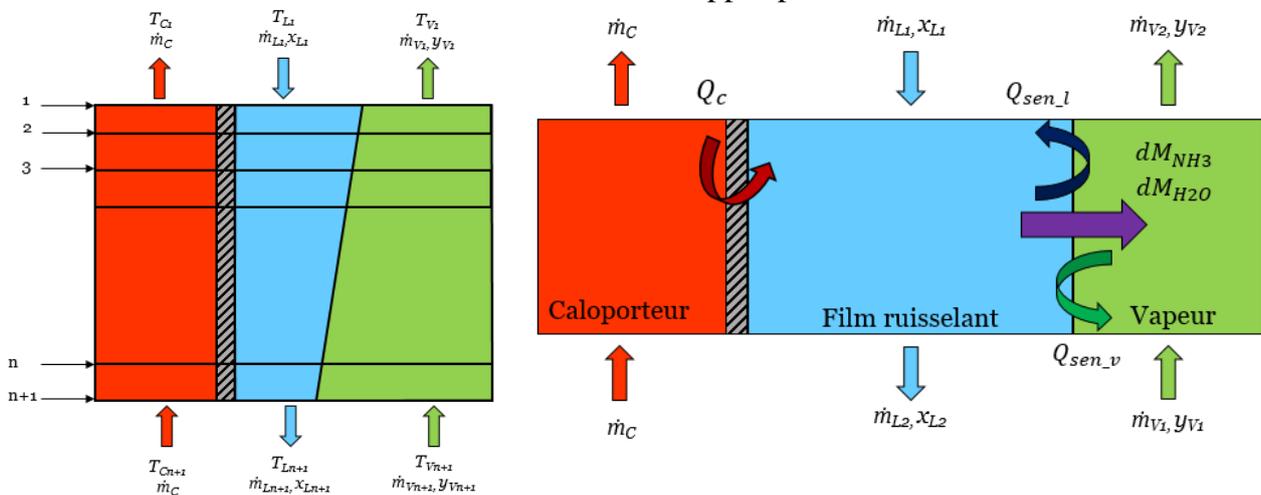


Figure 1 : Représentation du générateur et des échanges de masse et de chaleur dans un segment

Le processus de désorption a lieu à l'interface liquide-vapeur. Les équations 1 à 4 décrivent les bilans de masses et d'espèces au sein de la solution et de l'écoulement vapeur.

$$\dot{m}_{L,1} - dM_{NH_3} - dM_{H_2O} = \dot{m}_{L,2} \quad (1)$$

$$\dot{m}_{V,1} + dM_{NH_3} + dM_{H_2O} = \dot{m}_{V,2} \quad (2)$$

$$\dot{m}_{L,1} \cdot x_{L,1} - dM_{NH_3} = \dot{m}_{L,2} \cdot x_{L,2} \quad (3)$$

$$\dot{m}_{V,1} \cdot y_{V,1} + dM_{NH_3} = \dot{m}_{V,2} \cdot y_{V,2} \quad (4)$$

Avec dM_{NH_3} et dM_{H_2O} les flux massiques d'ammoniac et d'eau désorbés à l'interface entre le film ruisselant et la vapeur.

Les transferts de masse et de chaleur au sein des fluides (fluide caloporteur, film ruisselant et écoulement vapeur) sont décrits au moyen de coefficients de transfert (issus de corrélations de la littérature [11]). L'équation 5 décrit le transfert de chaleur entre le fluide caloporteur et la solution.

$$Q_c = dA_i \cdot U \cdot (T_{c,1} - T_{L,1}) \quad (5)$$

Avec U le coefficient de transfert global entre le fluide caloporteur et le film ruisselant, prenant en compte la résistance thermique due à la convection dans le fluide caloporteur et dans la solution concentrée, ainsi que la résistance thermique due à la conduction dans les plaques.

Les transferts de masse et de chaleur entre le film et l'interface sont décrits par les équations 6 et 7.

$$Q_{sen_L} = h_L \cdot dA_i \cdot (T_i - T_L) \quad (6)$$

$$dM_{NH_3} + dM_{H_2O} = k_L \cdot \rho_L \cdot dA_i \cdot \ln\left(\frac{z-x}{z-x_i}\right) \quad (7)$$

Les transferts de masse et de chaleur entre l'écoulement de vapeur et l'interface sont décrits par les équations 8 et 9.

$$dM_{NH_3} + dM_{H_2O} = k_V \cdot \rho_V \cdot dA_i \cdot \ln\left(\frac{z-y_i}{z-y}\right) \quad (8)$$

$$Q_{sen_V} = h_V \cdot dA_i \cdot (T_i - T_V) \quad (9)$$

Avec $z = \left(\frac{dM_{NH_3}}{dM_{NH_3} + dM_{H_2O}}\right)$ la fraction de flux d'ammoniac dans le flux désorbé à l'interface.

Le bilan d'enthalpie au niveau du fluide caloporteur est donné par l'équation 10:

$$\dot{m}_{c,1} \cdot H_{c,1} - \dot{m}_{c,2} \cdot H_{c,2} - Q_c = 0 \quad (10)$$

Les bilans d'enthalpie au niveau du film liquide et de l'écoulement vapeur sont donnés par les équations 11 et 12:

$$Q_{sen_L} + Q_c + \dot{m}_{L,1} \cdot H_{L,1} - \dot{m}_{L,2} \cdot H_{L,2} - dM m_{NH_3} \cdot H_{L,NH_3,parti} - dM m_{H_2O} \cdot H_{L,H_2O,parti} = 0 \quad (11)$$

$$Q_{sen_V} + \dot{m}_{V,1} \cdot H_{V,1} - \dot{m}_{V,2} \cdot H_{V,2} + dM m_{NH_3} \cdot H_{V,NH_3,i} + dM m_{H_2O} \cdot H_{V,H_2O,i} = 0 \quad (12)$$

Où $H_{L,NH_3,parti}$ et $H_{L,H_2O,parti}$ sont les enthalpies molaires liquides partielles pour l'ammoniac et l'eau à l'interface, et $H_{V,NH_3,i}$ et $H_{V,H_2O,i}$ sont les enthalpies vapeur partielles à l'interface, (considérées égales aux enthalpies de vapeur pures).

Les propriétés thermodynamiques de l'ammoniac, de l'eau et du mélange sont calculées grâce à l'énergie libre de Gibbs [12]. Le modèle numérique est développé sous le logiciel Scilab. Le générateur est discrétisé en $n_e = 100$ segments, permettant des calculs rapides et un bon niveau de précision.

3. Modèles numériques

3.1. Conditions de fonctionnement

Le tableau suivant reprend les données géométriques nominales du désorbeur modélisé, qui ont été choisies pour une puissance thermique échangée d'environ 1kW par plaque (la puissance globale du désorbeur étant fonction du nombre de plaques).

Longueur des plaques	0.32 [m]
Largeur des plaques	0.150 [m]
Épaisseur des plaques	0.006 [m]

Tableau 1 : Données géométriques du désorbeur modélisé

3.2. Comparaison des résultats en co-courant et en contre-courant

L'influence du mode de fonctionnement de l'échangeur avec une circulation de la vapeur à co-courant ou à contre-courant de la solution est étudiée dans un premier temps. Les figures 2 et 3 comparent respectivement les évolutions des températures et des concentrations des différents fluides le long de l'échangeur pour ces deux modes de fonctionnement. Le haut du générateur correspond à l'abscisse 0 m et le bas du générateur à l'abscisse 0.32 m.

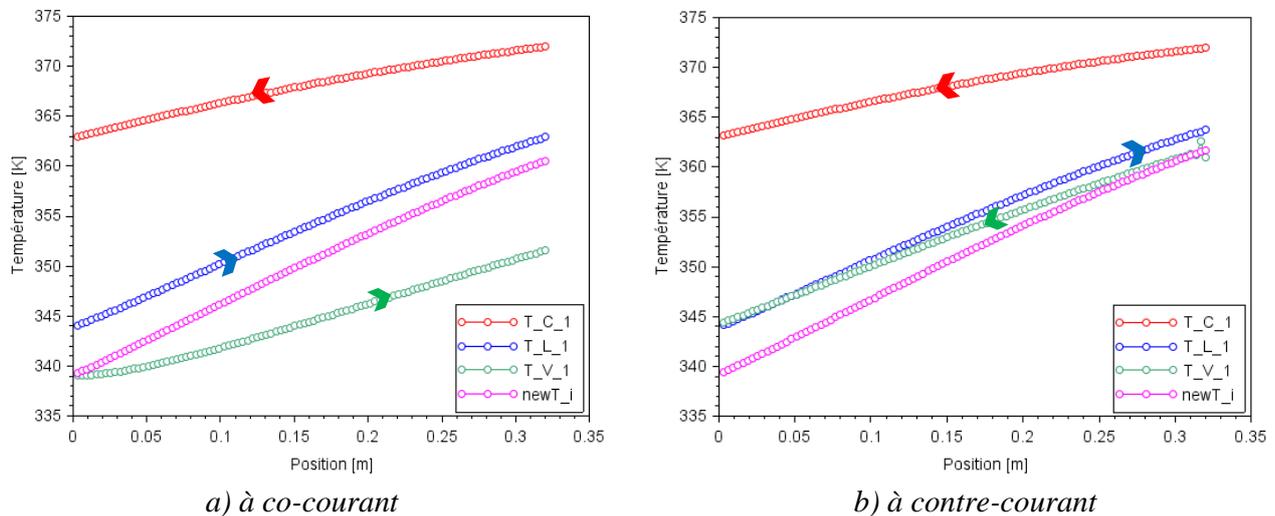


Figure 2 : Évolution des températures en écoulement de vapeur

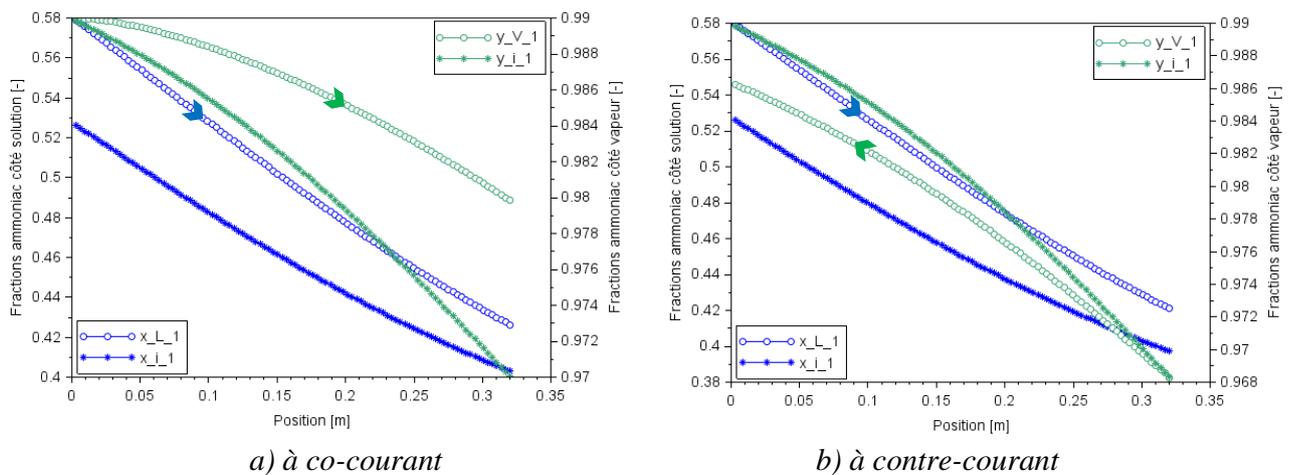


Figure 3 : Évolution des fractions d'ammoniac en écoulement de vapeur

Le fluide caloporteur cède de sa chaleur à la solution tout au long de l'échangeur, conduisant à une diminution régulière de sa température TC . Le film de solution est chauffé par le fluide caloporteur au niveau de la paroi, et refroidi par évaporation au niveau de son interface, d'où une température TL comprise entre TC et Ti . Le coefficient de transfert entre l'interface et le film de solution étant plus élevé que le coefficient de transfert entre le fluide caloporteur et le film de solution (présence de la résistance de convection du fluide caloporteur et de la conduction au travers de la paroi), la température du film est naturellement plus proche de Ti que de TC . Le débit de vapeur est nul respectivement en haut et en bas de l'échangeur pour les configurations d'écoulement à co et contre-courant. Pour ces positions, la température de vapeur correspond alors à la température de l'interface Ti . Pour une position donnée de l'échangeur, la température de la vapeur le long de son parcours dépend de la température de

l'interface où elle est générée et de la température de la vapeur produite en amont avec laquelle elle se mélange. Ceci explique l'augmentation de la température de la vapeur de haut en bas de l'échangeur tout en restant inférieure à la température d'interface T_i en mode co-courant, et la diminution de la température de la vapeur de bas en haut tout en restant supérieure à la température d'interface T_i en mode contre-courant.

Compte tenu des conditions thermodynamiques, la vapeur générée à l'interface est essentiellement composée d'ammoniac. De ce fait, que ce soit en configuration d'écoulement co ou contre-courant, la fraction d'ammoniac au sein du film x_L , ainsi que celle à l'interface x_i diminuent le long de l'échangeur de par le processus de désorption. Pour les mêmes raisons que celle évoquées précédemment, la concentration de la vapeur y_V correspond respectivement en haut et en bas de l'échangeur pour les configurations d'écoulement à co et contre-courant à la concentration d'équilibre à l'interface coté vapeur y_i . De-même, pour une position donnée de l'échangeur, la concentration de la vapeur le long de son parcours dépend de la concentration à l'interface où elle est générée et de la concentration de la vapeur produite en amont, avec laquelle elle se mélange. La concentration de la vapeur diminue ainsi de haut en bas de l'échangeur tout en restant supérieure à la concentration à l'interface y_i en mode co-courant, et augmente de bas en haut tout en restant inférieure à la concentration d'interface y_i en mode contre-courant (la vapeur se purifie en remontant le long du générateur). La vapeur générée à la sortie du générateur en configuration contre-courant apparaît ainsi plus pure en ammoniac qu'en co-courant. Cependant, d'un point de vue du débit de vapeur généré, la configuration à co-courant permet une plus importante génération de vapeur qu'en contre-courant.

3.3. Comparaison des résultats avec un générateur-bouilleur

Les résultats du modèle sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus pour les mêmes conditions de fonctionnement en entrée, avec un générateur à plaques noyées fonctionnant en régime d'ébullition (Tableau 2). La vapeur générée est séparée du liquide saturé en sortie via une bouteille de séparation avant d'être envoyée vers le rectifieur. Pour permettre la comparaison des résultats, les débits massiques de vapeur générée en sortie du générateur prédits par le modèle numérique sont ramenés à la même valeur de débit de vapeur en sortie que le générateur bouilleur en jouant sur le nombre et la largeur des plaques. On obtient les résultats suivants concernant la puissance, la surface d'échange et la fraction d'ammoniac pour chaque type d'échangeur :

	Débit de vapeur en sortie du générateur [kg/s]	Fraction d'ammoniac côté vapeur en sortie du générateur [-]	Puissance au fluide caloporteur [kW]	Surface d'échange [m ²]
Film à co-courant	0.0057	0.980	5.44	0.36
Film à contre-courant	0.0057	0.986	8.87	0.21
Générateur noyé	0.0057	0.961	11.51	0.20

Tableau 2 : Comparaison des performances du générateur

On observe que pour un même débit de vapeur d'ammoniac générée, l'échangeur bouilleur est un système plus compact que les échangeurs à plaques et films ruisselants. Cependant il doit être couplé à un séparateur pour séparer les phases liquide et vapeur en sortie. Par ailleurs, la qualité de la vapeur produite en sortie étant de faible qualité, il est également nécessaire de l'associer à un système de rectification de forte puissance. L'échangeur à film ruisselant fonctionnant à co-courant nécessite une même surface d'échange que l'échangeur bouilleur

sans la contrainte d'un ajout de bouteille de séparation. L'échangeur à film ruisselant fonctionnant à contre-courant nécessite une surface d'échange plus importante que les deux autres échangeurs mais produit une vapeur avec une fraction d'ammoniac plus importante, permettant de réduire la taille du rectifieur et l'énergie perdue au niveau de cet élément. A même débit de vapeur produite en sortie générateur, l'échangeur à contre-courant semble plus performant. Cependant, si l'on étudie la puissance thermique nécessaire pour produire la même quantité de vapeur purifiée en sortie du rectifieur, les deux configurations d'échangeurs à films ruisselants deviennent très comparables.

3.4. Étude paramétrique sur la géométrie du désorbeur

Contrairement à l'étude des échangeurs à plaques classiques, lorsqu'on étudie les procédés d'absorption/désorption, on se place dans une configuration où les pertes de charges sont négligeables et les enjeux se situent au niveau des transferts de masse et de chaleur entre le film liquide et la vapeur générée. L'influence de la géométrie du désorbeur sur la production de vapeur d'ammoniac et sur l'efficacité du générateur est présentée dans ce paragraphe. Deux paramètres principaux impactent la performance des échangeurs à films ruisselants : le débit par unité de largeur (qui impacte l'épaisseur de film ruisselant et donc la résistance aux transferts) et la longueur des plaques (qui impacte le temps de résidence du fluide). Afin de rendre les comparaisons cohérentes, il a été décidé de réaliser cette étude en gardant la surface d'échange et la largeur de plaques constantes (respectivement égales à 0.72 m² et 0.15m).

Nombre de plaques	2	5	10	15	20	30
Hauteur des plaques [m]	2.4	0.96	0.48	0.32	0.24	0.16
Rapport d'aspect	8	1.280	0.320	0.142	0.080	0.036

Tableau 3 : Paramètres géométriques variables du générateur

Ce faisant, l'étude paramétrique peut être représentée au moyen du rapport d'aspect R :

$$R = \frac{\text{Hauteur des plaques}}{\text{Nombre de plaques} \cdot \text{largeur des plaques}}$$

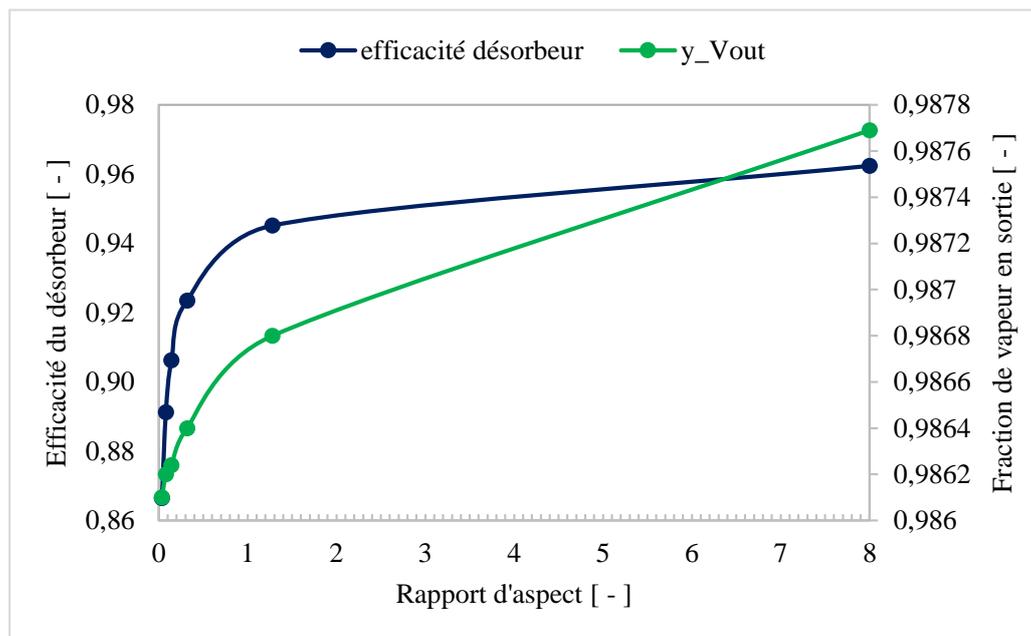


Figure 4 : Évolution de l'efficacité et de la fraction de vapeur en sortie du générateur selon le rapport d'aspect

Les résultats montrent que l'efficacité du désorbeur et la qualité de la vapeur d'ammoniac générée augmentent avec l'accroissement du rapport d'aspect. A surface égale, il est donc préférable d'avoir des échangeurs de grande longueur (Figure 4). Les évolutions de l'efficacité et de la qualité de l'ammoniac avec le rapport d'aspect sont particulièrement élevées pour des rapports d'aspects inférieurs à 1.

4. Conclusion

Les performances de générateurs à plaques et films ruisselants pour machines à absorption $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ ont été étudiées à l'aide d'un modèle numérique. Ce type de générateurs apparaît plus performant que les générateurs bouilleurs. Cette solution semble d'autant plus avantageuse qu'elle ne nécessite pas de bouteilles de séparation, et requiert une rectification moins importante.

La configuration où la vapeur s'écoule à contre-courant du film ruisselant s'avère être plus efficace en terme de qualité de vapeur produite, en comparaison de la configuration d'écoulement à co-courant. A surfaces d'échanges égales, il est préférable de privilégier des échangeurs à fort rapport d'aspect.

Références

- [1] M. A. Staedter, S. Garimella "Thermodynamic considerations for optimal thermal compressor design", *Int. Journal of Refrigeration*, 91(2018) 28-38
- [2] M. A. Staedter, S. Garimella "Direct-coupled desorption for small capacity ammonia-water absorption systems", *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 127 (2018) 196-205
- [3] M. A. Staedter, S. Garimella "Heat and mass transfer in microscale diabatic distillation columns for ammonia-water desorption and rectification", *Int. Journal of Refrigeration*, 95 (2018) 10-20
- [4] M. A. Staedter, S. Garimella "Design and modeling of a microscale diabatic distillation column for small capacity ammonia-water absorption systems", *Int Journal of Refrigeration*, 94 (2018) 161-173
- [5] J. H. Golden "Ammonia-water desorption in flooded columns", *Georgia Institute of Technology*, 2012.
- [6] T. M. Abou Elmaaty, A. E. Kabeel, M. Mahgoub "Corrugated plate heat exchanger review", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 70 (2017) 852-860
- [7] Hessami Ma. "Surface temperature and heat transfer measurements in cross corrugated plate heat exchangers", *Iran J Sci Technol*; 24-3 (2000) 283-97
- [9] M. D. Determan, S. Garimella "Ammonia-water desorption heat and mass transfer in microchannel devices", *Int. Journal of Refrigeration*, 34 (2011) 1197-1208
- [10] D. Triché "Étude numérique et expérimentale des transferts couplés de masse et de chaleur dans l'absorbeur d'une machine à absorption ammoniac-eau", *Université de Grenoble Alpes*, 2016.
- [11] N.Goel, D.Y.Goswami "Analysis of a counter-current vapor flow absorber", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005) 1283-1292
- [12] F.Xu, Y.Goswami "Thermodynamic properties of ammonia-water mixtures for power-cycle applications", *Energy* 24 (1999) 525-536

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energie Alternatives (CEA) qui a supporté ces travaux.

Analyse théorique et expérimentale d'un système de récupération gravitaire de chaleur sur eaux grises.

Theoretical and experimental analysis of a gravity grey water heat recovery exchanger.

Jean-Baptiste BOUVENOT^{1,2*}, Benjamin LATOUR^{1,2} et Fanny ARRAYET²

¹ Laboratoire ICube UMR 7357 - Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie

300 bd Sébastien Brant - CS 10413 - F-67412 Illkirch

²Institut National des Sciences Appliquées de Strasbourg

24 Boulevard de la Victoire 67000 Strasbourg

*(auteur correspondant : jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr)

Résumé – Ce travail propose une analyse théorique des récupérateurs de chaleur gravitaires sur eaux grises liées à l'ECS. L'étude présente et compare énergétiquement différents montages hydrauliques et en tire des préconisations pour optimiser la mise en œuvre de ces systèmes. Ensuite, ce papier présente l'analyse de données d'un test *in situ* réalisé dans un logement équipé d'un récupérateur de chaleur sur eau grise gravitaire. Cette étude permet d'évaluer la performance de ces systèmes en conditions réelles et permet d'établir des corrélations quant à l'influence de certains paramètres. Enfin, une comparaison sera faite aux conditions de tests normalisés pour en proposer des améliorations.

Mots-clés : Récupérateur de chaleur sur eaux grises ; Récupérateur de chaleur sur eaux de douche ; Echangeurs de chaleur ; Echangeur gravitaire ; Low Tech

Abstract – This work presents a theoretical analysis of a gravity grey water heat recovery exchanger linked to DHW. The study presents and energetically compares different hydraulic architectures and give recommendations to optimize the implementation of these systems. Then, this paper presents the analysis of the data from an *in situ* test carried out in a dwelling equipped with a gravity grey water heat recovery unit. This study makes it possible to evaluate the performance of these systems in real conditions and makes it possible to establish correlations on the influence of certain parameters. Finally, a comparison will be made to standardized test conditions to suggest improvements.

Keywords: Grey water heat recovery; Drain water heat recovery; Heat exchanger; Gravity exchanger; Low tech.

Nomenclature

c_p capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

E efficacité,-

NUT Nombre d'Unités de Transfert

P puissance thermique, W

q_v débit-volume, $m^3.s^{-1}$

R facteur de déséquilibre,-

S surface d'échange, m^2

T température, K

US conductance thermique globale, $W.K^{-1}$

Symboles grecs

ϕ flux de chaleur, W

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

Indices et exposants

c cold (froid)

g grey water (eaux grises évacuées dans le siphon)

HX échangeur de chaleur (Heat eXchanger)

i inlet (entrée)

min minimum

mix mixing valve (mitigeur thermostatique)

o outlet (sortie)

rec récupérée

$syst$ système

$tank$ ballon de stockage

tot total

1. Introduction

L'eau chaude sanitaire (ECS) représente en 2016 11% de la consommation d'énergie primaire dans le résidentiel en France (contre 10 % en 2012) [1] (17 % aux Etats Unis en 2011 [2]) qui représente quant à elle 45 % des consommations énergétiques totales [1]. Bien que cette part reste relativement réduite dans l'existant, les nouvelles réglementations vont la rendre prépondérante au niveau des consommations dans les bâtiments résidentiels neufs (elle a augmenté de 1 point entre 2012 et 2016). Pour réduire la consommation en énergie primaire de ce poste, il est d'abord possible de travailler sur les besoins (isolation du réseau/stockage, réduction des débits, modification du comportement). Il est ensuite possible de travailler sur l'efficacité des systèmes (chauffe-eau thermodynamique (CET), chaudières, ballons) et sur le recours aux énergies renouvelables (biomasse, géo ou aéro-thermie, solaire). Enfin, il est aussi possible de récupérer une partie de la chaleur contenue dans les eaux grises *via* des systèmes passifs (échangeurs de chaleur gravitaires) ou actifs (utilisation d'une pompe ou d'une pompe à chaleur) [3-7]. Les avantages de ces systèmes étant qu'ils offrent des efficacités théoriques élevées (jusqu'à 70 %), qu'ils coûtent relativement peu cher au regard de ce qu'ils rapportent (temps de retour sur investissement de quelques années) et qu'ils ne nécessitent pas ou peu de maintenance (système gravitaire passif). Enfin, ces systèmes s'inscrivent dans une démarche de sobriété technique en utilisant des systèmes simples (échangeurs de chaleur) et passifs (absence de pompe). Ce travail propose une analyse théorique du fonctionnement des récupérateurs de chaleur gravitaires sur eaux grises liées à l'ECS. L'étude présente et compare énergétiquement différents montages hydrauliques et en tire des préconisations pour optimiser leur mise en œuvre. Ensuite, ce papier présente une analyse préliminaire de données d'un test *in situ* réalisé dans un logement familial équipé de ce type de système. Cette étude permet d'évaluer la performance de ces systèmes en conditions réelles et permet d'établir des corrélations quant à l'influence de certains paramètres (débit, température, taille/corpulence de l'utilisateur, pertes par évaporation/convection, fréquence de purge). Enfin, une comparaison sera faite aux conditions de tests normalisés [8].

2. Analyse théorique

2.1. Schémas de principe hydrauliques

L'analyse théorique se porte sur les 3 architectures hydrauliques de raccordement de ce genre de système à savoir (*cf.* Figure 1):

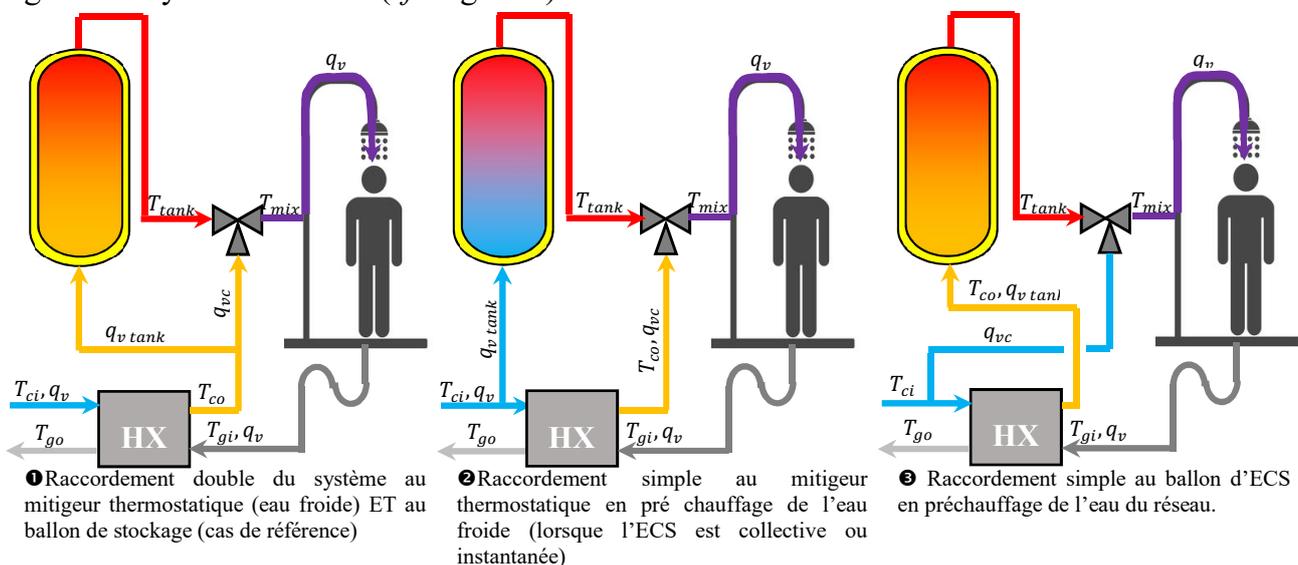


Figure 1 : Schémas de principe des 3 architectures hydrauliques de raccordement.

2.2. Hypothèses de calcul

On fait les hypothèses suivantes (les valeurs en gras sont les valeurs de références):

- Débit total (au pommeau et au siphon) : $q_v = [4; 6; \mathbf{8}; 10; 12]$ l. min⁻¹ ;
- Débit d'eau froide arrivant au robinet thermostatique : q_{vc} (variable selon le cas) ;
- Débit d'eau froide alimentant le ballon d'ECS (=débit d'eau chaude arrivant au robinet thermostatique) : $q_{v\ tank}$ (variable selon le cas) ;
- Température d'eau froide du réseau (eau froide sanitaire EFS) : $T_{ci} = \mathbf{128}$ °C [8];
- Température mitigée de soutirage (ou de distribution) : $T_{mix} = \mathbf{40}$ °C [9] ;
- Température de stockage ECS : $T_{tank} = [40; 45; 50; 55; \mathbf{60}; 65; 70; 75; 80; 85; 90]$ °C
- Température de l'eau grise du siphon : $T_{gi} = [34; \mathbf{37}]$ °C [8].

L'échangeur est à contre-courant. On peut noter que pour la configuration où la production d'ECS est instantanée (sans ballon), même si le raccordement ne se fait qu'au mitigeur (configuration 2), au niveau calculatoire, les performances correspondent à la configuration 1 puisque tout le débit transite dans le primaire de l'échangeur. Pour la configuration 1, la température de stockage n'a aucune influence sur l'efficacité du système qui est constante. Pour l'échangeur, on se base sur une étude de marché et on considère une efficacité de l'échangeur de $E_{HX} = 0,71$ qui correspond au système le plus performant dans les conditions de référence (*cf.* valeurs en gras) de la configuration 1 [8]. On peut ainsi calculer la conductance thermique de l'échangeur grâce à l'équation 1 (théorie du nombre d'unités de transfert NUT dans le cas d'un échangeur à contre-courant avec un facteur de déséquilibre unitaire) qui sera supposée constante :

$$NUT = \frac{US}{\rho c_p q_v} = \frac{E_{HX}}{1 - E_{HX}} \quad \text{d'où: } US = \rho c q_v \frac{E_{HX}}{1 - E_{HX}} = 1365 \text{ W.K}^{-1} \quad (1)$$

La méthode du NUT est une méthode en régime permanent alors que les phénomènes étudiés sont en partie instationnaires. Cependant, la dynamique est rapide et les échanges convectifs sont forcés (faible influence de la température), on supposera cette méthode valable dans le cadre de cette étude.

2.3. Cas 1 : raccordement double

Dans le cas 1 : le facteur de déséquilibre est égal à 1 : toute l'eau entrant au primaire de l'échangeur finit par être évacuée dans la douche *via* le robinet et le ballon. Les débits au primaire et au secondaire sont donc supposés égaux malgré les pertes par projections et par évaporation entre le pommeau de douche et le siphon de l'ordre de 0,05 l.min⁻¹ [8] (soit moins de 1 % du débit global). Pour un échangeur à contre-courant avec $R = 1$:

$$E_{HX} = 0,71 = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{gi} - T_{ci}} \quad \text{d'où: } T_{co} = T_{ci} + E_{HX}(T_{gi} - T_{ci}) \quad (2)$$

Les pertes entre le pommeau de douche et le siphon sont irrécupérables mais viennent dégrader l'efficacité globale du système définie comme le ratio entre la puissance effectivement récupérée et la puissance maximum récupérable:

$$E_{syst} = \frac{P_{rec}}{P_{tot}} = \frac{\rho c q_v (T_{co} - T_{ci})}{\rho c q_v (T_{mix} - T_{ci})} = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{mix} - T_{ci}} \quad (3)$$

2.4. Cas 2 : raccordement simple au mitigeur

Dans le cas 2 : l'échangeur est déséquilibré hydrauliquement ($R \leq 1$) : seule une partie de l'eau froide entre au primaire de l'échangeur le ballon étant directement raccordé à l'eau froide du réseau. Le facteur de déséquilibre est à déterminer pour chaque configuration. Par contre, le débit total est évacué au secondaire de l'échangeur. Le débit d'eau préchauffé va

donc dépendre du débit total demandé et surtout de la température d'eau stockée : plus l'eau stockée sera chaude et plus l'échangeur sera sollicité pour le préchauffage de l'eau froide au mitigeur. Un bilan massique et un bilan enthalpique au niveau du point de mélange entre l'eau froide et l'eau chaude du ballon sont réalisés : bilans que l'on combine à la théorie du NUT :

$$R = \frac{\rho q_{vc} c_p}{\rho q_v c_p} = \frac{q_{vc}}{q_v} = \frac{T_{mix} - T_{tank}}{T_{co} - T_{tank}} \quad (4)$$

$$NUT = \frac{US}{\rho c_p q_{vc}} = \frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{co} - T_{tank}}{T_{mix} - T_{tank}} \right) \quad (5)$$

On obtient la température de l'eau préchauffée grâce aux formules de l'efficacité de l'échangeur (méthodes *NUT* et définition *via* les températures) : la conductance thermique globale *US* étant connue :

$$E_{HX} = \frac{1 - \exp[-NUT(1 - R)]}{1 - R \exp[-NUT(1 - R)]} = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{gi} - T_{ci}} \quad (\rho c_p q_{v \min} = \rho c_p q_{vc}) \quad (6)$$

D'où

$$E_{HX} = \frac{1 - \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{co} - T_{mix}}{T_{mix} - T_{tank}} \right) \right]}{1 - \left(\frac{T_{mix} - T_{tank}}{T_{co} - T_{tank}} \right) \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{co} - T_{mix}}{T_{mix} - T_{tank}} \right) \right]} = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{gi} - T_{ci}} \quad (7)$$

On obtient alors:

$$T_{co} = f(T_{co}) = T_{ci} + (T_{gi} - T_{ci}) \frac{1 - \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{co} - T_{mix}}{T_{mix} - T_{tank}} \right) \right]}{1 - \left(\frac{T_{mix} - T_{tank}}{T_{co} - T_{tank}} \right) \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{co} - T_{mix}}{T_{mix} - T_{tank}} \right) \right]} \quad (8)$$

avec *f* fonction non linéaire

Par un calcul itératif du type : $T_{co}^{i+1} = f(T_{co}^i)$, on calcule l'efficacité du système complet :

$$E_{syst} = \frac{P_{rec}}{P_{tot}} = \frac{\rho c_p q_{vc} (T_{co} - T_{ci})}{\rho c_p q_v (T_{mix} - T_{ci})} = \left(\frac{T_{mix} - T_{tank}}{T_{co} - T_{tank}} \right) \left(\frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{mix} - T_{ci}} \right) \quad (9)$$

Remarque : Ici, l'échangeur a une meilleure efficacité propre par rapport à la configuration 1 mais l'eau du ballon ne profite pas de cette récupération ce qui dégradera l'efficacité globale du système.

2.5. Cas 3 : raccordement simple au ballon

Dans le cas 3 : l'échangeur est aussi déséquilibré hydrauliquement ($R \leq 1$) : une partie de l'eau froide seulement entre au primaire de l'échangeur puisque le mitigeur est directement raccordé à l'eau froide du réseau. Il faudra donc déterminer le facteur de déséquilibre pour chaque configuration. Par contre, le débit total est évacué au secondaire de l'échangeur. Le débit d'eau préchauffé va donc dépendre du débit total demandé et surtout de la température d'eau stockée : plus l'eau stockée sera chaude et moins l'échangeur sera sollicité pour le préchauffage de l'eau froide au mitigeur. On réalise un bilan massique et un bilan enthalpique au niveau du point de mélange entre l'eau froide et l'eau chaude du ballon (au niveau du robinet thermostatique) que l'on combine à la théorie du NUT :

$$R = \frac{\rho q_{v \ tank} c_p}{\rho q_v c_p} = \frac{q_{v \ tank}}{q_v} = \frac{T_{mix} - T_{ci}}{T_{tank} - T_{ci}} \quad (10)$$

$$NUT = \frac{US}{\rho c_p q_{v \ tank}} = \frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{tank} - T_{ci}}{T_{mix} - T_{ci}} \right) \quad (11)$$

On obtient la température de l'eau préchauffée grâce aux formules de l'efficacité de l'échangeur (méthodes *NUT* et définition *via* les températures) : la conductance thermique globale US étant connue :

$$E_{HX} = \frac{1 - \exp[-NUT(1 - R)]}{1 - R \exp[-NUT(1 - R)]} = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{gi} - T_{ci}} \quad (\rho c_p q_{v \min} = \rho c_p q_{v \text{ tank}}) \quad (12)$$

D'où :

$$E_{HX} = \frac{1 - \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{ci}}{T_{\text{mix}} - T_{ci}} \right) \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{\text{mix}}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \right]}{1 - \left(\frac{T_{\text{mix}} - T_{ci}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{ci}}{T_{\text{mix}} - T_{ci}} \right) \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{\text{mix}}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \right]} = \frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{gi} - T_{ci}} \quad (13)$$

Par un calcul direct cette fois, on obtient T_{co} et on calcule l'efficacité du système complet :

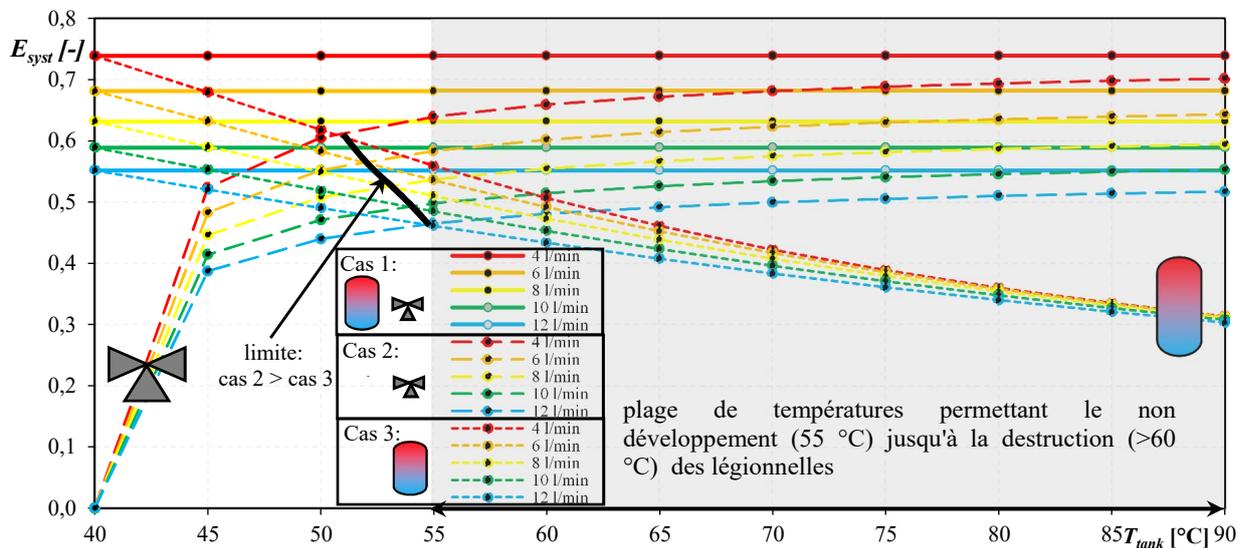
$$T_{co} = T_{ci} + (T_{gi} - T_{ci}) \frac{1 - \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{ci}}{T_{\text{mix}} - T_{ci}} \right) \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{\text{mix}}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \right]}{1 - \left(\frac{T_{\text{mix}} - T_{ci}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \exp \left[-\frac{US}{\rho c_p q_v} \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{ci}}{T_{\text{mix}} - T_{ci}} \right) \left(\frac{T_{\text{tank}} - T_{\text{mix}}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \right]} \quad (14)$$

$$E_{\text{sys}} = \frac{\rho c_p q_{v \text{ tank}} (T_{co} - T_{ci})}{\rho c_p q_v (T_{\text{mix}} - T_{ci})} = \left(\frac{T_{\text{mix}} - T_{ci}}{T_{\text{tank}} - T_{ci}} \right) \left(\frac{T_{co} - T_{ci}}{T_{\text{mix}} - T_{ci}} \right) \quad (15)$$

Remarque : Ici, l'échangeur a une meilleure efficacité propre par rapport à la configuration 1 mais le mitigeur ne profite pas de cette récupération ce qui dégradera l'efficacité globale.

2.6. Bilan

Les Figures 2 et 3 présentent les résultats complets sur la comparaison des 3 configurations en fonction des débits de soutirage et des températures de stockage.



Le raccordement double offre les efficacités les plus élevées indépendamment de la température de stockage, ce qui est attendu puisque même si le débit au mitigeur et le débit alimentant du ballon vont varier selon la température de stockage, le débit global passera au primaire de l'échangeur. Le raccordement simple au mitigeur, offre des performances stables pour des températures de stockage supérieures à 55-60 °C : températures provoquant la destruction ou a minima le non développement de légionnelles. Pour des températures de stockages élevées, ce qui pourrait arriver *via* l'utilisation d'une chaudière biomasse par

exemple, les efficacités obtenues tendent vers les efficacités du raccordement double, ce qui est logique puisqu'il faut peu d'eau chaude provenant du ballon pour obtenir de l'eau à 40 °C avec une eau froide préchauffée à environ 30°C. L'essentiel du débit passera par l'échangeur. A l'inverse, cette configuration ne sera pas adaptée pour des ballons thermodynamiques qui ont besoin de limiter les températures de stockage pour optimiser les COP. Elle ne sera pas non plus adaptée aux ballons sous dimensionnés ou entartés qui respectivement vont se refroidir vite ou ne vont pas atteindre leurs consignes ce qui va dégrader l'efficacité de l'échangeur au fil du soutirage : si l'eau de stockage se rapproche de 40 °C, l'essentiel du débit passe donc dans le ballon et ne transite plus dans l'échangeur. Le raccordement simple au mitigeur a du sens lorsque l'ECS est instantanée ou accumulée collective pour des systèmes individuels où il sera impossible d'aller se raccorder au ballon trop distant. Enfin, le raccordement simple au ballon est uniquement performant pour des températures de ballon faibles. L'efficacité chute rapidement et s'avère être la plus faible par rapport aux autres configurations pour des températures de stockage usuelles c'est-à-dire supérieures à 55 °C.

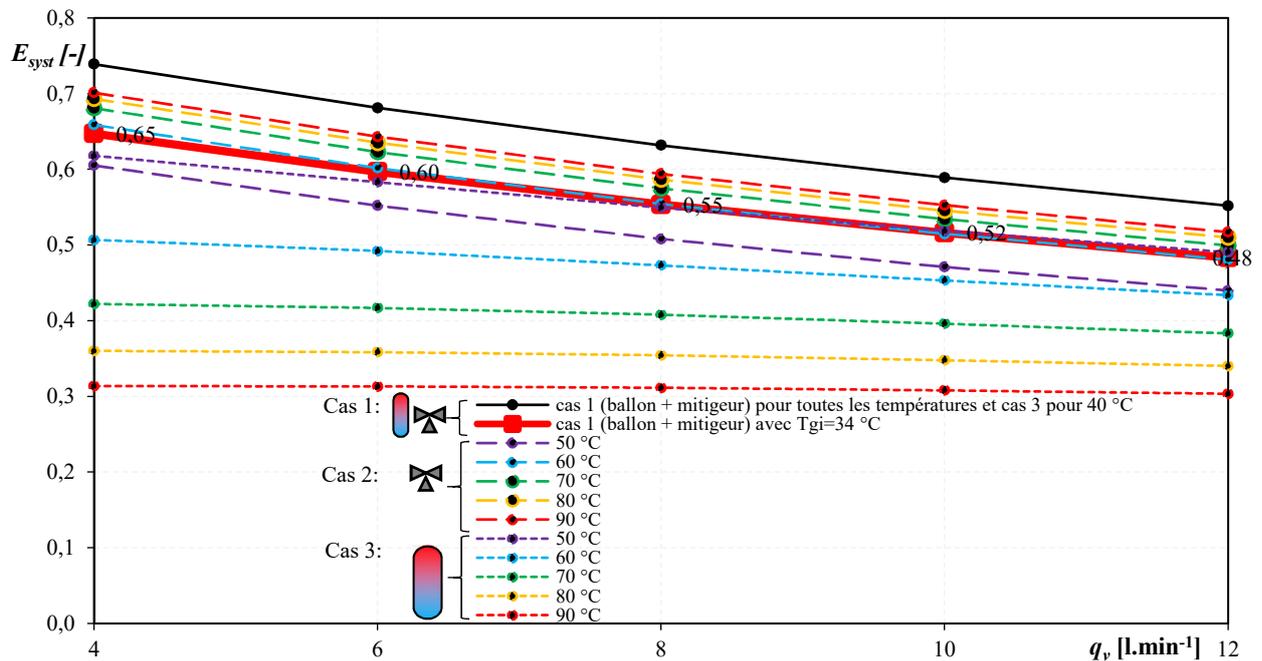


Figure 3 : Efficacité du système en fonction du débit de soutirage et du raccordement hydraulique.

L'impact du débit est sensible pour toutes les configurations. Conformément à la théorie du NUT, plus le débit va être bas, plus le temps de présence dans l'échangeur va augmenter et plus l'efficacité du système globale va être importante. Ainsi, la réduction de débits (*via* des mousseurs par exemple) permet de combiner des réductions de consommations d'eau avec une optimisation des performances de l'échangeur bien que sa puissance diminue. Une réduction du débit à 4 l/min permet d'atteindre des efficacités jusqu'à 74 % soit un gain de 11 points par rapport au cas de référence à 8 l/min. Pour la configuration 1, une courbe a été tracée en considérant une température de siphon T_{gi} de 34 °C constatée expérimentalement (*cf.* Figure 6) plutôt que la valeur optimiste de la procédure d'essais RECADO du CSTB [8]. L'étude s'étend jusqu'à 4 l/min en termes de débit, ce débit étend le débit moyen constaté sur le test *in situ*.

3. Test *in situ*

3.1. Support de test

Un test *in situ* a été réalisé dans un appartement familial avec le système Obox d'Ehtech [8] dans le cas du raccordement double (cas 1) (*cf.* Figures 4 et 5).



Figure 4 : Récupérateur de chaleur avec double raccordement



Figure 5 : Douche du test

La métrologie utilisée est récapitulée dans le tableau 1 :

Grandeur	Technologie	Précision	Référence
Température	Thermocouples Type K blindés	$\mp 0,6$ K	Enregistreur Testo 176 T4
Débit	Roue à ailettes	∓ 8 %	Amphiro blconnect

Tableau 1 : Métrologie thermique mise en place.

3.2. Résultats

Les capteurs sur l'eau soutirée et dans le siphon sont immergés alors que le capteur sur l'eau préchauffée est une mesure surfacique au niveau d'un raccord métallique (avec pâte thermique et isolation thermique périphérique).

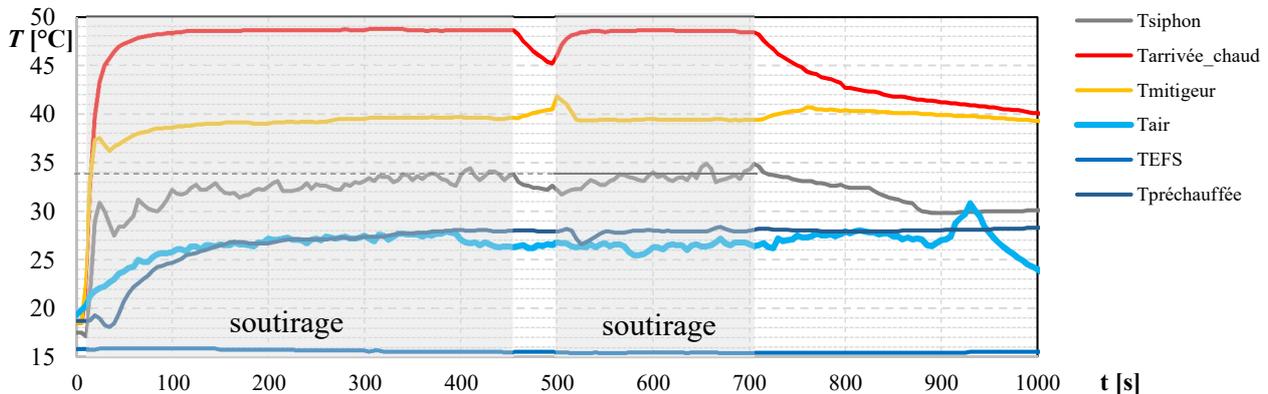


Figure 6 : Evolution des températures aux différents points du système pour une douche type.

Le graphique de la figure 6 est relatif à une douche type (2 phases de soutirage, une pause et une durée de l'ordre de 10 minutes) avec les montées en température de tous les points de mesure marquées par une forte inertie pour l'eau préchauffée (plusieurs minutes) et une faible inertie pour les autres (quelques secondes). Après analyse de données sur plusieurs mois, on constate une température soutirée stable à environ 40 °C (ce qui correspond aux résultats de l'étude COSTIC ADEME [9]). L'eau est préchauffée ici à environ 27°C en régime stabilisé. Enfin, on constate systématiquement une température d'eau grise évacuée au niveau du siphon en deçà des normes d'essai en vigueur qui elles ne considèrent pas d'utilisateurs pendant leurs essais. La perte de 3K entre le pommeau et le siphon est alors majorée de 3 à 4 K en présence d'une personne en raison des pertes par transferts convectifs et évaporatifs qui ont lieu sur l'épiderme. Le corps ayant tendance à augmenter le temps d'échange entre l'air et l'eau. En fonction du profil de l'utilisateur (taille/âge/corpulence) on constate une différence sensible sur ce paramètre. En conclusion, on peut retenir une température de 34 °C pour un adulte et une température de 36°C pour un enfant (environ 1 m). Sans utilisateur, on retrouve les 37°C des protocoles d'essais. La figure 3 montre l'impact de cette majoration des pertes sur l'efficacité

globale puisqu'elle chute d'environ 5 à 10 points dans le cas 1 pour toute la plage des débits. On retrouve bien expérimentalement les efficacités théoriques de l'échangeur seul (d'environ 70 % pour un débit de 4 l/min) pour certaines phases. Par contre, les essais ont montré que l'échangeur pouvait s'encrasser très ponctuellement malgré les purges régulières (envoi d'eau sous pression à contre-courant du secondaire) avec des chutes de l'ordre de 50 % sur l'efficacité. Cependant, après curage chimique (1 par semestre ici sur 2 ans), les mesures ont montré que l'échangeur retrouvait son efficacité nominale de manière rapide et pérenne.

4. Conclusion

La récupération de chaleur sur eaux grises s'avère être un levier intéressant et très performant (jusqu'à 74 % de récupération) quant à la réduction des consommations énergétiques dans le secteur du bâtiment (résidentiel et tertiaire). L'étude démontre les gains importants quand ces systèmes sont couplés à des dispositifs permettant la réduction des débits de soutirage. Aussi, il a été démontré que le raccordement double à un ballon et à un mitigeur thermostatique est le montage le plus performant. Même avec une eau froide préchauffée, le mitigeur thermostatique, conçu pour des températures plus faibles fonctionne normalement sans adaptation à apporter. Le raccordement au mitigeur seul est intéressant également seulement si la température de stockage dans le ballon est élevée. Le raccordement simple à un ballon ECS est à éviter car peu performant surtout pour les températures de stockage conventionnelles (>55 °C). Enfin, un test *in situ* sur un système commercial a montré la performance réelle de ces systèmes à condition de curages réguliers (mécanique ou chimique). Les tests ont également montré que la température d'eau grise évacuée au niveau du siphon retenue par les normes d'essais est trop optimiste (37 °C) par rapport aux mesures du test (environ 34°C pour des adultes et 36 °C pour des enfants) ce qui minore la part récupérable. Dans le cas le plus performant (cas 1), en considérant une température d'eau grise plus réaliste de 34°C, et un débit de 4 l/min, l'échangeur de chaleur présente une efficacité propre de 83 % pour une efficacité globale intégrant les pertes irrécupérables de 65 % au maximum. Dans les conditions de référence, l'efficacité effective constatée n'est que de 55 % par rapport à l'efficacité annoncée de 63 %, et ce, sans prendre en compte l'impact de l'encrassement.

Références

- [1] ADEME, Chiffres-clés 2018 - Climat, air ET énergie, Novembre 2018 .
- [2] A. Cooperman et al, Drain Water Heat Recovery, *ASHRAE Journal*, 53 (2011), 58-62
- [3] M. Ramadan et al, Recovering heat from hot drain water—Experimental evaluation, parametric analysis and new calculation procedure, *Energy and Buildings*, 128 (2016), 575-582.
- [4] S. Torras, C. Oliet, J. Rigola, A. Oliva, Drain water heat recovery storage-type unit for residential housing, *Applied Thermal Engineering*, 103 (2016), 670-683.
- [5] Aonghus McNabola, Killian Shields, Efficient drain water heat recovery in horizontal domestic shower drains, *Energy and Buildings*, 59 (2013), 44-49.
- [6] L.T. Wong, K.W. Mui, Y. Guan, Shower water heat recovery in high-rise residential buildings of Hong Kong, *Applied Energy*, 87 (2010), 703-709.
- [7] P. Eslami-nejad and M. Bernier, Impact of grey water heat recovery on the electrical demand of domestic hot water heaters, *11th International IBPSA Conference Glasgow*, Scotland, July 27-30, 2009), 681-687.
- [8] EHTECH, OBOX-Récupérateur de chaleur sur eaux grises-Documentation technique, Août 2019
- [9] COSTIC, ADEME, EDF, CEGIBAT, Dimensionnement des systèmes de production d'eau chaude sanitaire en habitat individuel et collectif, Juillet 2019:

Caractérisation d'un micro-échangeur de chaleur pour régénérateur magnétocalorique

Micro-heat exchanger characterization for magnetocaloric regenerator

Antony PLAÏT^{1*}, Thierry de LAROCHELAMBERT¹, Stefan GIURGEA¹, Christophe ESPANET¹

¹ FEMTO-ST Institute, Département Energie, Univ. Bourgogne Franche Comte, CNRS
2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

* (auteur correspondant : antony.plait@gmail.com)

Résumé – L'objectif de cette étude est de caractériser les performances thermiques et dynamiques de micro-échangeurs pour régénérateur magnétocalorique conçus au laboratoire, notamment les puissances échangées, les paramètres *KSF*, *NUT*, *DTML* et l'efficacité. Afin de déterminer au mieux ces paramètres, le micro-échangeur testé est équipé à chaque entrée/sortie d'un support permettant de mesurer la température et la pression des écoulements par thermocouples de type T et micro-capteurs de pression.

Mots-clés : Réfrigération magnétique ; Micro-échangeur ; Efficacité ; Régénérateur ; Mesure.

Abstract – This study aims at characterizing the thermal and dynamic performances of micro-heat exchangers designed in the laboratory for magnetocaloric regenerators, including heat exchange power, *KSF*, *NUT*, *DTML* parameters and efficiency. In order to determine these parameters, the micro-heat exchanger under test is equipped with T-type thermocouples and micro-pressure sensors allowing the temperature and pressure of the flows to be measured.

Keywords: Magnetic refrigeration; Micro-heat exchanger; Efficiency; Regenerator; Measurement.

Nomenclature

C_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	T	température, K
D	débit volumique, $kg.m^{-3}$	V	volume, m^3
F	coefficient correctif	<i>Symboles grecs</i>	
K	coefficient d'échange global, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ε	efficacité
KSF	conductance thermique globale	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
Nu	nombre de Nusselt	<i>Indices et exposants</i>	
m	masse, kg	c	chaud
\mathcal{P}	puissance, W	e	entrée
R, r	rappports de capacités thermiques	f	froid
S	surface d'échange, m^2	s	sortie

1. Introduction

Ces recherches s'inscrivent dans la production de chaud et froid à haut rendement grâce aux propriétés magnétocaloriques de certains matériaux. L'effet magnétocalorique est une propriété intrinsèque des matériaux ferromagnétiques qui se traduit par l'échauffement du matériau durant la phase d'aimantation (lorsqu'il est soumis à un champ magnétique) et un refroidissement durant la phase de désaimantation (lorsqu'il est soustrait au champ magnétique). Dans un système magnétocalorique, les phases d'aimantation/désaimantation sont synchronisées avec un écoulement alterné traversant un régénérateur magnétocalorique (à plaques, à billes, etc.) inséré entre une source et un puits de chaleur, selon une séquence périodique de cycles AMR (Active

Magnetic Regenerative). Afin de récupérer la puissance magnétocalorique produite par un régénérateur, deux micro-échangeurs de chaleur doivent être positionnés aux deux extrémités de celui-ci. Leur rôle est d'imposer la température du fluide caloporteur (Zitrec S-10™) en amont et en aval du régénérateur en jouant sur les débits et les températures des fluides d'échange (eau distillée) avec la source et le puits thermique (conditions de test), ou de transférer les puissances froide et chaude du régénérateur aux sources [1] dans les conditions de production.

Les micro-échangeurs utilisés ont été dimensionnés et dessinés au département Energie du laboratoire FEMTO-ST, et réalisés en fabrication additive par micro-fusion laser sur lit de poudre inox 316L par la société BV-Proto du LERMPS (Laboratoire d'Études et de Recherches sur les Matériaux, les Procédés et les Surfaces).

2. Présentation du micro-échangeur

La coupe d'un prototype de ces micro-échangeurs (Fig. 1) montre les micro-canaux (hauteur 500 μm) et les parois fines (épaisseur 500 μm) micro-structurées par réseau de cuvettes et de bosses sphériques alternées pour intensifier l'échange de chaleur entre les deux fluides.

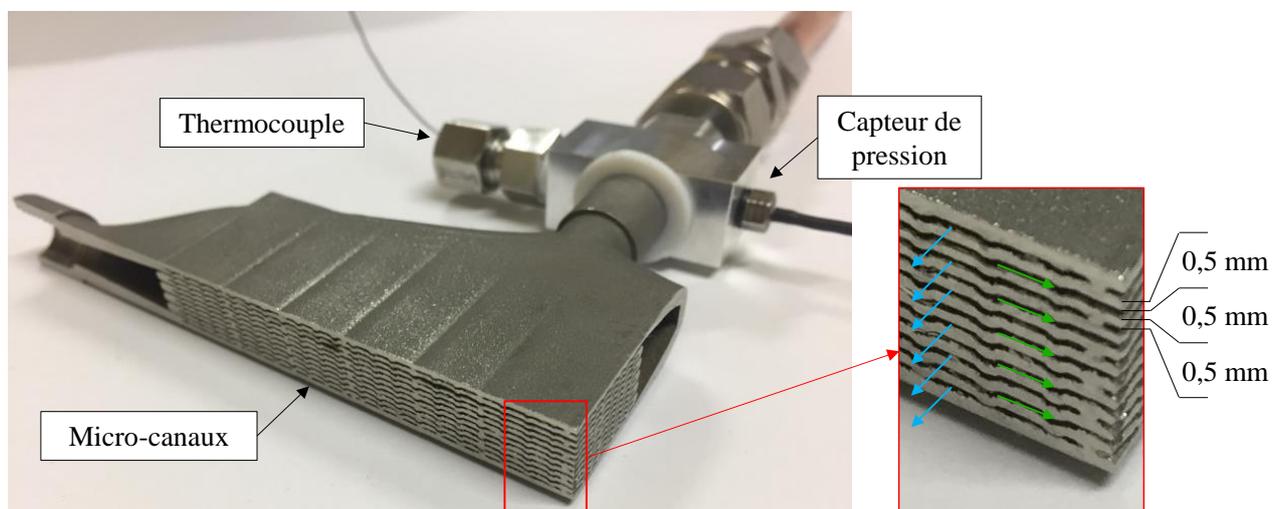


Figure 1 : Coupe transversale d'un micro-échangeur avec capteur de pression et thermocouple

L'écoulement des fluides est laminaire ; cinq micro-canaux assurent celui du Zitrec S-10™ dans le sens axial du micro-échangeur (sens horizontal sur le banc magnétocalorique), et six micro-canaux, celui de l'eau distillée dans le sens transversal (sens vertical sur le banc).

La mesure des caractéristiques thermiques du micro-échangeur par le biais des températures et des pressions aux deux entrées et aux deux sorties de celui-ci est réalisée séparément par un montage dédié visible sur la Figure 2 (l'isolant céramique fibreux enveloppant totalement l'échangeur pendant les essais a été enlevé pour la circonstance).

Chaque micro-échangeur est équipé de quatre thermocouples de type T, quatre capteurs de pressions ; deux bains thermostatés et réfrigérés régulent la circulation des fluides primaire et secondaire (eau distillée). Ces bains thermostatés permettent de réguler la température à l'entrée des micro-échangeurs. Pour cette caractérisation, nous utilisons en outre deux débitmètres de type Show-Rate 1355G avec tube en verre à faibles débits afin de régler finement le débit volumique de chaque fluide.

Un plan d'expérience combinant différentes températures régulées des fluides aux deux entrées et différents débits stationnaires imposés dans les deux écoulements (et dans les deux sens de circulation possibles pour l'écoulement dans l'axe non-symétrique du micro-échangeur) regroupe les mesures correspondantes des températures de sortie et des pressions d'entrée et sortie des deux écoulements croisés.

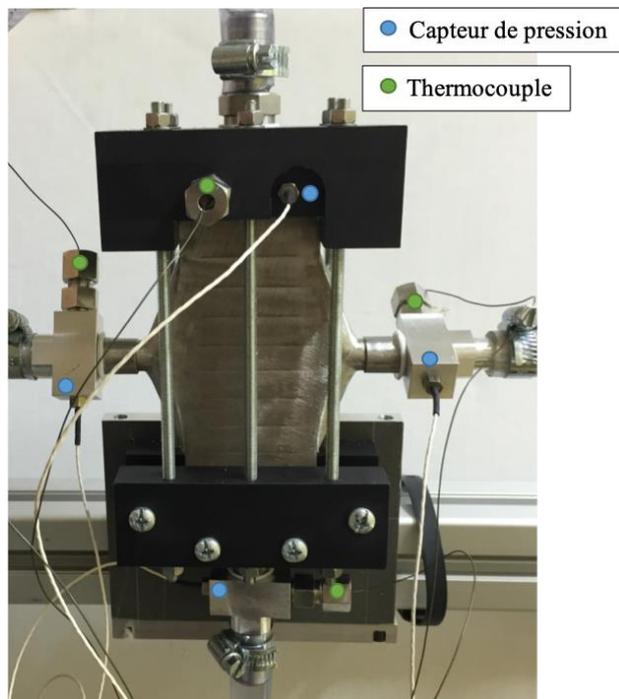


Figure 2 : Test sur un micro-échangeur avec capteurs de pression et de température (isolant ôté)

Les mesures effectuées pour chaque combinaison de ces paramètres permettent de calculer les grandeurs pertinentes recherchées comme la différence de température logarithmique moyenne ΔT_{LM} , les puissances thermiques échangées, les nombres d'unité de transfert NUT ou encore l'efficacité d'échangeur ε . Ces résultats, représentatifs des performances réelles des micro-échangeurs, sont alors comparés aux performances théoriques attendues [2].

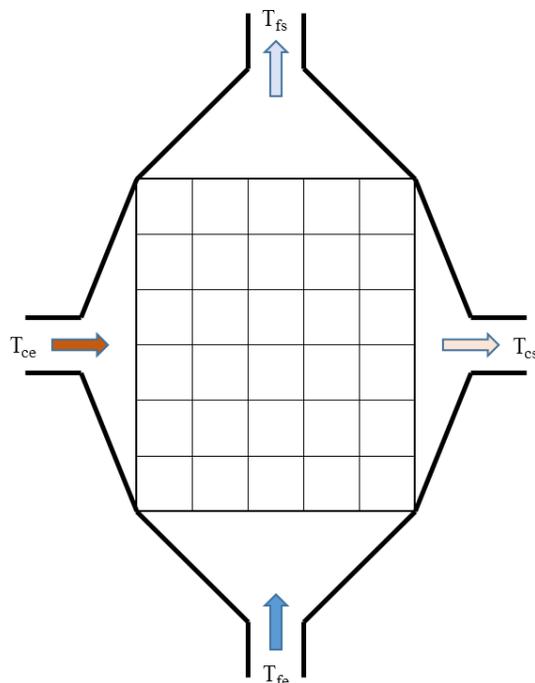


Figure 3 : Schéma du micro-échangeur et sens des écoulements lors des tests

3. Mesures caractéristiques

Le mode d'écoulement effectif dans ces micro-échangeurs pour régénérateurs magnéto-calorique est à courant croisés en configuration non-brassée pour les deux écoulements. Dans ces micro-échangeurs, chaque fluide traverse en effet plusieurs canaux parallèles dont les parois

sont celles des canaux croisés de l'autre fluide, de sorte que les deux écoulements croisés sont non-brassés. Les écoulements croisés sont symbolisés par des flèches en Figure 1 (vertes : Zitrec ; bleues : eau), et un schéma simplifié du micro-échangeur avec écoulements croisés lors des tests de caractérisation est représenté en Figure 3.

3.1. Puissance thermique et conductance du micro-échangeur

La puissance thermique transférée par l'échangeur peut être exprimée à partir de la différence de température logarithmique moyenne ΔT_{LM} (équation 1) [3], moyenne logarithmique des différences de température entre les deux fluides aux extrémités d'échangeur (Fig. 4) :

$$\Delta T_{LM} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}} \quad (1)$$

où $\Delta T_1 = T_{ce} - T_{fs}$ est l'écart de température entre l'entrée du fluide chaud et la sortie du fluide froid, et $\Delta T_2 = T_{cs} - T_{fe}$, l'écart entre la sortie du fluide chaud et l'entrée du fluide froid T_{fe} .

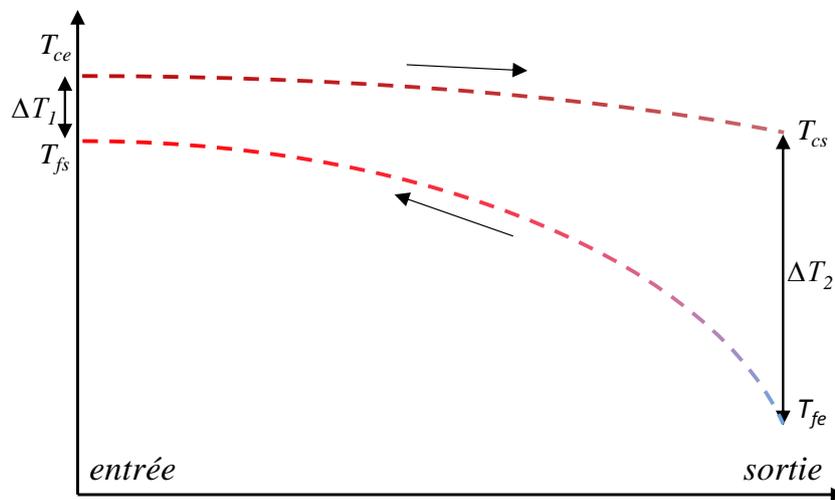


Figure 4 : Distribution des températures des fluides le long de l'échangeur à courants croisés

L'approche théorique est effectuée en régime permanent en faisant les hypothèses suivantes :

- l'échangeur est parfaitement isolé de l'extérieur (pas de pertes) ;
- on néglige la conduction thermique axiale ;
- les propriétés thermophysiques des fluides et parois restent constantes et homogènes
- les coefficients d'échange thermiques fluides-parois sont invariants des entrées aux sorties.

Dans ces conditions, les puissances thermiques du côté froid et du côté chaud sont alors égales et simplement calculées par les équations-bilan (2) et (3) ci-dessous :

$$\mathcal{P}_f = D_f \rho_f c_{pf} (T_{fs} - T_{fe}) \quad (2)$$

$$\mathcal{P}_c = D_c \rho_c c_{pc} (T_{ce} - T_{cs}) \quad (3)$$

où D représente le débit volumique (kg.m^{-3}), ρ la masse volumique (kg.m^{-3}) et c_p la capacité thermique massique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$), les indices f et c étant relatifs aux fluides froid et chaud, et les indices s et e à la sortie et à l'entrée de l'échangeur.

La puissance thermique $\mathcal{P} = \mathcal{P}_f = \mathcal{P}_c$ peut également s'écrire à l'aide de l'équation (4) :

$$\mathcal{P} = KSF \Delta T_{LM} \quad (4)$$

où K est le coefficient d'échange global supposé invariant le long des canaux d'écoulement chaud et froid (en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) ; S , la surface d'échange de référence (m^2) ; ΔT_{LM} , la différence de température logarithmique moyenne précédemment définie entre les deux fluides ($^{\circ}\text{C}$) ; F , un coefficient correctif (toujours inférieur à 1) par rapport à un échangeur à contre-courant pur.

On définit ainsi une valeur moyenne de K dans la mesure où les coefficients d'échange convectifs k_c et k_f peuvent être différents et variables le long de chaque écoulement dans l'échangeur. Connaissant les puissances thermiques de l'échangeur à l'aide des équations (2) et (3), nous pouvons déterminer la conductance thermique globale KSF (W.K^{-1}) du micro-échangeur.

3.2. Efficacité, nombre d'unité de transfert et rapport des capacités du micro-échangeur thermique

L'efficacité d'échangeur [1], notée ε , est définie par l'équation (5).

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_{\max}} \quad (5)$$

où la puissance maximale \mathcal{P}_{\max} est définie par l'équation (6) suivante :

$$\mathcal{P}_{\max} = C_{\min} (T_{ce} - T_{fe}) \quad (6)$$

avec $C_{\min} = \min(\rho_c D_c c_{pc} ; \rho_f D_f c_{pf})$.

L'efficacité d'un échangeur varie fortement avec le nombre d'unités de transfert NUT (sans dimension, égal au rapport KSF/C_{\min}) et le rapport R (sans dimension, égal au rapport des capacités thermiques C_{\min}/C_{\max}), et dépend étroitement du type d'échangeur et de sa structure interne. Pour évaluer la qualité et le comportement thermique de nos micro-échangeurs à écoulements croisés non-brassés, les valeurs expérimentales de leur efficacité peuvent être comparées à celles de la corrélation expérimentale (7) [4] illustrée par l'abaque ci-dessous (Fig. 5) :

$$\varepsilon = 1 - \exp\left(\frac{NUT^{0,22}}{R} [\exp(-R NUT^{0,78}) - 1]\right) \quad (7)$$

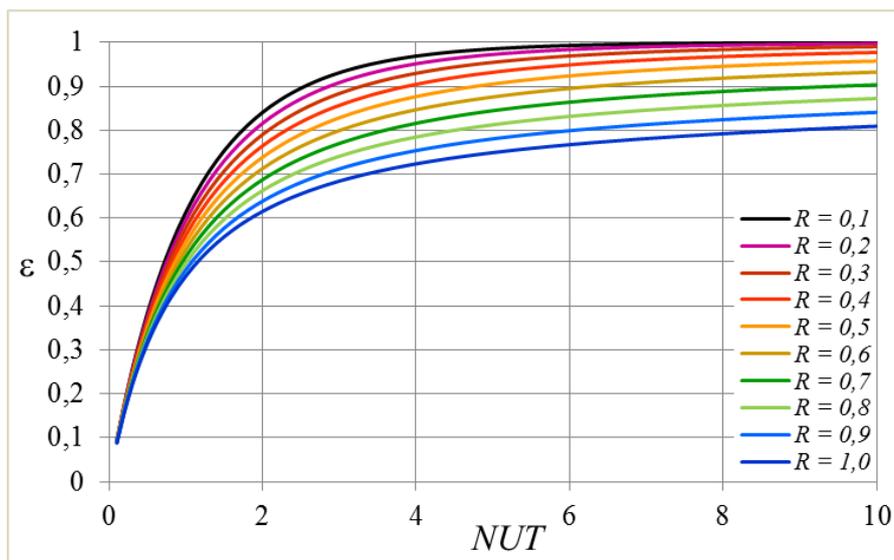


Figure 5 : Efficacité d'un échangeur à courants croisés non brassés (d'après [4])

4. Tests paramétriques du micro-échangeur (écoulements croisés non-brassés)

Une première campagne de tests paramétriques est réalisée sur le micro-échangeur en régime unidirectionnel pour les deux écoulements. Trois valeurs de débits fluidiques ($D = 13,07 ; 26,13$ et $39,2 \text{ L.h}^{-1}$) sont imposées successivement à chaque écoulement pour trois températures d'entrée différentes (15, 20 et $25 \text{ }^\circ\text{C}$), soit 54 combinaisons différentes possibles. Il est à noter que l'inversion du sens de l'écoulement n'ayant pas conduit à un changement significatif des résultats n'est pas comptabilisée dans ces combinaisons. En outre, les deux écoulements sont strictement laminaires, leur nombre de Reynolds calculé pour le débit maximal ne dépassant pas 140 pour l'écoulement axial et 40 pour l'écoulement transverse.

Compte tenu des limites imposées par les appareils utilisés pendant ces essais (débitmètres volumiques, bains thermostatés), l'écart de température maximal obtenu entre les entrées et sorties des deux écoulements ainsi que les puissances échangées sont modestes ($9,6^\circ\text{C}$, 265 W), l'objectif étant d'utiliser les micro-échangeurs dans les plages de puissance potentielles des régénérateurs magnétocaloriques testés sur le banc d'essais du laboratoire. De même, la différence de température logarithmique moyenne n'est que de $2,4^\circ\text{C}$ sur l'ensemble des mesures.

Les plages expérimentales imposées au rapport des capacités thermiques des deux écoulements ($0,332 < R < 0,999$) et au nombre d'unités de transfert ($1 < NUT < 4,2$) sont suffisamment larges pour balayer une large gamme d'utilisation du micro-échangeur, de sorte que l'efficacité mesurée s'étend de 0,5 à 0,96, afin de la comparer de manière effective à la corrélation (7).

La Figure 6 positionne les points d'efficacité mesurée (Équation 5) par rapport aux courbes d'efficacité issues de la corrélation industrielle pour échangeurs croisés non-brassés (Équation 7) pour les trois valeurs moyennes du rapport R représentatives des essais effectués.

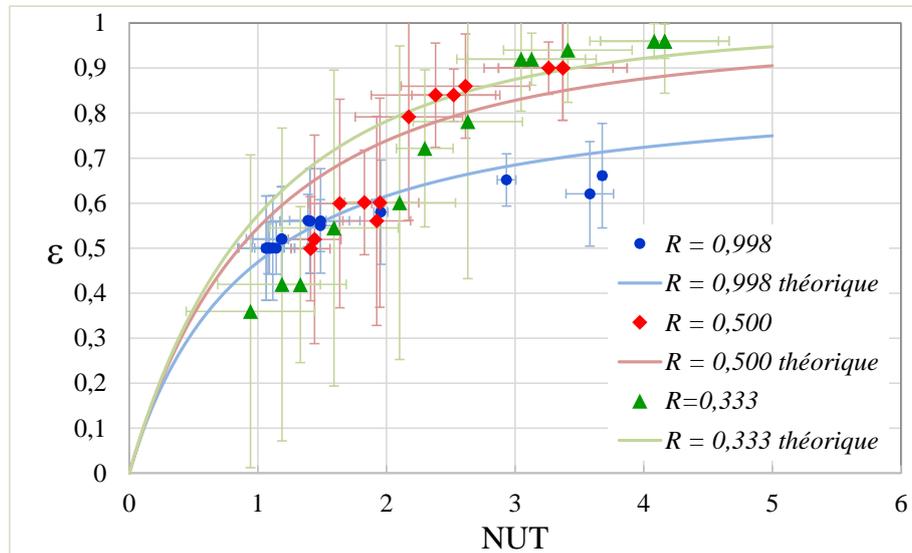


Figure 6 : Comparaison expérimentale/théorique paramétrique de l'efficacité du micro-échangeur

Les valeurs expérimentales de l'efficacité du micro-échangeur testé sont légèrement supérieures (3 à 4%) aux valeurs issues de la corrélation $\varepsilon(NUT, R)$ pour les valeurs du NUT supérieures à 3 ($R = 1/3$) et supérieures à 2 ($R = 0,5$), mais baissent notablement en deçà (13 à 37% d'écart). Par contre, l'efficacité expérimentale apparaît conforme à la corrélation aux NUT inférieurs à 2 pour $R = 0,998$ (0,8 à 3% d'écart) mais plus faible aux NUT plus élevés (4 à 12%).

Il faut cependant garder à l'esprit l'influence des incertitudes de mesure des débits ($\pm 0,094 \text{ L.h}^{-1}$) et des températures ($\pm 0,29 \text{ }^\circ\text{C}$) sur les calculs des puissances froide et chaude déterminant les valeurs expérimentales de NUT , R et ε . Comme le montre la figure 6, la propagation des

incertitudes des mesures dans le calcul de l'incertitude absolue de l'efficacité du micro-échangeur varie de $\pm 0,05$ aux NUT élevés et atteint $\pm 0,35$ aux NUT faibles lorsque les débits sont élevés, entraînant de faibles écarts de température et par conséquent de grandes incertitudes-types relatives. L'incertitude sur les valeurs du NUT quant à elle varie entre $\pm 0,03$ et $\pm 0,5$.

Nonobstant ces incertitudes, on peut interpréter en grande partie les écarts entre les efficacités mesurées et celles calculées avec la corrélation (7) en calculant le *facteur correctif* F , *efficacité* du micro-échangeur par rapport à un échangeur à contre-courant pur, à partir de la conductance globale $KSF = P/\Delta T_{LM}$, la surface globale d'échange minimale S du micro-échangeur étant connue et le coefficient d'échange global K entre les deux écoulements calculé en régime laminaire avec les corrélations habituelles ($Nu \approx 7,451$). Les résultats sont reportés dans le Tableau 1 en fonction des paramètres $P = (T_{fs} - T_{fe})/(T_{ce} - T_{fe})$ et $r = (D_f \rho_f c_{pf}) / (D_c \rho_c c_{pc})$.

r	P	F
0,33	0,943	0,806
0,50	0,873	0,642
0,67	0,695	0,762
1,0	0,503	0,726
1,0	0,537	0,571
1,0	0,603	0,551
1,5	0,370	0,563
2,0	0,282	0,374
3,0	0,183	0,385

Tableau 1 : valeurs expérimentales moyennes du facteur correctif F du micro-échangeur.

Les valeurs expérimentales de F pour $0,6 < r < 1$ sont voisines des valeurs théoriques rapportées dans [5] pour les échangeurs à courants croisés non brassés, mais sont nettement supérieures et plus proches de 1 pour $r < 0,6$ (meilleure efficacité lorsque la capacité thermique froide est plus élevée) et nettement inférieures pour $r > 1$ (plus faible efficacité à faible capacité thermique froide). Il est possible que cet effet en faveur du refroidissement transversal soit induit par la micro-structuration en cuvettes et bosses sphériques des surfaces d'échange internes, prévues pour favoriser le mélange aux vitesses élevées, mais cette hypothèse doit encore être vérifiée par simulation numérique par CFD au laboratoire.

Pour illustrer les performances du micro-échangeur, nous détaillons trois cas mettant en avant les écarts faibles ($< 5\%$) entre nos résultats et la corrélation (7) : un premier où l'efficacité est maximale (Fig. 7a) ; un deuxième (Fig. 7b) où les puissances générées sont maximales ; un dernier (Fig. 7c) offrant un compromis entre une bonne efficacité et une puissance importante.

Le premier cas d'étude montre une bonne efficacité lorsque le débit de la source froide est faible ($13,07 \text{ L.h}^{-1}$) et que le débit de la source chaude est élevé ($39,2 \text{ L.h}^{-1}$). On obtient $\Delta T_{LM} = 1,15 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_{froid} = 73 \text{ W}$, $P_{chaud} = -68 \text{ W}$ (écart 7,3%), $KSF = 36 \text{ W.K}^{-1}$, $\varepsilon = 0,960$ avec $NUT = 4,16$ et $R = 0,334$ (l'équation (7) donne $\varepsilon = 0,927$, soit un écart de 3,6%).

Le second cas est celui d'une puissance importante, lorsque les débits des sources froide et chaude sont élevés ($39,2 \text{ L.h}^{-1}$). On obtient $\Delta T_{LM} = 4,64 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_{froid} = 228 \text{ W}$, $P_{chaud} = -259 \text{ W}$ (soit 12% d'écart), $KSF = 49 \text{ W.K}^{-1}$, $\varepsilon = 0,501$ avec $NUT = 1,08$ et $R = 0,998$ (l'équation (7) donne $\varepsilon = 0,486$, soit un écart de +3,1%).

Le dernier cas correspond à un compromis entre efficacité et puissance avec débit chaud élevé ($39,2 \text{ L.h}^{-1}$) et débit froid moyen ($26,13 \text{ L.h}^{-1}$). Les différentes grandeurs obtenues sont : $\Delta T_{LM} = 3,85 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_{froid} = 216 \text{ W}$, $P_{chaud} = -228 \text{ W}$ (5,1% d'écart), $KSF = 56 \text{ W.K}^{-1}$, $\varepsilon = 0,71$ avec

$NUT = 1,84$ et $R = 0,67$ (l'équation (7) donne $\varepsilon = 0,676$, soit 4,98% d'écart). La conductance globale KSF est plus grande dans ce cas, l'efficacité F étant plus élevée (cf. supra).

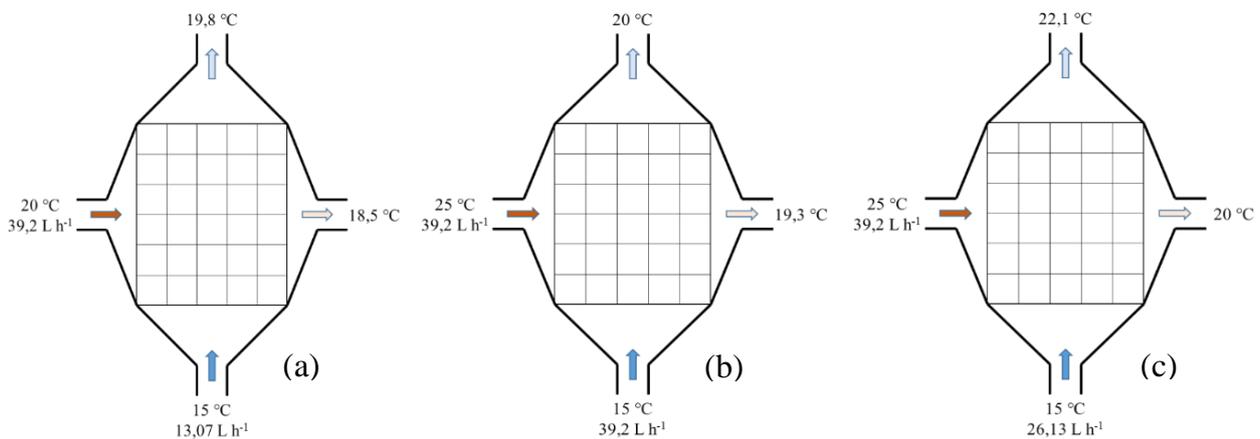


Figure 7 : Présentation des différents cas d'étude

5. Conclusions

Les tests thermiques effectués sur un micro-échangeur micro-structuré conçu au laboratoire pour assurer un transfert efficace de puissance thermique par des régénérateurs magnétocaloriques avec ses sources et puits de chaleur ont permis de dégager plusieurs éléments d'analyse :

- l'efficacité ε du micro-échangeur à courants croisés non-brassés est très élevée et supérieure aux valeurs attendues lorsqu'on assure une capacité thermique débitante axiale plutôt faible (circuit à cinq micro-canaux), et une capacité thermique débitante transverse plus élevée (circuit à six micro-canaux), ce qui garantit une efficacité élevée F du micro-échangeur ;
- la corrélation (7) des échangeurs à courants croisés non-brassés est bien adaptée au calcul de l'efficacité de ces micro-échangeurs en régime laminaire unidirectionnel et stationnaire, particulièrement pour les rapports R des capacités thermiques élevés ;
- la micro-structuration interne conçue pour rehausser les échanges thermiques par mélange des couches sans turbulence peut être à l'origine d'un accroissement important de l'efficacité F du micro-échangeurs aux rapports des capacités thermiques r faibles et de sa baisse accrue aux r élevés, hypothèse qui doit encore être vérifiée par simulation numérique CFD ;
- le comportement thermique d'un tel micro-échangeur en régime mixte d'écoulement alterné dans le circuit axial et continu dans le circuit transversal reste à déterminer et modéliser [6].

Références

- [1] P. Saccadura, *Introduction aux transferts thermiques*, Paris, Ed. Tec & Doc, 2004.
- [2] R.K. Shah, *Fundamentals of Heat Exchanger Design*, John Wiley & Sons, Hoboken, 2003.
- [3] B. Bourret, *Les échangeurs de chaleur*, Cours du département de Génie Civil, INSA Toulouse, France. <http://www.infoenergie.eu/riv+ener/source-energie/Echangeurs.pdf>
- [4] W.M. Kays, M.E. Crawford, *Convective Heat and Mass Transfer*, 3rd ed., McGraw Hill (1993).
- [5] R.A. Bowman, A.C. Mueller, W.M. Nagle, Mean Temperature Difference in Design, *Transactions ASME*, 62, 4 (1940) 283-294.
- [6] A. Plait, *Modélisation multiphysique des régénérateurs magnétocaloriques*. Thèse à l'Université de Bourgogne Franche-Comté, 2019.

Thème 5

Hautes températures, hauts flux

Mesure de tension de surface de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique	239
Eco-Stock® - Solution de stockage de la chaleur compétitive : Etude de la robustesse	247
Nouveaux matériaux avancés pour le stockage thermique hautes températures : cas du péritectique Li ₄ Br(OH) ₃	255
Mesure de Température dans les Flammes par Thermo-Spectroscopie Infrarouge	263

Mesure de tension de surface de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique.

Surface tension measurement of liquid metals by aerodynamic levitation.

Dylan LE MAUX*, Mickaël COURTOIS, Thomas PIERRE, Philippe LE MASSON

Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

*(auteur correspondant : dylan.le-maux@univ-ubs.fr)

Résumé – Dans le cadre général de la caractérisation des métaux liquides, un dispositif expérimental, qui a déjà permis de mesurer la masse volumique de métaux fondus, est cette fois-ci présenté pour la mesure de la tension de surface. La méthode utilisée est celle de la goutte oscillante validée sur du fer pur à différents niveaux de température entre 1 773 K et 2 230 K. Une nouvelle méthodologie permettant de limiter la résonance de l'échantillon liquide au seul mode 2 par l'ajout d'un jet de gaz latéral sera présentée et discutée.

Mots-clés : Tension de surface ; Métaux liquides ; Lévitation aérodynamique ; Goutte oscillante.

Abstract – The presented study is a part of the general topic of liquid metals characterization. An experimental apparatus, which already worked for the density measurements, is now dedicated to the surface tension measurement. The used method is the oscillating drop, tested and validated on pure iron and in the following temperature range 1 773 K – 2 230 K. A new methodology allowing the resonance of the liquid sample to be limited to mode 2 by the addition of a lateral gas jet will be presented and discussed.

Keywords: Surface tension; Liquid metals; Aerodynamic levitation; Oscillating drop.

Nomenclature

Lettres latines

a paramètre de l'ellipse
b paramètre de l'ellipse
ℓ mode
m masse, kg
R rayon, pixels
T température, K

ν fréquence, Hz

Symbole grec

σ tension de surface, N.m⁻¹

Indices

R résonance
T translation

1. Introduction

La tension de surface du métal liquide est un élément clé dans la modélisation numérique de procédés tels que le soudage et la fabrication additive métallique. Il est par exemple possible de prédire la forme du bain fondu connaissant, entre autres, la thermo-dépendance de la tension de surface (effet Marangoni). Cependant, concernant les aciers, cette propriété est généralement mal connue. Un dispositif expérimental a été développé afin de mesurer les propriétés thermophysiques dont la tension de surface de métaux liquides. Ce dispositif a déjà permis de mesurer la masse volumique de corps purs ainsi que d'aciers commerciaux pour des températures allant de la surfusion (pouvant atteindre 400 K sous le point de fusion) jusqu'à 3 300 K dans le cas du niobium avec une précision de 2 % [1].

La littérature cite plusieurs méthodes pour la détermination de la tension de surface et surtout deux familles, celles avec et celles sans contact entre le matériau et son support. Dans le cas

des mesures avec contact sur des métaux liquides, la température est nécessairement supérieure à celle de fusion, et dans ce cas de figure les problèmes de diffusion entre le métal et son support ne sont plus négligeables, voire sont inévitables. Trois techniques sont classées dans cette catégorie : la pression maximale de bulle [2] ; la goutte sessile [3], [4] ; et la goutte pendante [5]. La méthode sans contact la plus fréquente est celle de la goutte oscillante [6], [7].

Dans cet article, le dispositif expérimental est dans un premier temps présenté (partie 2), puis la méthode théorique de calcul de la tension de surface est l'objet de la partie 3, enfin la dernière partie concerne l'expérience et le post-traitement des données pour obtenir la tension de surface. La méthode de mesure de cette propriété est explorée et validée sur du fer pur à différents niveaux de température entre 1 773 K et 2 230 K. Ce corps pur a été choisi au vu de ses propriétés proches de l'acier que nous rencontrons dans la plupart de nos applications (soudage, fabrication additive, etc.).

2. Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif est présenté figure 1 (voir aussi [1]). Un mélange argon et hydrogène Ar-2,5 % H₂ est soufflé à travers une buse convergente-divergente de 60° et fait léviter un échantillon de 30 mg (environ 2 mm de diamètre) (A). Un premier débitmètre numérique mesure et contrôle le gaz sustentateur à environ 2 l·min⁻¹ (B). La partie lévitation est placée dans une enceinte en acier inoxydable équipée de hublots (C). Le hublot supérieur est dédié au chauffage laser (D) et à la mesure pyrométrique (E). Une caméra haute vitesse (F) est placée devant un hublot latéral et un laser de rétro-éclairage (G) devant le hublot opposé. L'échantillon est chauffé par le laser jusqu'à atteindre l'état liquide à une température contrôlée par le pyromètre. Puis une sollicitation mécanique (acoustique) est employée pour faire osciller le métal liquide sous forme de goutte : un signal sinusoïdal est généré (voir partie 4), amplifié (H) et transformé en ondes de pression par un haut-parleur (J). Le second débitmètre (B) contrôle un jet de gaz latéral (0,02 l·min⁻¹) pour forcer la rotation de la goutte selon l'axe vertical dans le but de faciliter le post-traitement lors de l'analyse fréquentielle (voir partie 4). Finalement un analyseur d'oxygène résiduel mesure son taux au niveau de l'arrivée du gaz de lévitation (K)

Le laser à diode (IPG PHOTONICS YLR 300/3000 QCW à 1070 nm) a une puissance maximale de 280 W en continu. Il est équipé d'une optique de focalisation de 500 mm légèrement défocalisée pour que la surface visée soit de l'ordre de 2 mm. Le pyromètre est monochromatique de longueur d'onde 1 550 nm et son émissivité a été réglée empiriquement à 0,32 par rapport à la température du plateau de solidification du fer *a priori* connu (1 808 K). L'influence de l'environnement et de l'atmosphère est supposée négligeable.

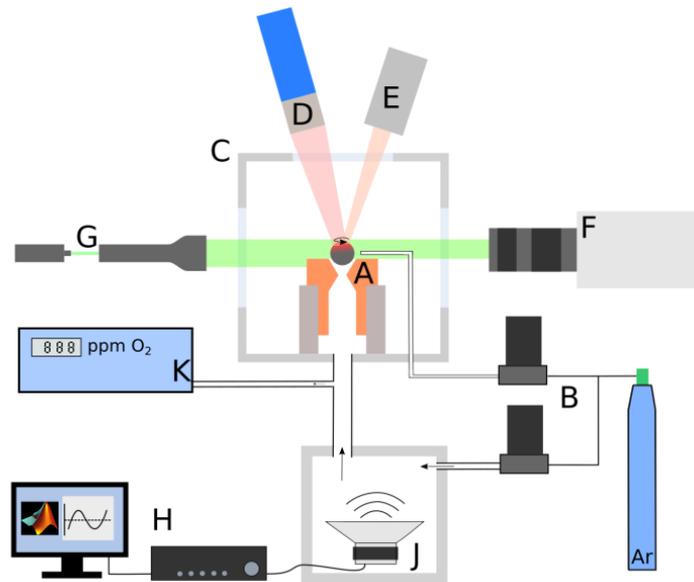


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental.

3. Méthode de mesure de la tension de surface

La méthode de la goutte oscillante est une technique souvent utilisée avec succès pour mesurer la tension de surface. Rayleigh décrit le premier la relation entre cette dernière σ et la fréquence de résonance ν_R de la goutte [8]:

$$\sigma = \frac{3\pi\nu_R^2 m}{\ell(\ell - 1)(\ell + 2)} \quad (1)$$

où m est la masse et ℓ décrit le mode d'oscillation. Cette formule est valable pour les gouttes sphériques, donc peu sujettes à l'effet de la gravité. Cependant, passé un certain volume, la goutte va s'aplatir sous l'effet de la gravité, une approche variationnelle peut alors résoudre le problème [9].

L'expérience montre que si les modes autres que le mode 2 sont négligés, ainsi l'équation (1) devient-elle :

$$\sigma = \frac{3}{8}\pi\nu_{R,2}^2 m \quad (2)$$

Dans de nombreux cas, l'échantillon subit une déformation statique due aux forces de lévitation et à la gravité ainsi qu'une rotation. Ces deux effets conduisent à la séparation du mode d'oscillation 2 en 5 modes caractéristiques (ν_{20} , $\nu_{2\pm 1}$ et $\nu_{2\pm 2}$), chacun ayant une fréquence propre [10]. La figure 2 présente les oscillations de goutte associées à chacun de ces modes.

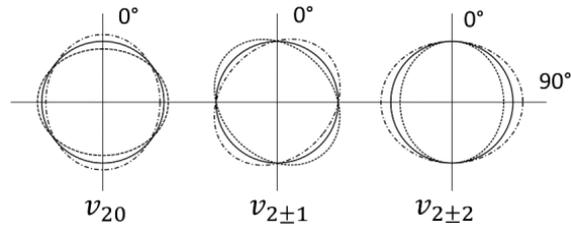


Figure 2 : Ellipse avec oscillation de mode 2.

Cummings and Blackburn [10] ont proposé une loi de type somme (3) pour estimer la fréquence de résonance :

$$v_{R,2}^2 = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 v_{R,i}^2 - 2\overline{v_T^2} \quad (3)$$

où $v_{R,i}$ sont les 5 fréquences caractéristiques et v_T la fréquence de mode 1, c'est-à-dire la fréquence de translation.

L'expérience montre que les observables expérimentaux sont les variations du rayon de la goutte au cours du temps selon plusieurs directions, par exemple à 0° , à 45° , à 90° , ou encore la variation de la différence ou de la somme de deux rayons perpendiculaires. L'analyse de fréquence de ces différents signaux permet, par discrimination, de retrouver les 5 fréquences caractéristiques [11]. Par exemple, si une même fréquence apparaît sur le spectre de fréquence du signal à 0° et à 90° , alors elle pourra être attribuée au mode v_{20} (voir figure 2).

4. Mesures expérimentales et analyses

4.1. Analyse des fréquences de résonance

Le signal sinusoïdal réalise un unique balayage pendant 2 s sur une gamme de fréquence large de 60 Hz autour d'une valeur de fréquence de résonance estimée à partir de la relation (2) et des données de tension de surface *a priori* connues obtenues dans la littérature.

L'image de la goutte qui oscille est obtenue avec la caméra rapide réglée à la fréquence de 2 000 images par seconde et avec le laser de rétro-éclairage. Ces images subissent un post-traitement en deux étapes : la binarisation et la détection de contour (figure 3 et [1]). Une ellipse est ajustée par moindres-carrées sur le contour. L'équation de l'ellipse (4) est fonction de deux rayons a et b ; ces deux observables sont donc déterminées en fonction du temps (figure 4).

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (4)$$

Sur la figure 4, R_0 et R_{90} sont respectivement a et b .

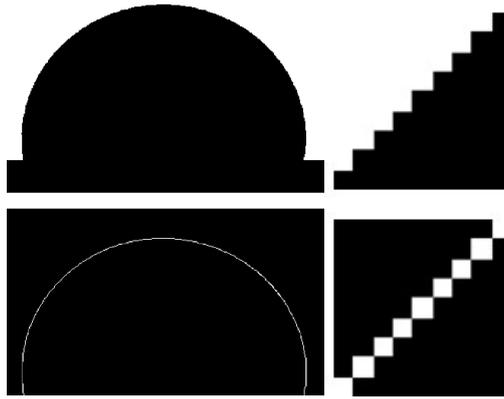


Figure 3 : Les deux étapes de la binarisation des images de la caméra haute vitesse. Gauche : échantillon complet ; droite : grossissement sur le bord de l'échantillon.

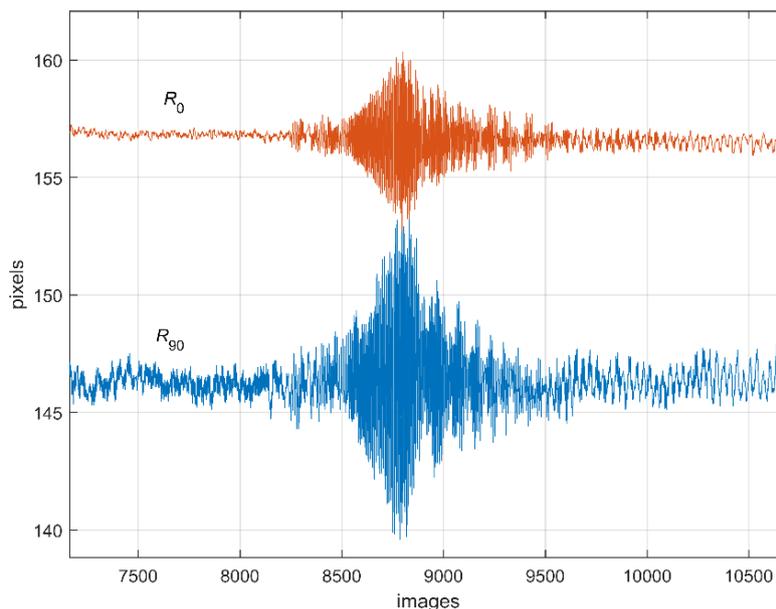


Figure 4 : Évolution des rayons R_0 et R_{90} en fonction du temps pour une goutte de fer liquide sous sollicitation acoustique variable.

À partir des données présentées sur la figure 4, une transformée de Fourier est pratiquée à l'aide de la fonction FFT de Matlab® sur les rayons à 0° , 90° mais aussi 45° . Les signaux sont normalisés pour faciliter la lecture.

Dans notre cas, sans précaution particulière, l'échantillon tourne de manière hasardeuse dans la buse de lévitation. Il est donc compliqué de déterminer les 5 fréquences caractéristiques. Dans ces travaux, un jet de gaz latéral à $0,02 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ est appliqué sur la goutte (figure 5) afin de forcer la rotation selon un axe vertical à une vitesse suffisante pour prévenir toute autre oscillation que celle du mode 2 pur. En effet, les figures 6 et 7 montrent bien une différence significative. Sans la rotation forcée, les spectres présentent plusieurs fréquences caractéristiques difficilement identifiables au regard de la relation (3). En revanche, avec la rotation forcée il ne subsiste qu'une seule fréquence. En la considérant comme la fréquence de résonance, la tension de surface est calculée avec la formule de Rayleigh (2). Nous précisons que les figures 6 et 7 ne sont pas issues d'une même expérience, les échantillons n'ont pas la même masse, ce qui implique une résonance à des fréquences différentes.

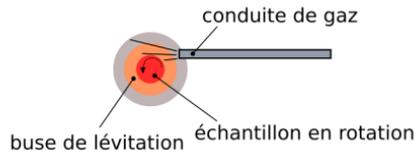


Figure 5 : Principe du jet de gaz latéral vu de dessus.

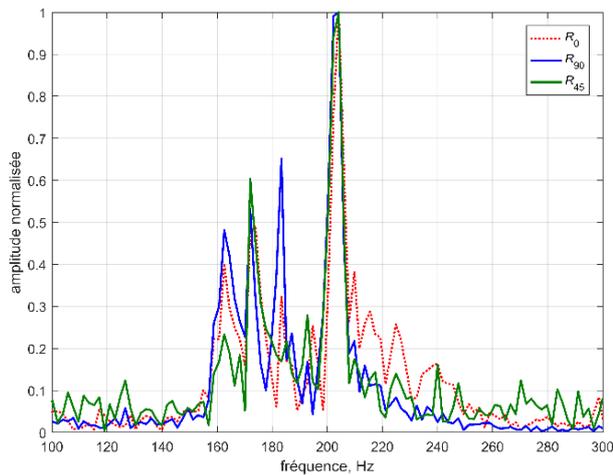


Figure 6 : Spectre de fréquence sans rotation forcée.

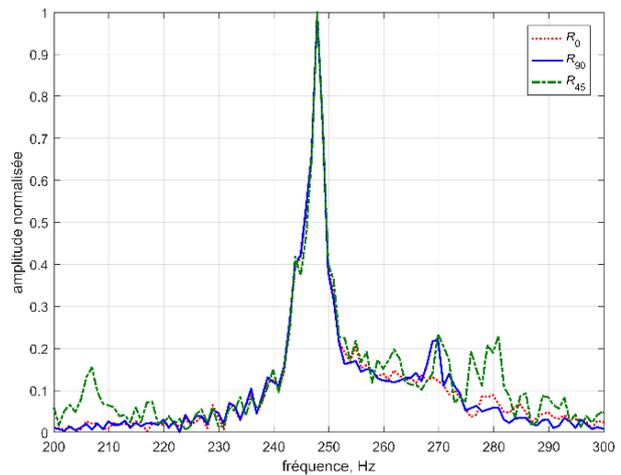


Figure 7 : Spectre de fréquence avec rotation forcée.

4.2. Résultats

La figure 8 compare nos résultats obtenus sur du fer pur (99,95 %) par notre méthode avec ceux rencontrés dans la littérature. La plage de mesure s'étend de 1773 K (basse surfusion) à 2 230 K. Il est difficile de monter au-delà de cette température du fait de la chaleur latente d'évaporation qui devient plus importante que l'apport d'énergie par le laser (confirmé par un modèle numérique non présenté ici). Monter à un niveau significativement plus élevé nécessiterait un laser plus puissant et un temps de chauffe très court pour limiter au maximum la vaporisation, rendant alors compliquée la mesure de la tension superficielle. Expérimentalement il est observé post-expérience un dépôt noir (vapeurs métalliques condensées) sur le bord de la buse de lévitation quand la température atteint cette limite haute, signe d'une vaporisation partielle de l'échantillon. Nous estimons qu'environ 2 essais sur 3 sont exploitables pour le calcul de la tension de surface, les échecs étant principalement dus à un défaut de lévitation (accrochage de la goutte à la buse) ou à une oxydation trop importante de l'échantillon.

Les barres d'erreurs de $\pm 0,35\%$ sont estimées à partir du pas de fréquence du spectre obtenu par la transformée de Fourier. Nos résultats peuvent être exprimés par la relation (5) dans la gamme de température précédemment citée, avec T exprimée en kelvin. La dispersion de nos points expérimentaux autour de cette loi est importante et sort des barres d'erreurs calculées. Elle est donc probablement due à certains paramètres opératoires non maîtrisés. Par exemple, il est difficile de reproduire la même amplitude d'oscillation de goutte d'une mesure à l'autre. Aussi, l'oxydation finale de l'échantillon (réduite au maximum mais inévitable) est difficile à mesurer. La valeur de la pente de l'équation (5) est plus faible que les lois données par la

littérature [12], [13]. Néanmoins, sur la plage de température étudiée, nos valeurs restent proches de la littérature mais nécessitent d'être complétées par d'autres essais.

$$\sigma(T) = 1,53 \times 10^{-4} T + 2,09 \quad (5)$$

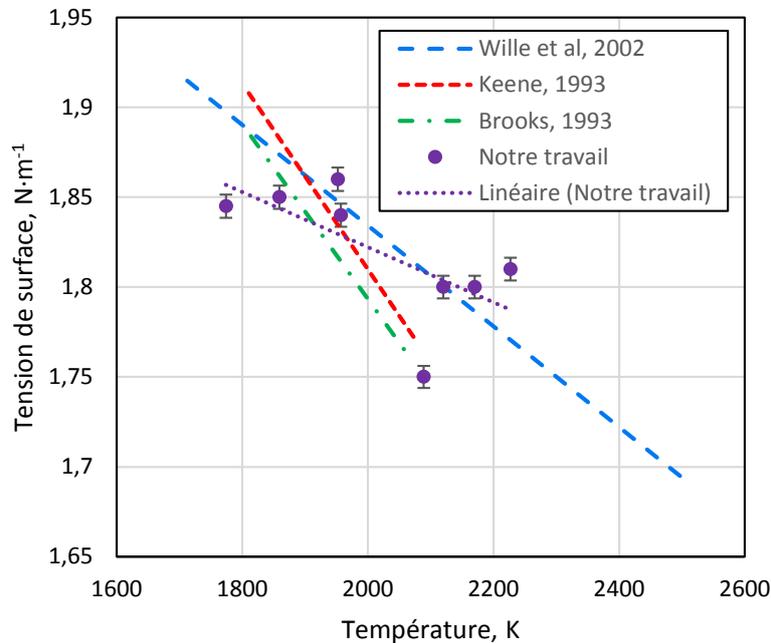


Figure 8 : Tension de surface du fer liquide en fonction de la température. Comparaison de nos résultats expérimentaux avec la littérature

5. Conclusion

Cet article a présenté des mesures de tension de surface sur des échantillons de fer pur grâce à un dispositif de lévitation aérodynamique sur une plage de température allant de 1 773 K à 2 230 K. La méthode utilisée est celle de la goutte oscillante : cette dernière est amenée à entrer en résonance à l'aide d'ondes acoustiques via le gaz de lévitation. La tension de surface est obtenue en deux étapes : la première consiste à enregistrer les variations des rayons de la goutte au cours du temps, dont l'analyse fréquentielle par transformée de Fourier permet de déterminer la fréquence de résonance (seconde étape), la tension de surface étant fonction de celle-ci.

Les résultats obtenus sont comparables à ceux présentés dans la littérature malgré une dispersion importante imputable à certains paramètres opératoires difficiles à contrôler (stabilité aérodynamique par exemple), plutôt qu'à la phase de post-traitement. D'autres expériences sur du fer pur sont à prévoir pour confirmer ou infirmer les premiers résultats mais aussi sur d'autres matériaux (zirconium, niobium, etc.) et ainsi sur d'autres gammes de température.

Ce dispositif de lévitation aérodynamique ayant déjà été adapté pour la mesure de masse volumique de métaux liquide, il sera par la suite exploité pour la mesure de la viscosité.

Références

- [1] D. Le Maux, M. Courtois, T. Pierre, B. Lamien, and P. Le Masson, ‘Density measurement of liquid 22MnB5 by aerodynamic levitation’, *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 7, p. 074904, Jul. 2019, doi: 10.1063/1.5089620.
- [2] T. Dubberstein, H.-P. Heller, J. Klostermann, R. Schwarze, and J. Brillo, ‘Surface tension and density data for Fe–Cr–Mo, Fe–Cr–Ni, and Fe–Cr–Mn–Ni steels’, *J Mater Sci*, vol. 50, no. 22, pp. 7227–7237, Nov. 2015, doi: 10.1007/s10853-015-9277-5.
- [3] M. Dal, F. Coste, M. Schneider, R. Bolis, and R. Fabbro, ‘Laser based method for surface tension and density measurements for liquid refractory metals (Nb, Ta, and W)’, *Journal of Laser Applications*, vol. 31, no. 2, p. 022604, May 2019, doi: 10.2351/1.5096138.
- [4] N. Chikhi, P. Fouquart, J. Delacroix, and P. Piluso, ‘Measurement of Type 304L Stainless Steel and 16MND5 Ferritic Steel Density and Surface Tension: Possible Impact for Stratified Molten Pool’, *Nuclear Technology*, vol. 205, no. 1–2, pp. 200–212, Jan. 2019, doi: 10.1080/00295450.2018.1486160.
- [5] B. Vinet, J. P. Garandet, and L. Cortella, ‘Surface tension measurements of refractory liquid metals by the pendant drop method under ultrahigh vacuum conditions: Extension and comments on Tate’s law’, *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 8, pp. 3830–3834, Apr. 1993, doi: 10.1063/1.352891.
- [6] I. Egry, H. Giffard, and S. Schneider, ‘The oscillating drop technique revisited’, *Measurement Science and Technology*, vol. 16, no. 2, pp. 426–431, Feb. 2005, doi: 10.1088/0957-0233/16/2/013.
- [7] Y. Ohishi *et al.*, ‘Thermophysical properties of molten core materials: Zr–Fe alloys measured by electrostatic levitation’, *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 53, no. 12, pp. 1943–1950, Dec. 2016, doi: 10.1080/00223131.2016.1174626.
- [8] Lord Rayleigh, ‘On the Stability, or Instability, of certain Fluid Motions’, *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. s1-11, no. 1, pp. 57–72, Nov. 1879, doi: 10.1112/plms/s1-11.1.57.
- [9] M. Perez, Y. Brechet, L. Salvo, M. Papoular, and M. Suery, ‘Oscillation of liquid drops under gravity: Influence of shape on the resonance frequency’, *Europhys. Lett.*, vol. 47, no. 2, pp. 189–195, Jul. 1999, doi: 10.1209/epl/i1999-00371-6.
- [10] D. L. Cummings and D. A. Blackburn, ‘Oscillations of magnetically levitated aspherical droplets’, *J. Fluid Mech.*, vol. 224, pp. 395–416, Mar. 1991, doi: 10.1017/S0022112091001817.
- [11] S. Sauerland, K. Eckler, and I. Egry, ‘High-precision surface tension measurements on levitated aspherical liquid nickel droplets by digital image processing’, *Journal of Materials Science Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 330–333, 1992, doi: 10.1007/BF00729172.
- [12] G. Wille, F. Millot, and J. C. Rifflet, ‘Thermophysical Properties of Containerless Liquid Iron up to 2500 K’, *International Journal of Thermophysics*, vol. 23, no. 5, pp. 1197–1206, Sep. 2002, doi: 10.1023/A:1019888119614.
- [13] K. C. Mills, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*. Cambridge: Woodhead, 2002.

Eco-Stock[®] - Solution de stockage de la chaleur compétitive : Etude de la robustesse

Eco-Stock[®] - Competitive heat storage solution: robustness analysis

Aubin Touzo^{1*}, Régis Olives¹, Guilhem Dejean², Doan Pham Minh³, Mouna El Hafi³, Xavier Py¹

¹PROMES-CNRS Laboratoire PROcédés, Matériaux et Energie Solaire - Université de Perpignan - Tecnosud, Rambla de la Thermodynamique, 66100 Perpignan, France

²SAS Eco-Tech Ceram, Espace Entreprises Méditerranée, Rue Edouard Belin, 66600 Rivesaltes, France

³Université de Toulouse, IMT Mines Albi, UMR CNRS 5302, Centre RAPSODEE, Campus Jarlard, 81013 Albi, cedex 09, France

Résumé

La société Eco-Tech Ceram a développé un stockage thermique de taille industrielle pour la valorisation de chaleur fatale jusqu'à 600°C : l'Eco-Stock[®]. Il s'agit d'une unité de 2 MWh_{Th}, contenant 16 t de céramique réfractaire. La robustesse aux variations de température et de débit est testée afin de montrer que l'Eco-Stock[®] est adapté aux contraintes des gisements de chaleur fatale, impliquant de fortes variations de température, de débit et des périodes de stand-by.

Mots-clés : stockage thermique, Eco-Stock[®], régénérateur, robustesse, chaleur fatale

Abstract

The company Eco-Tech Ceram developed an industrial scale thermal storage designed to recover waste heat up to 600°C: the Eco-Stock[®]. This unit of 2 MWh_{Th} contains 16 tons of refractory ceramic. The robustness regarding the variation of inlet temperature and flowrate is tested to show that the Eco-Stock[®] matches with the constraints of waste heat sources, involving sharp variation temperature and flowrate but also stand-by period.

Keywords: thermal storage, Eco-Stock[®], regenerator, robustness, waste heat

Nomenclature

A	aire, m ²	ε	porosité
Bi	nombre de Biot, -	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
C_p	capacité calorifique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	ch	charge
Q	variation d'enthalpie, J	d	décharge
h	coef. d'échange convectif, W.m ⁻² .K ⁻¹	end	fin de charge ou de décharge
k	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹	eff	effectif
T	température, °C	ext	extérieur
V	volume, m ³	f	fluide
u	vitesse, m.s ⁻¹	s	solide
t	temps, s	v	échange fluide/solide
x	longueur de lit, m	w	paroi
<i>Symboles grecs</i>			
γ	rendement		

1. Introduction

Les industries du verre, de l'acier et du ciment perdent 11 à 29 % de l'énergie qu'elles consomment sous forme de gaz chauds [1]. Cette chaleur dite fatale n'est que très peu valorisée car elle comporte de fortes intermittences et un déphasage vis-à-vis des besoins. La société Eco-Tech Ceram a développé l'Eco-Stock[®], une unité de stockage de chaleur de 2 MWh_{Th} à 600°C, qui permet de valoriser cette chaleur perdue. L'énergie est stockée sous forme de chaleur sensible grâce à 16 tonnes de bauxite. La robustesse d'un prototype de stockage du même type mais de 300 kg a été testée par Lopez-Ferber *et al.* [2]. L'étude proposée porte sur la robustesse de l'unité industrielle de 16 t soumise à de fortes variations de température et de débit. Un modèle numérique est aussi présenté afin d'être comparé aux résultats expérimentaux.

2. Installation expérimentale

Le banc expérimental est composé de l'unité de stockage thermique, d'un skid et d'une armoire électrique (fig. 1) à droite, centre, gauche respectivement. Le stockage est une cuve rectangulaire de dimension 1,7 x 1,7 x 3,08 m, remplie des particules de bauxite (diamètre caractéristique 30 mm) et isolée grâce à 100 mm de brique réfractaire. Le skid est un système aéraulique permettant la gestion des flux dans le stockage grâce à l'admission d'air, au ventilateur, à un canon à air chaud (500 kW_e), à la cheminée ainsi qu'à un système de vannes.

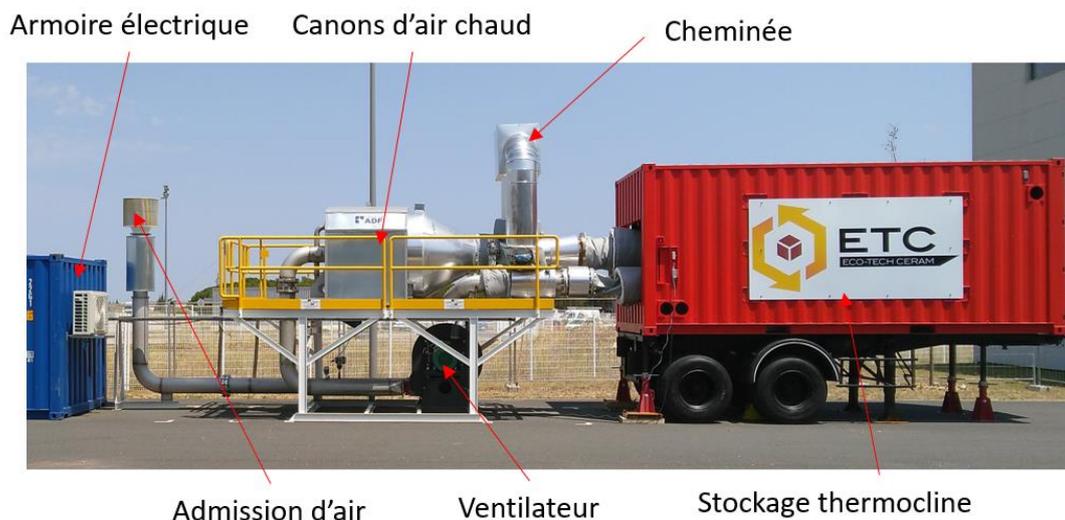


Figure 1: Banc expérimental

La figure 2 présente le schéma procédé de ce banc durant la charge et la décharge.

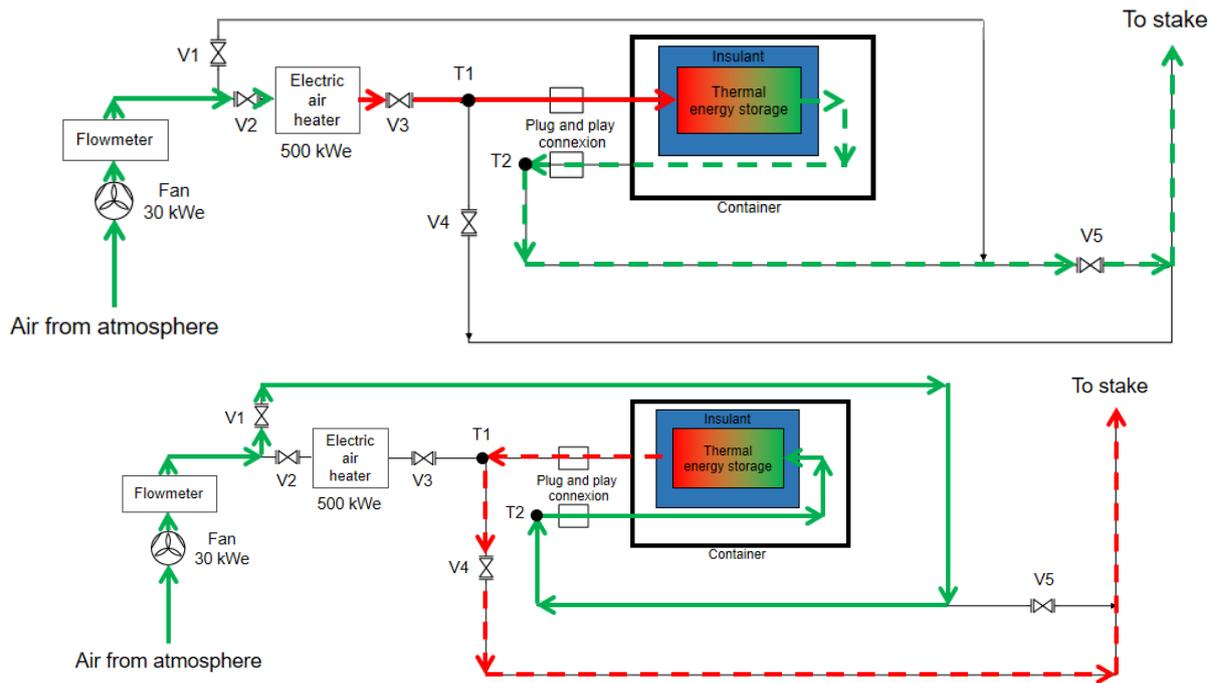


Figure 2: Schéma procédé banc de test durant la charge (en haut) et la décharge (en bas)

L'air chaud injecté dans le stockage réchauffe la céramique et vient former un gradient de température dans le stockage, appelé « thermocline ». La Figure 3 montre la position des 33 thermocouples de type K qui permettent de suivre le front de chaleur. Les sections A, B et C sont chacune équipées de 3 rangées de 3 thermocouples, situées à 150, 850 et 1550 mm de la paroi supérieure.

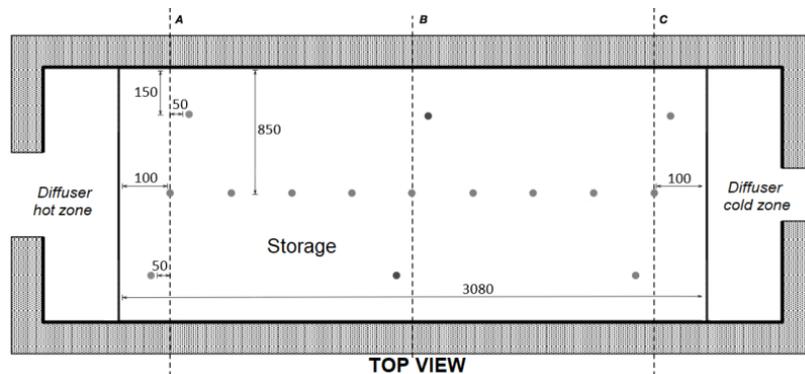


Figure 3: Plan de l'instrumentation

3. Indicateurs

L'énergie de charge, apportée par le canon, et de décharge, récupérée en sortie de stockage, sont calculées à l'aide de l'équation 1, où T est la température moyenne des thermocouples de la section A :

$$Q_{air-ch}(t) = \int_0^t \dot{m}(t) \left(\int_{T_{ext}}^{T_{ch}(t)} c_{p,air}(T) dT \right) dt \quad (1)$$

Le rendement est le ratio entre l'énergie déchargée et l'énergie chargée par le stockage :

$$\gamma(t) = \frac{Q_{air-d}(t)}{Q_{air-ch}(t_{end-ch})} \quad (2)$$

4. Modèle

Le stockage est assimilé à un milieu poreux et modélisé en 1D par 3 équations d'énergie couplées : une pour le fluide, une pour le solide et une pour la paroi [3]. La température des particules de bauxite est supposée uniforme ($Bi=0,1$) et les corrélations utilisées pour les coefficients de convection, conduction et rayonnement sont issues de *Esence et al.* [4].

$$\varepsilon(\rho c_p)_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) = k_{seff} \frac{\partial T_f^2}{\partial x^2} + h_v \frac{A_{f \leftrightarrow s}}{(V_f + V_s)} (T_s - T_f) + h_w \frac{A_{f \leftrightarrow w}}{(V_f + V_s)} (T_w - T_f) \quad (3)$$

$$(1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_{seff} \frac{\partial T_s^2}{\partial x^2} + h_v \frac{A_{s \leftrightarrow f}}{(V_f + V_s)} (T_f - T_s) + h_w \frac{A_{s \leftrightarrow w}}{(V_f + V_s)} (T_w - T_s) \quad (4)$$

$$(\rho c_p)_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = k_w \frac{\partial T_w^2}{\partial x^2} + h_w \left[\frac{A_{f \leftrightarrow w}}{V_w} (T_f - T_w) + \frac{A_{s \leftrightarrow w}}{V_w} (T_s - T_w) \right] + h_{ext} \frac{A_{w \leftrightarrow ext}}{V_w} (T_{ext} - T_w) \quad (5)$$

5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

5.1. Robustesse en température

Les variations de température des chaleurs fatales peuvent être brutales et de l'ordre de plusieurs centaines de degrés [5]. Le stockage est soumis à ces variations et est comparé à une charge de référence à une température de charge constante de 425°C. L'amortissement des variations est observé en fonction de la profondeur de lit. Le protocole consiste à alterner la température de charge entre 325 et 525°C toutes les 30 minutes jusqu'à la fin de charge, déterminée par une température en sortie de stockage de 190°C. Le débit de charge est de 0,58 kg.s⁻¹. La décharge est ensuite effectuée avec de l'air ambiant à 15°C et un débit de 0,65 kg.s⁻¹. La capacité du stockage à amortir les variations de températures peut être observée en traçant la température des thermocouples au sein du stockage (fig. 4). Pour chacune des courbes, l'abscisse (en mm) des thermocouples correspondants est indiquée.

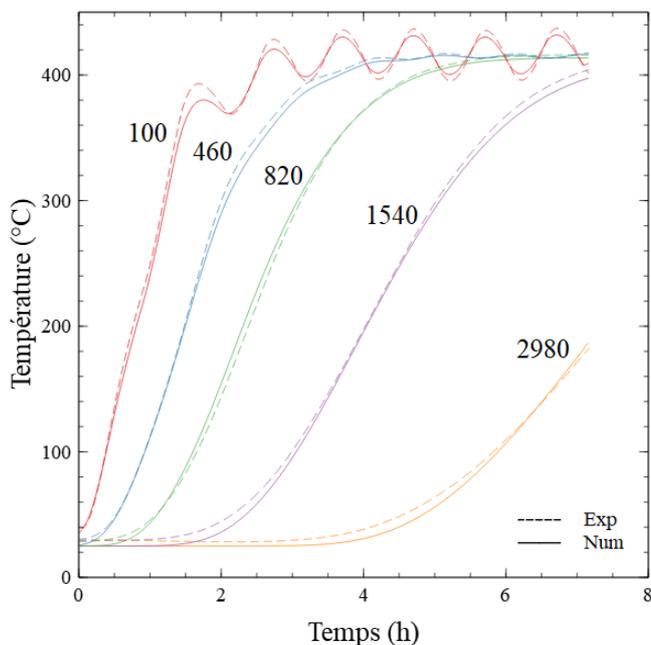


Figure 4 : Température des thermocouples pendant la charge

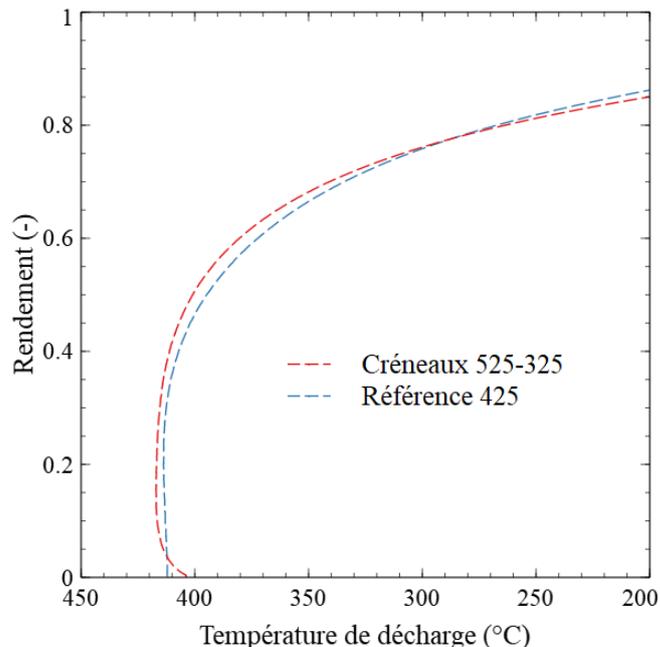


Figure 5 : Comparaison rendement entre essai créneaux et référence

L'inertie thermique du circuit aéraulique et de seulement 100 mm de lit de céramique ont permis de diviser l'amplitude des variations de la température d'entrée par 4, le thermocouple oscillant de seulement 50°C, autour d'une valeur moyenne de 425°C. Les variations sont très fortement amorties au bout de 460 mm de lit, position à laquelle la température du thermocouple n'oscille plus que de quelques degrés autour de 425°C, température moyenne d'entrée. Le modèle est capable de prédire ces variations avec un écart maximum de 3%, ce qui est du même ordre de grandeur que l'erreur de mesure (incertitude sur le positionnement des thermocouples). L'unité expérimentale et le modèle numérique présentent tous deux une robustesse vis-à-vis des variations de la température de gisement. Une faible couche du stockage agit donc comme tampon thermique vis-à-vis du gisement de chaleur.

Sur la figure 5, les rendements des essais « créneaux » et référence sont tracés en fonction de la température de décharge de l'unité, correspondant à un temps croissant. Pour chacun des essais, plus de 40% de l'énergie est restituée à une température constante de 425°C, qui est la température moyenne de charge. La température de décharge baisse ensuite, ce qui est dû à l'extraction de la thermocline de la cuve. Les deux essais ont un comportement identique, prouvant la capacité du stockage à amortir la variation de température de charge sans en affecter son rendement.

La figure 5 indique aussi qu'il est possible d'évaluer le rendement du stockage en fonction de la température de valorisation voulue. Il est ici de 76% pour 300°C et de 85% pour 200°C. Le rendement est, par conséquent, très dépendant de la température de valorisation qu'admet le procédé énergétique aval.

Le stockage thermique a permis de lisser le gisement « créneaux » à sa température moyenne et ce, sans dégradation de la thermocline vis-à-vis de l'essai témoin. Il peut donc transformer un gisement à température variable en une source de chaleur à température constante tant que la thermocline n'est pas extraite du stockage. Il est ainsi pertinent d'utiliser un stockage thermique lors de fortes variations de la température de chaleur fatale.

5.2. Robustesse en débit

Quatre essais ont été effectués pour déterminer l'impact des variations de débit sur la charge et sur la décharge. Les quatre essais ont été réalisés avec une température de charge de 525°C et une température seuil de charge à 170°C. Le tableau 1 indique les conditions opératoires choisies.

Tests	Référence	Décharge forte	Créneaux	Rampe
Débit charge (kg.s ⁻¹)	0,58	0,58	0,29-0,58 (demi période 0,5h)	0,14 à 0,58
Débit décharge (kg.s ⁻¹)	0,65	1,29	0,65	0,65

Tableau 1 : Conditions opératoires des essais

Lors de l'essai « Rampe », le débit a été augmenté linéairement de 0,14 à 0,58 kg.s⁻¹ entre 0 et 4h, puis a été maintenu à un palier de 0,58 kg.s⁻¹ jusqu'à la fin de la charge.

Les rendements sont présentés pour une température seuil de décharge de 420°C. A l'exception de la rampe, l'ensemble des essais a donné des rendements compris entre 71 et 73,5 %. Le rendement est donc peu affecté par le débit sur la plage de 0,29 à 1,29 kg.s⁻¹. Sur l'essai « Rampe », le rendement a chuté de 6 %. Le début de la charge a été effectué à 0,14 kg.s⁻¹, ce qui a réduit les échanges convectifs forcés et favorisé une diffusion de la chaleur. La zone de thermocline a donc augmenté ce qui a dégradé les performances thermiques de l'unité.

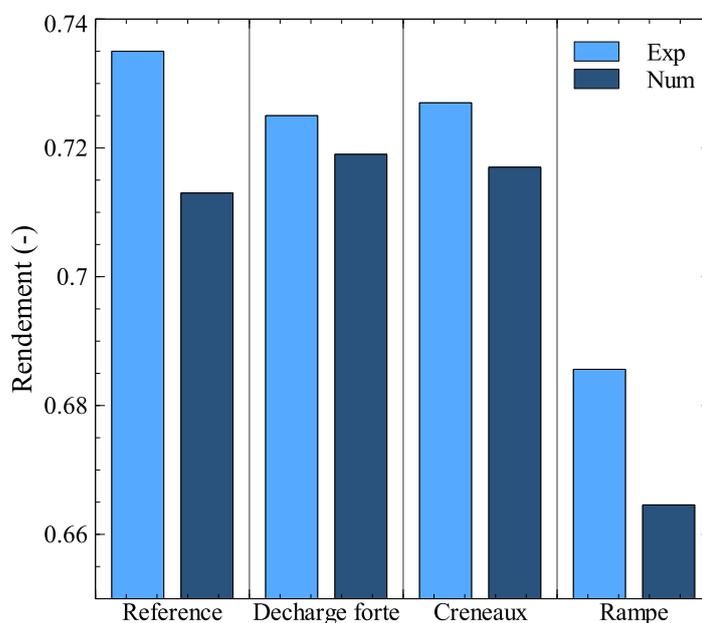


Figure 6 : Rendements expérimentaux et numériques des essais de robustesse aux variations de débit

Le modèle présente moins de 3 % d'erreur avec les résultats expérimentaux. Celui-ci peut donc être utilisé pour modéliser de fortes variations de gisement en entrée de stockage. Le modèle est ainsi validé de 0,14 à 1,29 kg.s⁻¹. Le stockage est adapté à plusieurs débits et donc à plusieurs types de gisement.

5.3. Influence des périodes de stand-by

La chaleur fatale peut aussi être intermittente avec des périodes d'arrêt due à une maintenance technique. Un essai concernant la robustesse vis-à-vis des périodes de stand-by a donc été réalisé. La température de charge a été de 525°C , à $0,58 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ pendant 3h20, puis une période d'arrêt de 6h20 a été imposée avant de poursuivre la charge dans les mêmes conditions opératoires. La décharge s'est effectuée à $1,29 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$. Un essai référence à 525°C et $0,58 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ a été réalisé sans période de stand-by pour comparaison. Le profil de température selon l'axe du lit est tracé sur la figure 7.

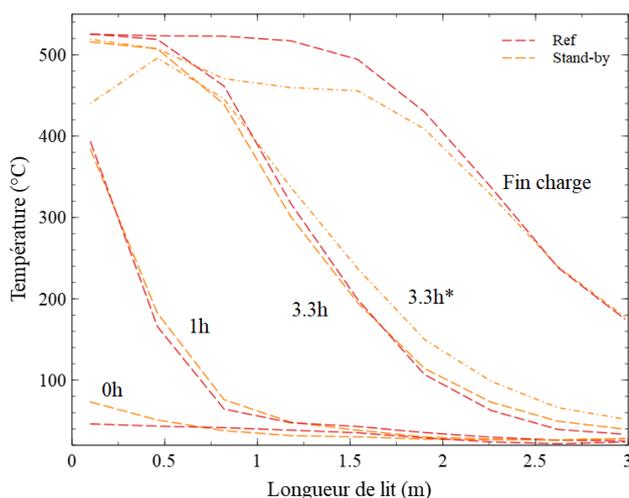


Figure 7 : Profils de températures témoin et avec stand-by durant la charge

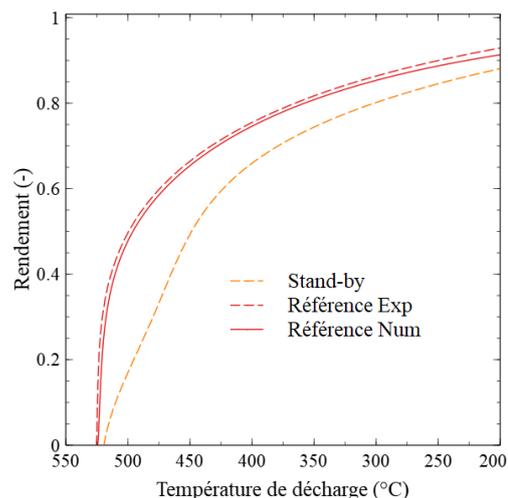


Figure 8 : Comparaison rendement entre essai référence et stand-by

Les profils de température sont identiques à 3h20 pour les deux essais puisqu'il s'agit de mêmes conditions opératoires. Après la période de stand-by, deux phénomènes sont visibles. Une dé-stratification thermique s'est produite avec une thermocline dont la pente est moins prononcée que précédemment. L'autre phénomène se situe côté chaud du stockage, où se trouvent des pertes thermiques, probablement parce que la vanne n'a pas été fermée lors du stand-by.

L'impact de ces deux phénomènes peut être quantifié grâce aux rendements tracés sur la figure 8. La simulation de la période de stand-by n'a pas été réalisée car les phénomènes de convection naturelle ne peuvent être pris en compte à l'aide du modèle en 1 dimension proposé dans cette étude. La figure 8 montre l'accroissement du rendement en fonction de la température de décharge, correspondant à un temps croissant. Le comportement de l'essai de référence est similaire à ce qui est observé à la figure 5. Le rendement augmente d'abord à température de décharge constante. Il continue de croître alors que le stockage se refroidit, et que la température de décharge baisse pour atteindre 93 % pour une température de consigne de 200°C . En revanche, la chaleur de l'essai « stand-by » n'est pas déchargée à température constante, probablement à cause des pertes thermiques de la période de stand-by. En effet, les pertes thermiques ont lieu du côté chaud du stockage. Ces pertes viennent perturber la zone de thermocline, qui s'étend alors à tout le stockage. Ainsi, l'énergie thermique ne peut plus être déchargée à 525°C (température de charge) comme sur l'essai de référence. Pour une température seuil de décharge fixée à 450°C , le rendement est près de 20 % inférieur à l'essai de référence. La chaleur haute température a donc été dégradée. En revanche, pour une température de décharge plus faible, 200°C , la différence de rendement énergétique n'est plus que de 5 %. Le stockage a donc été capable de restituer 87 % de la chaleur à une température

supérieure à 200°C. La chaleur déchargée a cependant une température plus faible, et donc une exergie moins importante, ce qui fait apparaître un compromis entre la quantité de chaleur valorisée et sa qualité.

6. Conclusion

Cette étude présente le comportement d'un module de stockage destiné à valoriser la chaleur fatale rejetée par les sites industriels. Compte tenu des fortes intermittences et du déphasage avec les besoins des gisements de chaleur fatale, il est nécessaire d'implanter un moyen de stockage qui devra avoir pour objectifs, entre autres, d'amortir efficacement les fluctuations. La robustesse d'utilisation de l'Eco-Stock est montrée en le soumettant à trois types de contraintes : variation de la température de charge, variation du débit et stand-by entre deux périodes de charge. Le stockage thermique a permis de filtrer le profil de température autour de sa température moyenne, permettant de valoriser une grande partie de la chaleur. L'étude montre que le stockage a la capacité d'accepter des contraintes de variation de débits et de stand-by avec une baisse de rendement d'au maximum 5 % comparé aux essais de références. L'énergie restituée a un contenu exergetique moindre, mais résulte d'un compromis entre quantité d'énergie valorisée et sa qualité. Compte tenu de ses caractéristiques, ce stockage thermique se révèle très intéressant pour la valorisation de chaleurs fatales, mais aussi pour des applications solaires ou encore le stockage d'électricité par compression d'air adiabatique. Les travaux futurs porteront sur la modélisation de la chaîne entière de procédés industriels intégrant le stockage.

Références

- [1] U.S. Department of Energy, "Waste Heat Recovery: Technology and Opportunities in U.S. Industry.," 2008.
- [2] N. Lopez Ferber *et al.*, "Flexibility and robustness of a high-temperature air/ceramic thermocline heat storage pilot," *J. Energy Storage*, vol. 21, no. November 2018, pp. 393–404, 2019.
- [3] J. F. Hoffmann, T. Fasquelle, V. Goetz, and X. Py, "Experimental and numerical investigation of a thermocline thermal energy storage tank," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 114, pp. 896–904, 2017.
- [4] T. Esence, A. Bruch, S. Molina, B. Stutz, and J. F. Fourmigué, "A review on experience feedback and numerical modeling of packed-bed thermal energy storage systems," *Sol. Energy*, vol. 153, pp. 628–654, 2017.
- [5] T. Keplinger, M. Haider, T. Steinparzer, A. Patrejko, P. Trunner, and M. Haselgrübler, "Dynamic simulation of an electric arc furnace waste heat recovery system for steam production," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 135, no. January, pp. 188–196, 2018.

Remerciements

Ces travaux ont été financés par la Banque Publique d'investissement via le Concours Mondial de l'Innovation remporté par Eco-Tech Ceram et dans le cadre du labEx SOLSTICE (ANR-10-LABX-22-01-SOLSTICE).

Nouveaux matériaux avancés pour le stockage thermique hautes températures : cas du péritectique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$.

New advanced materials for the thermal storage applications at high temperatures: $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ peritectic compound case.

Fouzia ACHCHAQ^{1*}, Philippe LEGROS², Eric LEBRAUD³, Marie DUQUESNE⁴.

¹Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux I2M, Bordeaux INP, Institut de Technologie des Arts et Métiers, INRAE, F-33400 Talence, France

²PLACAMAT, UMS 3626, 87 Avenue du Docteur Schweitzer - 33608 Pessac Cedex, France

³ICMCB, UMR CNRS 5026, 87 Avenue du Docteur Schweitzer - 33608 Pessac Cedex, France

* (auteur correspondant : fouzia.achchaq@u-bordeaux.fr)

Résumé – Ce travail présente le cas d'étude du matériau $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ comme matériau de stockage thermique pour des applications autour de 300°C. Ce matériau n'est pas un matériau à changement de phase classique; catégorie généralement considérée pour les unités de stockage pour une gamme de températures de travail variant entre 300 et 600°C. Il s'agit d'un composé péritectique dont les premières caractérisations thermiques ont montré un réel potentiel en termes de densité énergétique qui permettrait le développement d'unités de stockage ultra-compactes.

Mots-clés : Stockage d'énergie thermique ; Haute température ; Péritectique ; DSC mode stepscan ; Microscopie électronique à balayage *in situ*.

Abstract – This work deals with the case study of $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ as a thermal storage material for applications around 300°C. This material is not a regular phase change material; a category generally considered for storage units with a working temperature range between 300 and 600°C. It is a peritectic compound whose initial thermal characterizations have shown a real potential in terms of energy density that would allow the development of ultra-compact storage units.

Keywords: Thermal energy storage; High temperature; Peritectic; stepscan mode DSC; *in situ* Scanning electron microscopy.

1. Introduction

Un mix énergétique large doit permettre de tirer profit de chaque technologie pour mener une transition énergétique efficace et résiliente mais sa faisabilité repose sur le stockage. Les secteurs de la métallurgie, des céramiques, du verre, du solaire thermique à concentration, de la chimie etc. doivent envisager le stockage de l'énergie thermique pour y parvenir. Jusqu'à présent, le choix des matériaux considérés pour une gamme de températures de travail variant entre 300 et 600°C concerne les matériaux à changement de phase. Il s'agit principalement de compositions eutectiques qui présentent l'avantage de se comporter comme des corps purs : leur fusion à température constante conduit à la formation d'un liquide de composition homogène [1, 2]. Cependant, l'étude théorique de diagrammes de phases de systèmes binaires à base de sels a montré que les composés péritectiques stœchiométriques ont, en moyenne, des densités énergétiques deux à trois fois supérieures à celles des matériaux à changement de phase classiques utilisés (sels fondus) dans les centrales solaires à concentration déjà existantes, comme Archimedes en Italie par exemple [3]. Cette performance est liée à une réaction chimique réversible se produisant à température constante qui vient s'ajouter à la transition solide/liquide lors du processus de décharge d'énergie thermique du matériau. En effet, lors de transitions péritectiques,

l'énergie thermique est stockée/déstockée selon deux processus réversibles consécutifs : la fusion/solidification et une réaction chimique liquide/solide [4].

Le cas d'étude du péritectique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ issu du mélange LiOH/LiBr est présenté ici. Si Honnerscheid *et al.* ont démontré expérimentalement l'existence de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$, celui-ci n'a jamais été synthétisé en quantité suffisante pour être caractérisé [5]. Les résultats obtenus jusqu'à présent prouvent qu'il est possible de synthétiser $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ par voie thermique classique en dépit de la très grande hygroscopicité des produits initiaux. Sa morphologie a ensuite été comparée à celle issue de la synthèse *in situ* dans la chambre d'un microscope électronique à balayage. Leurs signatures ont été validées par des essais de diffraction par rayons X. Les résultats préliminaires de caractérisation thermique montrent un potentiel énergétique élevé de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ comme matériau pour des unités de stockage de la chaleur ultra-compactes, ne nécessitant pas la mise en place d'une technologie complexe.

2. Comparaison théorique du potentiel énergétique des composés eutectiques avec les composés péritectiques

2.1. Cas général

L'effort s'est d'abord porté sur un screening théorique, non exhaustif, des composés péritectiques stœchiométriques, issus de systèmes binaires, avec une densité énergétique volumétrique supérieure ou égale à 200 kWh/m^3 et se trouvant dans la plage de température $300\text{-}600^\circ\text{C}$. Cette gamme permet de couvrir un large éventail d'applications pour les unités de stockage thermique : centrales solaire, multigénération, thermique à flamme, nucléaire etc [6, 7].

Ce screening a été réalisé à l'aide du logiciel FactSage 7.0®, basé sur la méthode CALPHAD, pour calculer le diagramme de phases d'intérêt à partir des fonctions déterminées par minimisation de l'énergie de Gibbs et des paramètres thermodynamiques correspondants [8]. Les énergies libres de Gibbs pour toutes les phases du système considéré sont calculées selon la température, la composition et la pression en s'appuyant sur les modèles mathématiques d'énergie libre de Gibbs actualisés en fonction des bases de données, elles-mêmes alimentées par les résultats de travaux expérimentaux et issus de la littérature [9].

Chaque diagramme de phases a été calculé pour les conditions représentant les deux cas limites des simulations de solidification thermodynamique : les conditions d'équilibre pour le cas le plus favorable et celles de Scheil-Gulliver pour le cas le plus pessimiste. Cette précaution a été prise afin de vérifier, au préalable, la pertinence d'une synthèse et d'une étude expérimentale d'un nouveau matériau de stockage de chaleur.

Dans la littérature, lorsque les systèmes sont multicomposants (binaire ou ternaire ici), il s'agit principalement de composés eutectiques car ils présentent en effet plusieurs avantages. On peut exploiter leur chaleur sensible mais également leur chaleur latente à température constante.

Les composés péritectiques sont exploitables de la même manière avec l'avantage d'une transition péritectique qui vient s'ajouter à la transition de phase liquide/solide. De ce fait, leur énergie thermique est stockée/déstockée selon deux processus réversibles consécutifs : la fusion/solidification et une réaction chimique liquide/solide exothermique. Le processus de déstockage (correspondant à l'étape de solidification du matériau) d'un composé péritectique à la composition bien définie, théoriquement réversible, est décrit en détail dans [10].

Pour un même système binaire ayant des composés péritectiques et eutectiques, le screening a montré que les premiers ont généralement une énergie supérieure à celle de leurs homologues eutectiques. Par exemple, le diagramme de phase calculé de LiOH/KOH affiche la présence d'un composé eutectique ayant une enthalpie de fusion de 360 J/g pour une température de

fusion de 226 °C et un composé péritectique stœchiométrique $\text{Li}_2\text{K}(\text{OH})_3$ dont l'enthalpie de réaction est de 535 J/g, soit ~33% de plus que celle de l'eutectique, à une température de transition d'environ 315 °C. Dans le cas du système binaire LiOH/LiBr , on trouve un composé eutectique avec une enthalpie de 436 J/g pour une température de fusion d'environ 267 °C et un composé péritectique stœchiométrique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ avec une enthalpie de réaction de 803 J/g pour une température de transition d'environ 304 °C.

La figure 1 montre le potentiel théorique en termes d'enthalpie massique des principaux matériaux à changement de phase à base de sels cités dans la littérature [11]. L'état de référence pris pour les enthalpies massiques des composés péritectiques est celui correspondant au début de la réaction chimique considéré. Plus de détails concernant cet aspect sont disponibles dans [10]. La figure 1 présente uniquement l'enthalpie calculée associée à la transition liquide/solide pour les composés eutectiques et celle associée à la réaction chimique pour les composés péritectiques. Les valeurs théoriques des deux compositions péritectiques issus des systèmes binaires à base de sels LiOH/KOH et LiOH/LiBr se détachent nettement de celles des eutectiques généralement envisagés comme matériaux à changement de phases pour le stockage thermique.

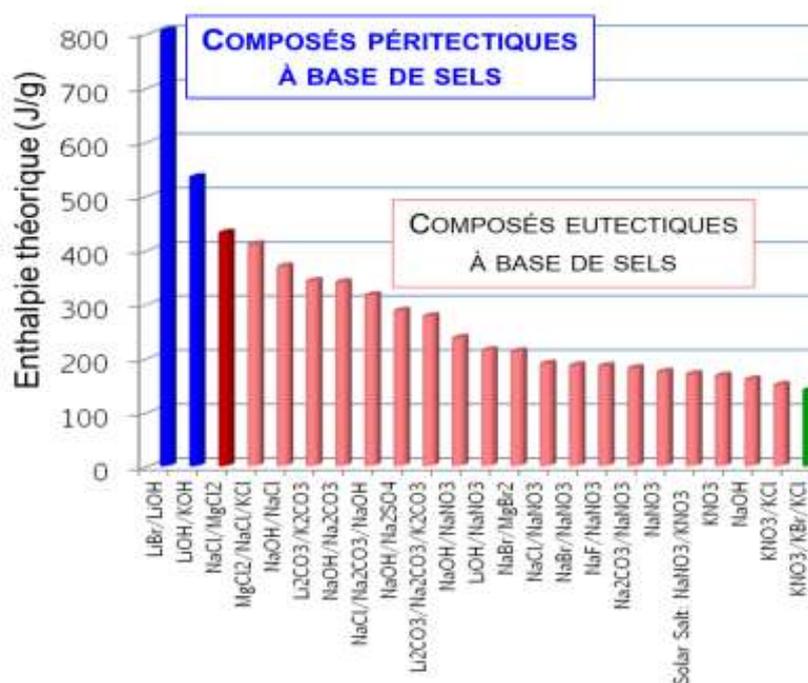


Figure 1 : Comparaison des enthalpies théoriques de quelques composés eutectiques vs. péritectiques

Cette capacité à combiner énergies sensible, latente et thermochimique dans un seul et même matériau rend, *a priori*, les composés péritectiques particulièrement intéressants. Les valeurs de densité énergétique effective pourraient atteindre jusqu'à 650 kWh/m³, soit autant, voire plus, que celles des réactions gaz-solide typiquement comprises entre 200 et 500 kWh/m³ une fois les contraintes scientifiques et techniques prises en compte [12].

Cependant, la synthèse et l'usage des composés péritectiques peuvent également être soumis à des contraintes scientifiques et techniques. Parmi les principaux potentiels verrous scientifiques envisageables pendant la formation du péritectique, on peut citer : (i) la sédimentation, liée à une trop grande différence des densités des phases amenées à coexister (phases liquide et propéritectique), (ii) la ségrégation chimique, liée à une trop grande différence de la vitesse de diffusion du soluté dans les phases solide propéritectique et liquide en présence, et (iii) une diffusion du soluté restant dans les premières couches de péritectique solide formé tellement lente que la transformation resterait inachevée.

Une solution pour surmonter ces inconvénients et pour approcher autant que possible la limite théorique de l'enthalpie serait de générer des sites de nucléation de la phase solide propéritectique de la manière la plus fine et la plus homogène possible dans la phase liquide. Il en résultera une augmentation de la surface spécifique entre les réactifs (phase propéritectique solide et phase liquide) favorisant la réaction chimique qui, de ce fait, facilitera alors le phénomène de transformation de la phase solide péritectique. La nucléation hétérogène de la phase solide pourrait être réalisée soit en utilisant des structures poreuses ou fibreuses pour accueillir le matériau de stockage, soit en dispersant directement des nanoparticules dans le matériau de stockage.

2.2. Cas du composé péritectique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$

Le screening des systèmes binaires à base de sels a permis d'identifier le composé péritectique du système LiOH/LiBr comme le plus prometteur en termes de densité énergétique ($\sim 430 \text{ kWh/m}^3$) pour une température de transition péritectique $\sim 304 \text{ }^\circ\text{C}$:



L'utilisation de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ permettrait donc le développement d'unités de stockage thermique ultra-compactes sans avoir besoin de mettre en place de nouvelles technologies complexes.

Les fonctions enthalpies-température de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ calculées, à pression ambiante, pour les deux cas limites du processus de solidification, conditions à l'équilibre et de Scheil-Gulliver, sont présentées dans la figure 2. Même dans le cas le plus pessimiste, celui hors-équilibre pour lequel la diffusion du soluté serait nulle en phase solide et ne pourrait donc se faire qu'en phase liquide, la valeur de l'enthalpie reste très intéressante même si la température de transition n'est plus constante.

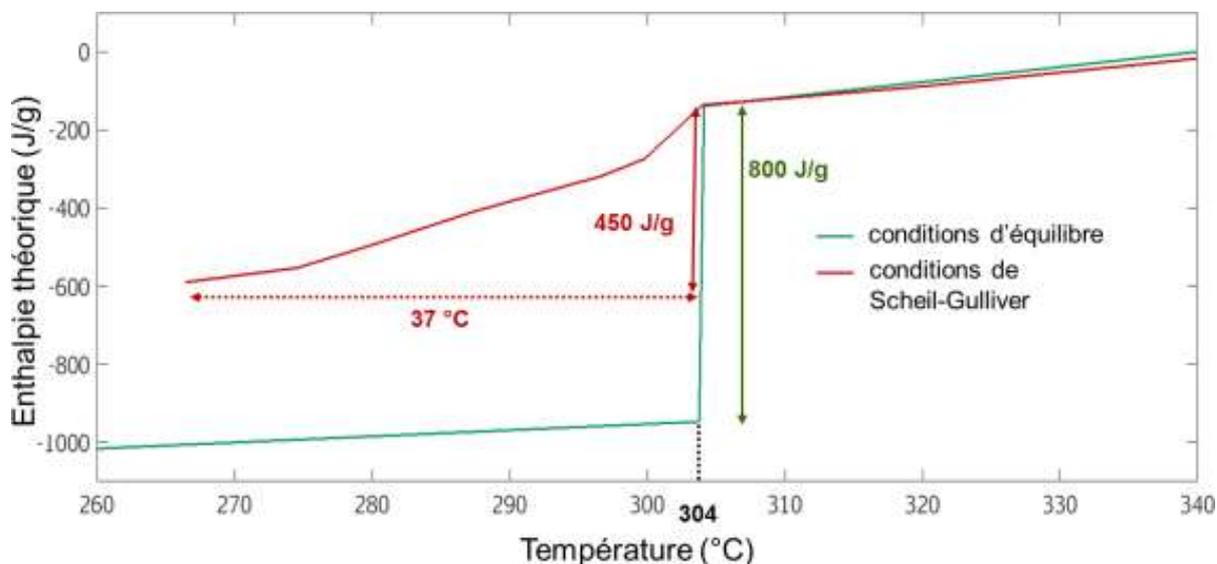


Figure 2 : Evolution de l'enthalpie de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ au cours de sa solidification pour les conditions d'équilibre et de Scheil-Gulliver

Cette observation a incité le lancement des expérimentations de synthèse puisque si Honnerscheid et al. ont démontré expérimentalement l'existence de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ [5], celui-ci n'a jamais été synthétisé en quantité suffisante pour être caractérisé.

3. Premiers résultats expérimentaux de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ – Comparaison avec les calculs théoriques

3.1. Matériaux et méthodes

Le tableau 1 rassemble les informations générales sur les produits chimiques LiOH et LiBr utilisés pour la synthèse de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$. LiOH et LiBr étant très hygroscopiques, la préparation des échantillons s'est faite dans une boîte à gants sous atmosphère d'argon afin d'éviter en particulier leur hydratation.

Produits chimiques / Fournisseur	Pureté	Masse molaire M	Température de fusion T_m
	%	g/mol	°C
LiOH / Acros Organics	99+	23.95	462
LiBr / Acros Organics	98	86.84	552

Tableau 1 : Propriétés physiques de LiOH et LiBr utilisés pour la synthèse de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$

Une fois l'échantillon $3\text{LiOH}\cdot\text{LiBr}$ placé dans un creuset en acier étanche, la synthèse par voie thermique a été effectuée dans un four standard (N120/85HA, Nabertherm). L'échantillon, broyé, est ensuite placé dans un capillaire sous atmosphère contrôlée puis caractérisé par diffraction des rayons X (DRX) pour vérifier la présence de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$. La structure cristalline a été déterminée sur la base des données de diffraction des rayons X recueillies à température ambiante avec un diffractomètre à poudre PANALYTICAL X'PERT 3 (MoK α , $\lambda = 0,71073 \text{ \AA}$).

La fonction enthalpie-température du produit $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ synthétisé est obtenue en utilisant un calorimètre à balayage différentiel (DSC Sensys 3D, SETARAM) en mode stepscan [13]. Parallèlement, des expérimentations *in situ* sous atmosphère d'azote ont été menées en utilisant un microscope électronique à balayage environnemental (Zeiss Evo 50) couplé à une platine chauffante [20 - 800 °C]. La synthèse de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ ayant été confirmé par DRX, sa morphologie a pu être observée.

3.2. Résultats et Discussion

Plusieurs ajustements ont dû être apportés aux programmes de température appliqués suite aux problèmes rencontrés lors des différentes expérimentations menées pour trouver le bon protocole de synthèse : incompatibilité chimique entre le matériau à synthétiser et le creuset utilisé, problème de fuites sous formes liquide et gazeuses etc.

Finalement, $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ a été synthétisé avec une pureté supérieure à 98% (estimation à partir de la méthode Rietveld) par voie thermique standard mais également par voie thermique dans la chambre du microscope électronique.

La figure 3 montre la comparaison du diffractogramme de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ obtenu expérimentalement avec la signature établie par Honnerscheid *et al.* [5]. Les deux diffractogrammes se superposent quasi-parfaitement. La structure cristalline monoclinique simple (groupe d'espace : P 1 21/m 1) a été déterminée sur la base des données de diffraction des rayons X recueillies à température ambiante. Les paramètres de mailles sont en accord avec ceux établis dans [5] ; à savoir $a = 545,56 \text{ pm}$, $b = 758,36 \text{ pm}$, $c = 650,35 \text{ pm}$ et $\beta = 93,82^\circ$. La seconde phase estimée à moins de 2% correspond à la présence en excès de LiBr hydraté.

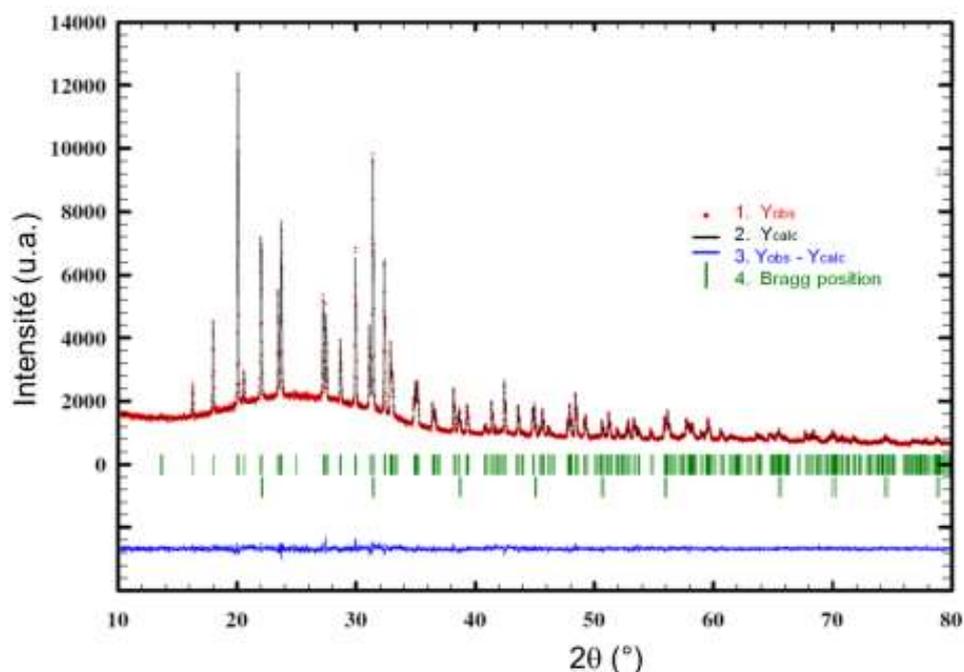


Figure 3 : Comparaison des diffractogrammes de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ calculé (ligne noire) avec celle du produit obtenu expérimentalement mesurée (points rouges)

La morphologie du composé péritectique $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ a pu ainsi être observée au microscope électronique avec certitude (Fig. 4.). Comme prévu par l'étude cristallographique de [5], la morphologie de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ est bien lamellaire.

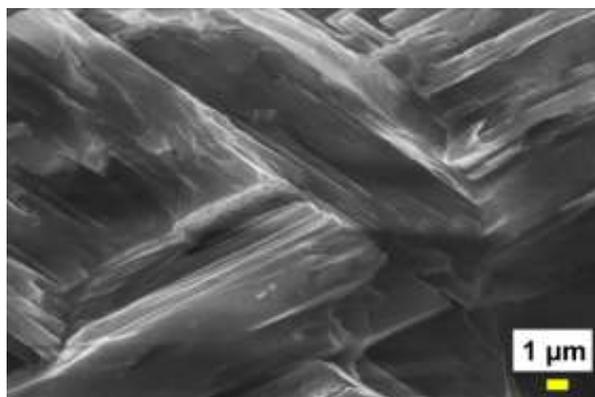


Figure 4 : Morphologie lamellaire de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ observée au microscope électronique à balayage

Dans la figure 5, l'évolution de l'enthalpie de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ mesurée expérimentalement est comparée à celles calculées pour les conditions à l'équilibre et de Scheil-Gulliver, à pression ambiante, une fois les valeurs expérimentales décalées de 14 °C. En effet, la transition péritectique se produit à 290 °C et non à 304 °C comme le suggère le diagramme de phases du système LiOH/LiBr . Cette valeur de 290 °C est en accord avec les valeurs expérimentales obtenues par [14] and [15]. Par ailleurs, la fonction expérimentale obtenue montre que les conditions d'équilibre ont été atteintes mais n'ont pas été maintenues pendant la durée totale de l'expérimentation provoquant une variation de notre composition initiale. Par ailleurs, il y a eu une perte de masse de 33 % au cours de l'expérience malgré les efforts déployés pour s'assurer de l'étanchéité du creuset. La densité énergétique gravimétrique liée à la transition du premier ordre est de 380 J/g pour une plage de température d'environ 10 °C. Néanmoins, cette première caractérisation thermique montre que la valeur de densité énergétique évaluée a été largement sous-estimée. Si on prend en compte cette perte de masse, la densité énergétique est estimée à environ 570 J/g.

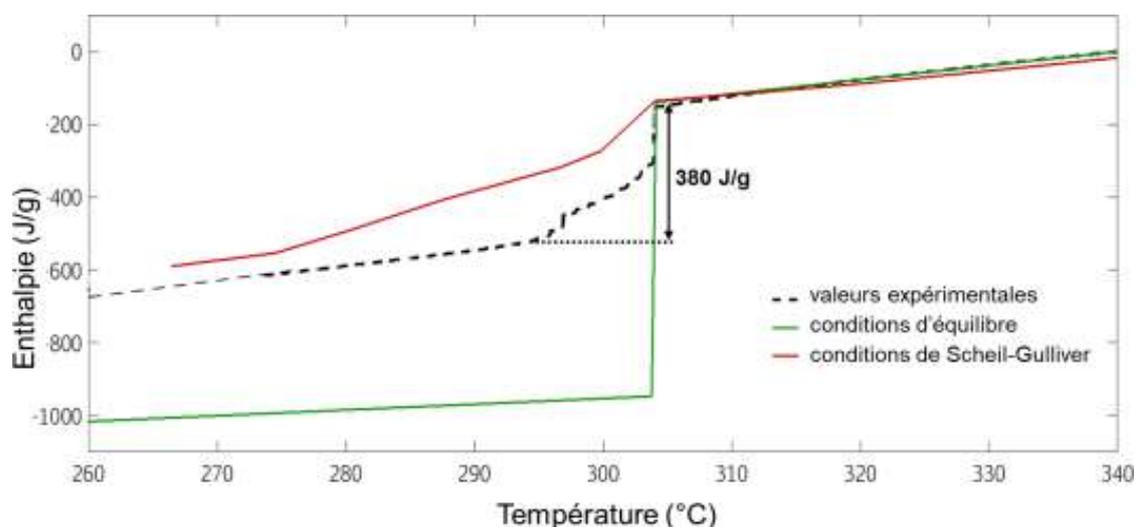


Figure 5 : Comparaison des fonctions enthalpie-température calculées avec la fonction obtenue expérimentalement par DSC en mode stepscan

Les travaux de [16] montrent, à juste titre, qu'une fois la composition fixée, ce qui n'a pas été le cas dans notre expérimentation, qu'il faut et qu'il est possible de s'affranchir des erreurs expérimentales biaisant les résultats obtenus pour l'établissement des fonctions enthalpie-température. Celles-ci ne doivent pas en effet varier avec la masse de l'échantillon. Cet aspect fera l'objet d'une étude ultérieure approfondie.

4. Conclusion

Une étude théorique a permis d'identifier $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ comme matériau de stockage thermique pour des applications autour de 300°C . Ce matériau n'est pas un matériau à changement de phase ; catégorie généralement considérée pour les unités de stockage pour une gamme de températures de travail variant entre 300 et 600°C . Il s'agit d'un composé péritectique non disponible sur le marché qu'il a donc fallu synthétiser.

La synthèse réussie de $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ et sa caractérisation thermique ont montré que ce nouveau matériau peut fournir une énergie comparable, voire supérieure, par rapport aux meilleures réactions solide-gaz en cours de développement. En outre, contrairement aux matériaux de stockage thermique thermochimique, $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ ne nécessite pas de technologie complexe pour sa production.

Les résultats prometteurs obtenus jusqu'à présent laissent penser que les capacités des composés péritectiques sont effectivement supérieures à celles des matériaux à changement de phase actuellement utilisés. Par conséquent, $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ peut permettre un stockage d'énergie thermique ultra-compact à un coût d'investissement intéressant, tout en fonctionnant à une température presque constante et sous pression ambiante.

Ainsi, $\text{Li}_4\text{Br}(\text{OH})_3$ est un matériau attractif qui nécessite une étude et une caractérisation plus poussées, notamment en ce qui concerne sa stabilité chimique au cours de cyclages thermiques et sa compatibilité avec les matériaux utilisés pour les cuves de confinement et les échangeurs de chaleur.

Références

- [1] X. Li, S. Wu, Y. Wang, L.Xie, Experimental investigation and thermodynamic modeling of an innovative molten salt for thermal energy storage, *Applied Energy*, 212 (2018), 516-526.
- [2] Y. Jiang, Y. Sun, M. Liu, F. Bruno, S. Li, Eutectic $\text{Na}_2\text{CO}_3\text{-NaCl}$ salt: A new phase change material for high temperature thermal storage, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 152 (2016), 155-160.

- [3] A. Maccari, D. Bissi, G. Casubolo, F. Guerrini, L. Lucatello, G. Luna, A. Rivaben, E. Savoldi, S. Tamano, M. Znanella, Archimede Solar Energy molten salt parabolic trough demo plant : a step towards the new frontiers of CSP, *Energy Procedia*, 69 (2015), 1643-1651.
- [4] F. Achchaq, Au-delà de la microénergie : les matériaux péritectiques pour stocker la chaleur, clé de voûte pour une transition énergétique réussie ? Inventer l'avenir. L'ingénierie se met au vert, CNRS Editions (2018).
- [5] A. Hönnerscheid, J.Nuss, C. Mühle, M. Jansen, The Crystal Structures of the Lithium Hydroxide Halides $\text{Li}_4(\text{OH})_3\text{Br}$ and $\text{Li}_4(\text{OH})_3\text{I}$, *Z. Anor. Allg. Chem.* 609 (2003), 317-320.
- [6] D. Li, Y. Hu, D. Li, J. Wang, Combined-cycle gas turbine power plant integration with cascaded latent heat thermal storage for fast dynamic responses, *Energy Conversion and Management*, 183 (2019), 1-13.
- [7] Q. Li, C. Li, Z. Du, F. Jiang, Y. Ding, A review of performance investigation and enhancement of shell and tube thermal energy storage device containing molten salt based phase change materials for medium and high temperature applications, *Applied Energy*, 255 (2019), 113806.
- [8] N. Saunders, A.P. Miodownik, CALPHAD Calculation of Phase Diagrams-A comprehensive guide. Pergamon Press (1998).
- [9] A. Kroupa, Modelling of phase diagrams and thermodynamic properties using Calphad method – Development of thermodynamic databases, *Computational Materials Science*, 66 (2013), 3-13.
- [10] F. Achchaq, E. Palomo del Barrio, A proposition of peritectic structures as candidates for thermal energy storage, *Energy Procedia* 139 (2017) 346-351.
- [11] M. Liu, J. C. Gomez, C. S. Turchi, N. H. S. Tay, W. Saman, F. Bruno, Determination of thermo-physical properties and stability testing of high-temperature phase-change materials for CSP applications, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 139 (2015), 81-87.
- [12] D. Aydin, S. P. Casey, S. Riffat, The latest advancements on thermochemical heat storage systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 41 (2015), 356-367.
- [13] F. Achchaq, E. Palomo del Barrio, E. Lebraud, S. Péchev, J. Toutain, Development of a new LiBr/LiOH-based alloy for thermal energy storage, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 131 (2019), 173-179.
- [14] P. Hartwig, W. Weppener, Ionic conductivities of lithium-halide-based quaternary compounds, *Solid State Ionics* 3-4 (1981), 249-254.
- [15] N.A. Reshetnikov, Unzhakov G.M. Izv, Fiz.-Khim Nauch.-Issled. Inst. Irkutsk. Gosud. Univ. 2 (1953) 23 (in Russian).
- [16] S. Gibout, E. Franquet, J.-P. Dumas, J.-P. Bedecarrats, Détermination de l'enthalpie de fusion de solutions par une méthode inverse à partir d'expériences, simulées de calorimétrie, 25-27 Mai 2011, Perpignan, SFT2011.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude envers l'agence nationale de la recherche ANR pour son soutien financier à la subvention de Pc2TES : Projet ANR-16-CE06-0012-01.

Mesure de Champs de Températures dans des Flammes par Imagerie-Spectroscopique InfraRouge

Temperature Field Measurements in Flames based on Infrared Spectroscopic Imaging

Abderezak AOUALI¹, Stephane CHEVALIER², Alain SOMMIER¹, Jean-Christophe BATSALÉ², Christophe PRADERE¹

¹I2M TREFLE, UMR 5295 CNRS-UB-ENSAM, Esplanade des Arts et Metiers, 33405 Talence Cedex, France

²Arts et Métiers Sciences et Technologies, Université de Bordeaux, CNRS, INRA, INP, I2M, HESAM Université, F-33400 Talence, France

Résumé - La torche à plasma est un type de source qui génère de très hautes températures et flux, qui nécessite d'être caractérisée en vue de leur optimisation énergétique. La mesure de ces hautes températures implique l'utilisation de méthodes non intrusives. Une méthode basée sur la spectroscopie IR permettant la mesure simultanée de l'émissivité et de la température est présentée dans ce travail. Elle est en premier lieu validée à l'échelle du laboratoire sur des flammes générées par des brûleurs et sera par la suite transposée sur les torches à plasma à l'échelle industrielle.

Mots-clés : Spectroscopie infrarouge ; Haute température ; Mesure d'émissivité ; Mesure de température de flamme ;

Abstract - Plasma torches are a type of sources that generate very high temperatures and flux. The knowledge of their temperature field is of prime interest for researchers and industry to model and optimize the torch design. For that, radiometric techniques provide an adequate means to measure contactless temperature. In this work, a method based on infrared spectroscopy to simultaneous measure emissivity and temperature was developed and validated at the laboratory scale using burner flames. It will subsequently be transposed onto plasma torches at the industrial scale.

Keywords: Infrared spectrscopy; High temperature; Emissivity measurement; Flame temperature measurement;

Nomenclature

λ	Longueur d'onde, m	<i>Symboles grecs</i>	
L, l^0	Luminance, $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	α	Absorptivité
T	Température, K	τ	Transmissivité
IR	InfraRouge	ρ	Refléctivité
CN	Corps Noir	ϵ	Emissivité
TI	Temps d'intégration	σ	constante de Stefan-Boltzmann, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

3. Introduction

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans le cadre d'un projet qui vise à caractériser thermiquement et chimiquement des torches à plasma. L'enjeu principal est la mesure de champ 3D de température sans contact en vue de l'optimisation énergétique de ces torches.

La torche à plasma est un type de source qui génère de très hautes températures et flux et qui est essentiellement utilisée dans des applications de traitement de surface et du traitement ultime des déchets. Afin de réduire le coût énergétique de cette technologie, plusieurs industriels cherchent à optimiser le design des torches [1]. Leur optimisation nécessite - entre autre - la connaissance de sa température en tout point. Néanmoins, la mesure des hautes températures est difficilement accessible et nécessite généralement l'utilisation de techniques non-intrusives (sans contact) [2]. Par conséquent, les techniques radiométriques fournissent un moyen adéquat pour remédier à ce problème.

Les caméras IR mesurent des luminances qui résultent essentiellement du produit de l'émissivité du corps par sa température. Il est donc nécessaire de déterminer l'émissivité d'un corps afin d'accéder à sa température réelle [3]. Des mesures d'émissivité de flammes ont déjà été réalisées par Jir-Ming Char et al. [4] où il a été démontré que les flammes sont peu émissives. Dans le cadre d'une flamme bleue de brûleur dont la température atteint 1600°C , les auteurs ont mesuré des émissivités allant de 0,08 à 0,1. De plus il a été montré que l'émissivité varie spatialement.

Une méthode permettant de mesurer les hautes températures est présentée dans cet article, en s'appuyant sur la spectroscopie infraRouge (IR). Cette méthode est appliquée et validée à l'échelle du laboratoire sur des flammes générées par des brûleurs et sera par la suite transposée sur des torches à plasma. Elle nous permettra de remonter à l'émissivité de la flamme à l'aide de sa luminance mesurée par une caméra infraRouge afin d'accéder à sa vraie température.

4. Matériel et méthodes

4.1. Dispositif expérimental

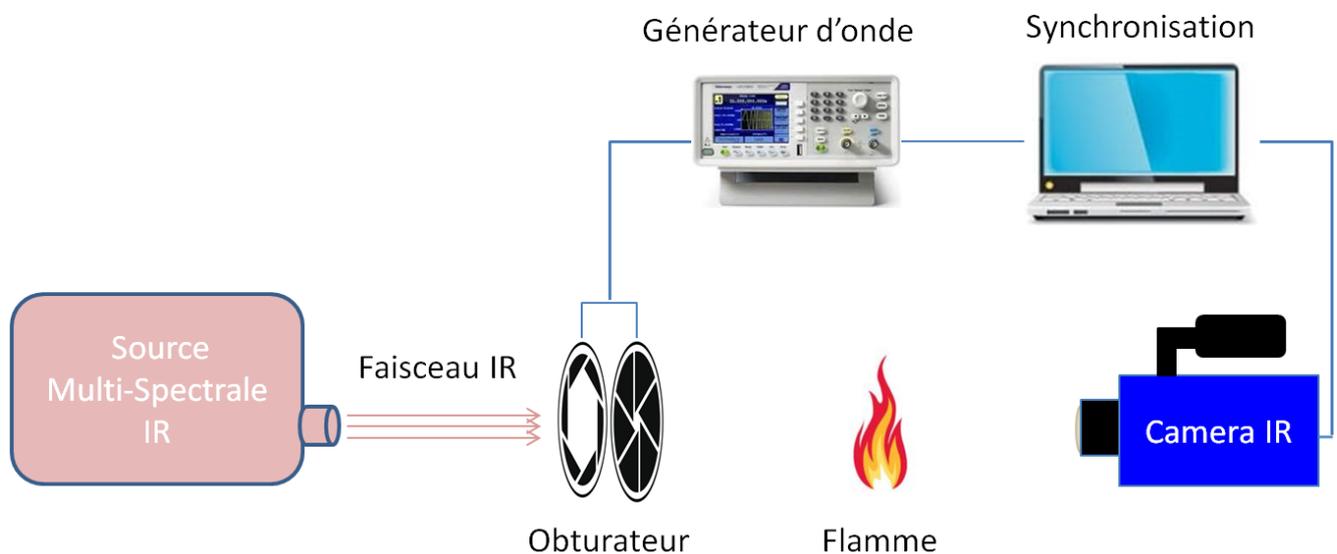


Figure 3: Description du montage expérimental

Le montage expérimental est décrit dans la figure 1. Une source infrarouge étendue, assimilable à un corps noir de 1450 K , délivre un faisceau infrarouge dans une large gamme $[1\ \mu\text{m} - 20\ \mu\text{m}]$. Le faisceau IR est collimaté et agrandi grâce à des optiques, et vient éclairer

un obturateur piloté par LabVIEW à l'aide d'un générateur d'onde. Le tout est synchronisé avec une caméra IR. La caméra utilisée est de type lointain infrarouge dans la gamme spectrale [7 μm – 11 μm]. L'intérêt de travailler dans cette gamme spectrale est d'éviter les effets de saturation à hautes températures qui peut s'expliquer par la loi de Planck. La caméra IR est utilisée avec une haute fréquences d'acquisitions de 125 Hz afin de pallier aux éventuelles fluctuations de la flamme due à des effets de turbulence qui naturellement les rendent instables [7]. La flamme dont on souhaite mesurer la température réelle est placée entre l'obturateur et la caméra IR. Dans notre étude, un bruleur qui délivre des flammes de températures comprises entre [700 K – 1600 K] est utilisé. L'idée est de faire un créneau par l'obturateur où il reste ouvert au front montant, et se referme complètement au front descendant, cette démarche nous permet d'obtenir un film où, au front montant, des images de l'émission thermique de la flamme et du faisceau IR sont acquises, et au front descendant, des images de l'émission thermique de la flamme seule sont acquises.

4.2. Méthode de mesure

La caméra infrarouge mesure des radiations qui sont proportionnelles à la luminance émise par un corps, cette luminance est reliée à la température et à l'émissivité de ce corps par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$L = \frac{\epsilon \sigma T^4}{\pi} \quad (2)$$

L'émissivité d'un corps se définit comme le rapport de sa luminance par celle du corps noir pris dans les mêmes conditions de température et pour les mêmes longueurs d'onde. Afin d'accéder à cette grandeur, deux hypothèses sont utilisées. La première, la flamme est considérée comme étant un corps semi-transparent [5], la conservation globale de l'énergie radiative dans les milieux semi-transparentes d'après la loi de Kirchhoff peut s'exprimer comme suit :

$$\tau + \alpha = 1 \quad \text{avec} \quad \rho = 0, \quad (3)$$

où :

$$\text{Réflectivité} : \rho = \frac{\text{énergie réfléchie}}{\text{énergie reçue}} = \frac{\phi_r}{\phi_i},$$

$$\text{Absorptivité} : \alpha = \frac{\text{énergie absorbée}}{\text{énergie reçue}} = \frac{\phi_a}{\phi_i},$$

$$\text{Transmissivité} : \tau = \frac{\text{énergie transmise}}{\text{énergie reçue}} = \frac{\phi_t}{\phi_i}.$$

La deuxième hypothèse est basée aussi sur la loi de Kirchhoff qui stipule qu'à l'équilibre thermique on a : $\alpha(\lambda) = \epsilon(\lambda)$. Cette hypothèse est applicable dans les flammes car l'équilibre thermique est considéré toujours atteint [6]. Afin d'accéder à l'empreinte spectroscopique de la flamme (énergie transmise), et de ce fait en déduire la Transmissivité (τ) de la flamme, une acquisition de trois images différentes est nécessaire : source IR de référence, source IR après sa traversée de la flamme et la flamme seule,.

Ces images sont dans le cas d'une source monochromatique :

Y_1 proportionnel à : $l_{(\lambda, T_L)}^0$ "source IR seule".

Y_2 proportionnel à : $l_{(\lambda, T_F)} + (1 - \alpha(\lambda))l_{(\lambda, T_L)}^0$ "source IR + émission propre de la flamme".

Y_3 proportionnel à : $l_{(\lambda, T_F)}$ "émission propre de la flamme seule".

Rappelons que :

T_L est la température du faisceau IR.

T_F est la température de la flamme.

les signaux Y permettent de calculer la transmissivité :

$$\tau(\lambda) = \frac{Y_2 - Y_3}{Y_1} = \frac{l_{(\lambda, T_F)} + (1 - \alpha(\lambda))l_{(\lambda, T_L)}^0 - l_{(\lambda, T_F)}}{l_{(\lambda, T_L)}^0} = 1 - \alpha(\lambda), \quad (4)$$

d'autre part, à l'équilibre thermique $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$, ce qui permet d'écrire :

$$\tau(\lambda) = 1 - \epsilon(\lambda) \quad \text{donc} \quad \epsilon(\lambda) = 1 - \tau(\lambda). \quad (5)$$

l'équation (4) nous permet de remonter à l'émissivité hémisphérique totale dans la gamme spectrale de la caméra IR [7 μm – 11 μm], elle définie comme suit :

$$\epsilon(T) = \frac{\int_{\lambda_1=7 \mu\text{m}}^{\lambda_2=11 \mu\text{m}} \epsilon(\lambda) d\phi_\lambda}{\int_{\lambda_1=7 \mu\text{m}}^{\lambda_2=11 \mu\text{m}} d\phi_\lambda} = \frac{l(T)}{l_{CN}^0(T)}. \quad (6)$$

4.3. Calibration de la caméra

La première étape préalable à toute mesure de température absolue, est de calibrer la caméra IR. Celle-ci nous fournit des images en DL (digital level) qui est une unité propre au constructeur et qui est différente de la luminance dont l'unité est le ($W.m^{-2}.sr^{-1}$). La calibration de la caméra s'effectue à l'aide d'un corps noir (CN) de chez "Prisma instruments" et dont l'émissivité est estimée avec une incertitude de 0.5% à $\epsilon_{CN} = 0.98$, la température du corps noir est réglable dans la gamme [773 K; 1473 K]. Chaque calibration est effectuée pour un temps d'intégration spécifique, pris dans notre cas à $TI = 20\mu\text{s}$. La fonction "f" est identifiée par régression linéaire, cette fonction est un polynôme d'ordre trois de sorte que :

$$T_{CN} = \epsilon_{CN} \cdot f(DL(T_{CN})). \quad (7)$$

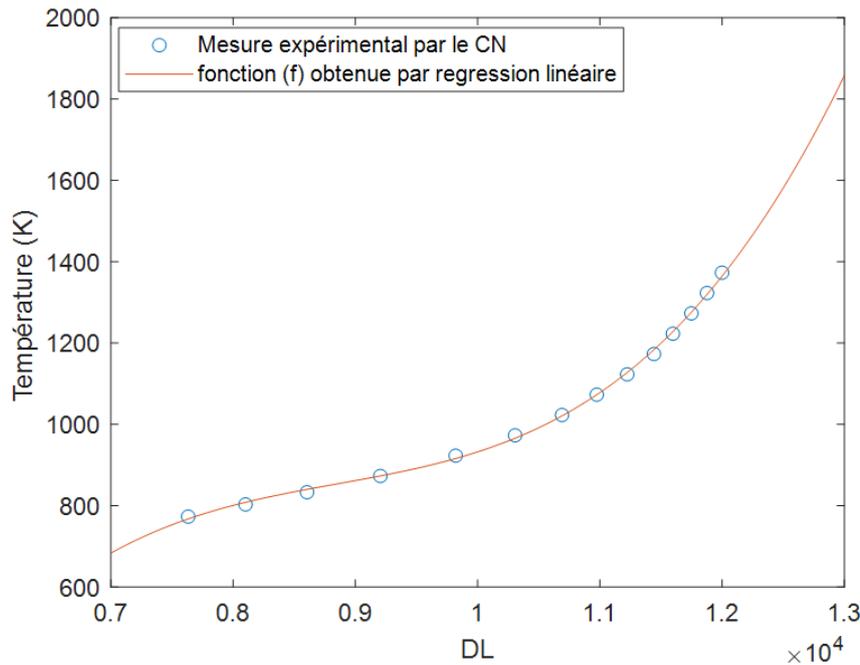


Figure 4: Calibration de la caméra IR par le CN à $TI = 20 \mu s$

Une fois la fonction (f) identifiée, la température peut se déduire comme suit :

$$DL_{i,j}^{\text{mesurés}} = \epsilon_{i,j}^{\text{flamme}} \cdot \frac{DL_{i,j}^{\text{flamme}}}{\epsilon_{i,j}^{\text{CN}}} \implies DL_{i,j}^{\text{flamme}} = \frac{\epsilon_{i,j}^{\text{CN}} \cdot DL_{i,j}^{\text{mesurés}}}{\epsilon_{i,j}^{\text{flamme}}} \quad (8)$$

Une fois que les "DL" exactes de la flamme sont obtenus, la température de la flamme est déduite grâce à l'équation (6). On en déduit de ce fait que le corps noir nous permet de calibrer la caméra IR pour des mesures de températures comprises entre 770 K et 1370 K.

5. Résultats et discussions

5.1. Mesure de l'émissivité de la flamme

La Figure 3(a) montre l'image de la source IR pour un temps d'intégration de ($TI = 20 \mu s$), l'intensité du faisceau atteint environ 300 DL. Les résultats ne sont analysés que dans le périmètre du faisceau IR. Les figures 3(c) et 3(b) montrent respectivement l'émission propre d'une flamme émise par un brûleur sans et avec la source IR. Une partie de la buse métallique par laquelle les gaz sont éjectés est visible sur la Figure 3(c). La figure 3(d) montre la cartographie de transmissivité (τ) de la flamme obtenue en s'appuyant sur l'équation (4). La transmissivité varie entre 0,5 et 0,85.

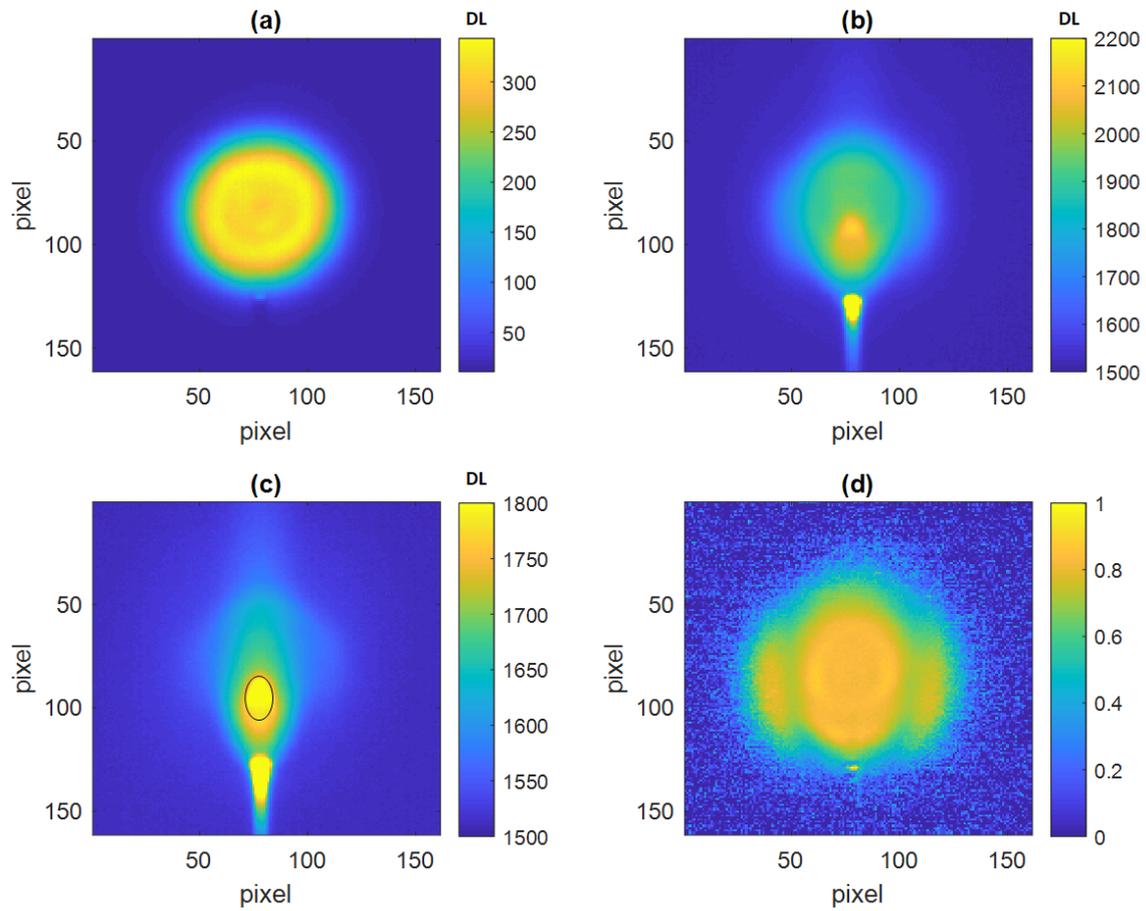


Figure 5: (a)- Source IR seul (Y_1), (b)- Source IR + emission propre de la flamme (Y_2), (c)- Emission propre de la flamme (Y_3), (d)- Transmissivité (τ)

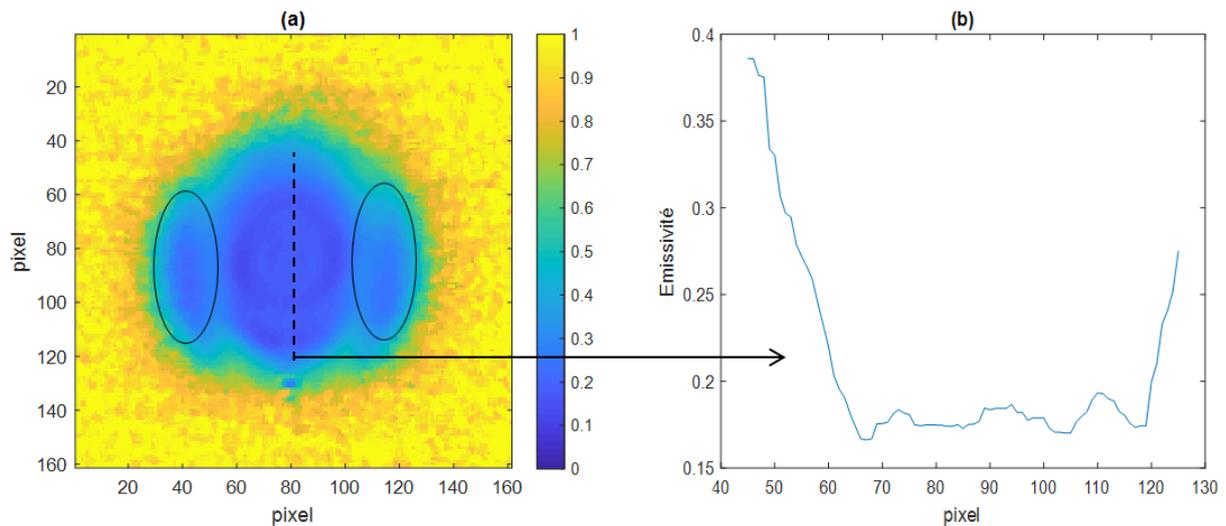


Figure 6: (a)- Cartographie de l'émissivité de la flamme, (b)- Tracé de la coupe longitudinal de l'émissivité de la flamme

La figure 4(a) montre la cartographie de l'émissivité de la flamme. Une tâche centrale qui

fait la taille de la flamme, ainsi que deux lobes (entourés par des ellipses) plus petits autour de cette tâche sont visibles sur cette figure. L'émissivité est déduite à partir de la transmissivité en utilisant l'équation (5). Elle varie entre 0,15 et 0,5. Sur la figure 4(b), l'émissivité varie légèrement le long de la flamme (entre le pixel "65" et le pixel "120"), mais cela va avoir au contraire une influence importante sur la correction de la température. De ce fait le cœur centrale de la flamme, qui correspond à la partie la plus chaude sur la figure 3(c), possède une émissivité inférieure au reste de la flamme. Cela veut dire que la caméra mesure une température inférieure à la réalité, d'où la nécessité de mesurer précisément l'émissivité. nous pouvons en conclure que les flammes sont peu émissives (autour de 0,15 dans notre cas). Ceci est en adéquation avec les résultats de Jir-Ming Char [4].

5.2. Mesure de la température absolue de la flamme

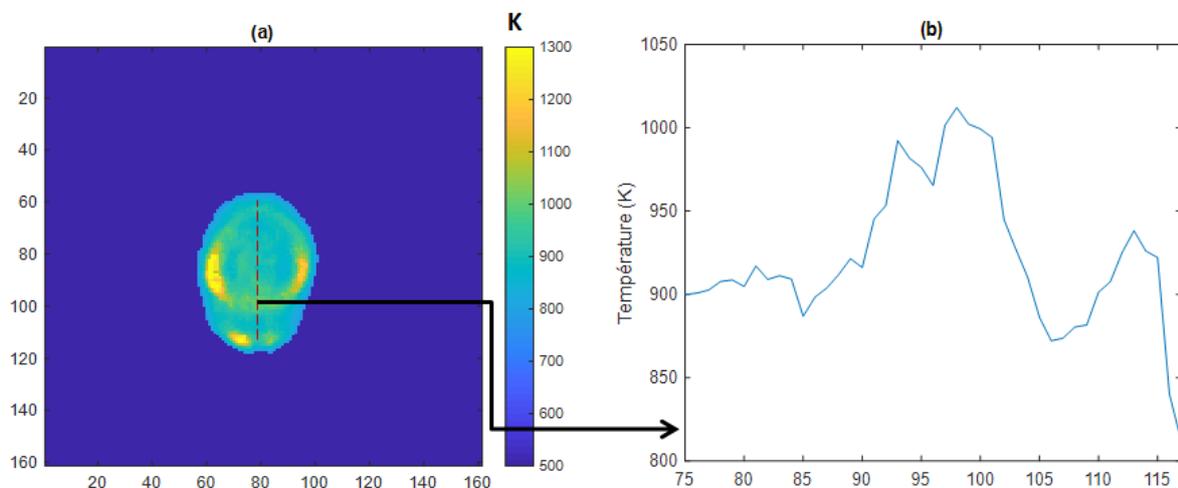


Figure 7: (a)- Température réelle de la flamme, (b)- Tracé de la coupe longitudinale de la température réelle de la flamme

La figure 5(a) montre la température réelle absolue de la flamme qui varie entre 850 K et 1300 K. La forme initiale de la flamme vue par la caméra (figure 3(c)) n'est plus visible sur cette image. Ceci s'explique par le fait que l'émissivité est variable spatialement dans la flamme. La figure 5(b) présente le profil de température le long de la ligne en pointillés de la figure 5(a). Le profil de température varie le long de la flamme : elle augmente à la sortie de la buse métallique jusqu'à atteindre un premier pic (du pixel "117" au pixel "113"). Elle diminue ensuite pour augmenter de nouveau jusqu'à atteindre le maximum de température (pixel "98") qui correspond au centre de la surface la plus chaude que voit la caméra et qui est indiqué par un cercle sur la figure 3(c). Puis elle diminue de nouveau à mesure que l'on s'éloigne du centre de la flamme.

6. Conclusion et perspectives

Une technique permettant de remonter à la température des flammes sans contact reposant sur la spectroscopie infraRouge à été présentée dans ces travaux. Elle permet grâce à trois acquisitions par caméra infraRouge d'accéder à l'empreinte spectroscopique de la flamme, de calculer sa transmissivité, et d'en déduire son émissivité afin de remonter de à la température réelle absolue de la flamme.

Cette technique a été développée afin de mesurer la température des torches à plasma qui atteignent 5000 K, ce qui aura pour conséquence des variations plus importantes en émissivité. Cette technique a été dans un premier temps validée à l'échelle du laboratoire sur des brûleurs et sera par la suite transposée pour les torches à plasma.

Références

- [1] J-Laurent Gardareina Jean-Luc Battaglia Stefan Lohle Pierre Jullien Bruno Van Ootegem Jacques Couzi Jean-Pierre Lasserre, Miniaturized heat flux sensor for high enthalpy plasmaflow characterization, *Inverse Problems in Science and Engineering*, 2013.
- [2] M. Romano M. Ryu J. Morikawa J. Batsale and C. Pradere, Simultaneous microscopic measurements of thermal and spectroscopic fields of a phase change material, *Infrared Physics and Technology*, 2016.
- [3] H. Philippe J. Cedelle I. Negreanu, Infrared Technique for Simultaneous Determination of Temperature and Emissivity, *Infrared Physics and Technology*, vol 55.2012.
- [4] Jir-Ming Char and Jun-Hsien Yeh , The Measurement of Open Propane Flame Temperature Using Infrared Technique , *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1996.
- [5] Eulalia Planas-Cuchi, Josep M^a Chatris, Carlos Lopez and Josep Arnaldos, Determination of Flame Emissivity in Hydrocarbon Pool Fires Using Infrared Thermography, *Fire Technology*, 39, 261–273, 2003.
- [6] André MOUTET, Jean CRABOL, Lionel NADAUD, Température des gaz et des flames, *Techniques de l'ingénieur*, 1974.
- [7] S. Nechipurenko, T. Miroshnichenko, N. Pestovskii, S. Tskhai, B. Kichatov, V. Gubernov, V. Bykov, U. Maas, Experimental observation of diffusive-thermal oscillations of burner stabilized methane-air flames, *Combustion and Flame*, 2016.

Thème 6

Micro et nanothermique

The effect of sharp-edge acoustic streaming on mixing in a microchannel	273
Validité du modèle macroscopique de saut du flux de chaleur conductif à la paroi pour un écoulement de gaz dans une micro-conduite	283

The effect of sharp-edge acoustic streaming on mixing in a microchannel

Chuanyu ZHANG¹, Xiaofeng GUO^{1,2*}, Philippe BRUNET³, Laurent ROYON¹

¹ Université de Paris, LIED, UMR 8236, CNRS, F-75013, Paris, France.

² Université Gustave Eiffel, ESIEE Paris, F-93162, Noisy le Grand, France.

³ Université de Paris, MSC, UMR 7057, CNRS, F-75013, Paris, France.

* Corresponding author: xiaofeng.guo@esiee.fr

Abstract - Strong Acoustic Streaming (AS) in a liquid can be generated near sharp-edge structures inside a microchannel. In this study, an experimental setup containing a Y-mixer and a sharp-edge patterned microchannel excited by a piezo-transducer is built. Based on visualisation and Iodide-Iodate Reactions, both macro- and micro-mixing performance are investigated. Results show that acoustic streaming allows a decrease of micromixing time from 0.3 s to 0.04 s. Meanwhile, the mixing enhancement by AS is very sensitive to the channel throughput, as the residence time becomes shorter at higher flowrates.

Keywords: Acoustic Streaming; Micromixer; Process Intensification; Macro-mixing; Micro-mixing.

Nomenclature

V_i	input voltage to piezoelectric transducer	X_S	Segregation Index
v_s	streaming velocity	t_m	Micromixing time
v_w	acoustic vibration velocity	<i>Greek symbols</i>	
f	frequency	α	tip angle of the sharp edge
r_c	curvature radius	α_v	volumetric flow rate ratio between two inlets
Q_c	channel throughput	δ	acoustic boundary layer
w	width of channel		

1. Introduction

Acoustic streaming (AS), which is the steady time-averaged flow generated by acoustic fields, was first observed more than a century ago. From the perspective of energy conversion, the streaming phenomenon originates from the dissipation of the acoustic energy due to the viscosity of the fluid. Recently, strong streaming flow around sharp structures actuated by kHz level acoustic vibration has been observed [1, 2, 3]. Thanks to its non-invasive nature, powerful disturbances within a laminar flow together with low-cost equipment requirement, such a sound-driven steady flow has promising potential applications in Process Intensification (PI), for example the mixing of two or several fluids in continuous mode, or heat convection enhancement.

The principal advantage of low-frequency sharp-edge AS is its low power input, avoiding local heating effect from piezoelectric actuators. Comparatively, common acoustic streaming is less efficient, for example those generated in Kundt's tubes using kHz-range acoustic forcing [4], or in microfluidic channels using transducers in pairs or with reflectors in order to realize a condition of resonance. In the latter situation, the acoustic wavelength has to be of the same order as the channel width, which imposes a frequency in the MHz range. Conversely, strong streaming around a sharp edge can be easily induced by low-cost piezo-transducers with frequencies of a few kHz or lower. Contrary to MHz-range transducers, in this situation the

wavelength of the audible acoustic wave at several kHz ($\lambda \approx 0.5$ m) is much larger than the characteristic dimensions of microfluidic devices (typically lower than 1 mm), which means the acoustic vibration within the fluid is homogeneous in amplitude and has the same phase everywhere. Moreover, the phenomena of acoustic and fluid mechanics are highly coupled, making studies of sharp-edge AS challenging.

2. Theoretical background

2.1. Origin of Acoustic Streaming around sharp edge

The sharp-edge AS in this study uses acoustic wavelength $\lambda_c = c/f$, of the order of one or a few meters, hence much larger than the characteristic flow dimensions, as the height of the sharp edge or width of the channel is typically smaller than 1 mm). Both acoustic and streaming velocities being much lower than the sound speed ($c=1430$ m/s in water), the flow in the present study can thus be treated as incompressible. In the classical analytical treatment of streaming, the time-averaged Navier-Stokes and the mass conservation equations in Eq.1 and Eq.2 [1], include a first-order, time-dependent acoustic velocity v_ω and a second-order mean flow (streaming velocity) v_s :

$$(v_s \cdot \nabla)v_s = -\frac{1}{\rho}\nabla p_s - F_s + \nu\nabla^2 v_s \quad (1)$$

$$\nabla \cdot v_s = 0 \quad (2)$$

Here, $F_s = \frac{1}{2}Re[(v_\omega \cdot \nabla)v_\omega^T]$ is the time averaged inertia term due to the first-order acoustic field, and is treated as a steady force term that can induce the second-order steady streaming flow.

From the form of F_s , it is clear that a homogeneous acoustic field cannot generate any streaming flow, as the effective force would be null. However, the sharp tip structures (Fig.1 (a)) with strong local curvature on the channel walls induce strong heterogeneity in the acoustic oscillating flow in the fluid. As sketched in Fig.1 (b), at a given time, the vibration of the fluid is uniformly distributed except for the local zone close to the sharp edge. More specifically, close to the tip, both the orientation of the acoustic field and the vibration amplitude provide favorable conditions to induce an intense F_s very near the tip, via a centrifugal acceleration[2]. Far from the tip, the force is null or negligible. Therefore, the sharp edge induced non-uniformity of the acoustic field makes acoustic streaming at relatively low frequency (several kHz) possible (see Fig.1 (c) with acoustic OFF and Fig.1 (d) acoustic ON).

2.2. Iodide-Iodate reaction and Segregation Index

Competitive Iodide-Iodate reaction, also named the Villiermaux-Dushman method [5, 6], is employed to evaluate the micromixing performance of the microchannel with acoustic streaming. This reaction scheme is sensitive to mixing at the molecular scale and the detection of iodine (I_2) yield can allow a quantitative micromixing evaluation. This method is based on parallel reactions involving (a) neutralization of dihydroborate ions (R1, Eq.3):



and (b) a redox reaction (R2, Eq.4):



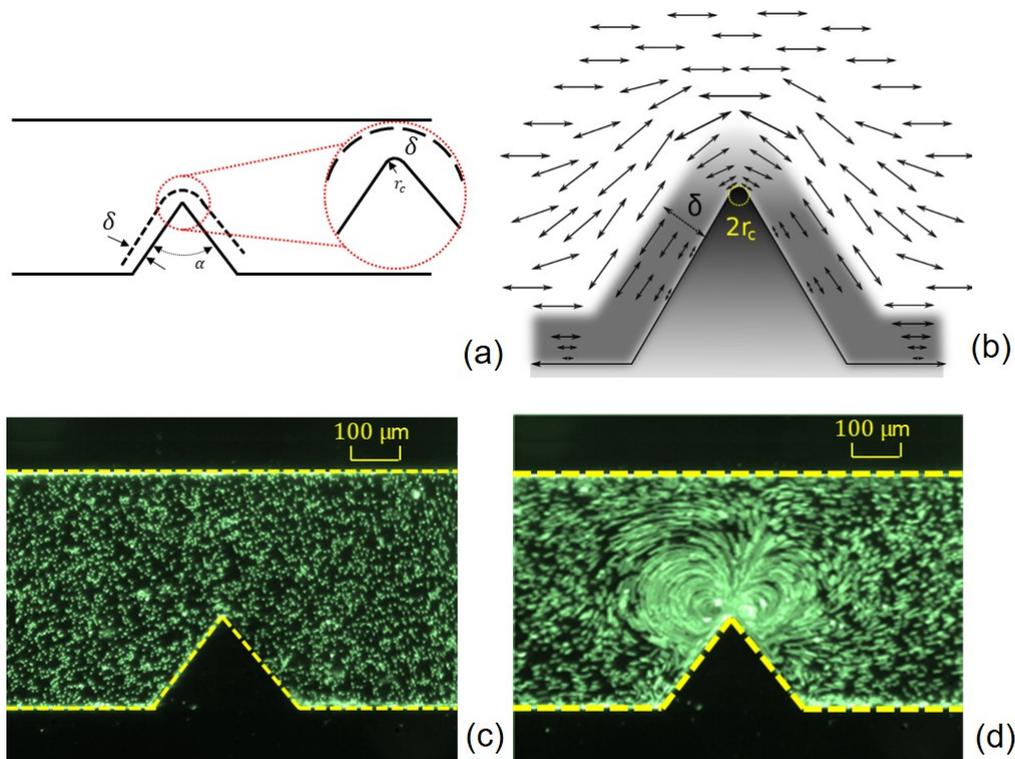


Figure 1 : Origin of the acoustic streaming around the sharp edge. (a) Sharp edge of angle α and curvature diameter $2r_c$ inside a channel, δ shows the boundary layer thickness; (b) Schematic explanation of the deformation of an acoustic field around the sharp edge; (c-d) Fluorescence visualisation of sharp-edge acoustic streaming (c) without and (d) with acoustic forcing. (Adapted from Zhang et al., 2019 [1])

Once iodine is produced due to bad mixing, an equilibrium is established between the iodine and the iodide ion that results in the formation of the tri-iodide ion, I_3^- , through R3 (Eq.5):



Reactions R1 and R3 are quasi-instantaneous; while R2 is very fast but slower by several orders of magnitude than R1 and R3. The production of tri-iodide ion, which is detectable by spectrophotometry, is thus considered as a chemical probe to assess the micromixing rapidness.

Fig.2(c) describes the competing reaction mechanism in the case of a Y-mixer with two inlets (solution 1 and solution 2, with the same volumic flow rate). The concentration of H^+ in solution 1 being equivalent or lower than that of H_2BO_3^- , all H^+ is consumed by H_2BO_3^- by the rapid reaction R1 as long as the micromixing process is fast. This results in no iodine formation. On the other hand, iodine formation occurs under a bad mixing conditions, which can be attributed to a local excess of H^+ , not only being consumed by reaction R1, but also taking part in the reaction R2, followed by R3. The amount (concentration in the product) of I_3^- is thus positively related to the micromixing time.

As a quantitative indicator in the Iodide-Iodate reactions scheme, Segregation Index X_S is usually employed to characterize the mixing effectiveness through a microchannel. It is defined by:

$$X_S = \frac{Y}{Y_{ST}} \quad (6)$$

which means the X_S is the ratio of iodine yield (Y) in a test by the maximum yield of iodine (Y_{ST}) in the case of worst mixing performance, namely total segregation. In the latter case, the reactions R1 and R2 appear as quasi-instantaneous compared to mixing time (supposed to be infinitely long). Thus, for perfect micromixing, $X_S = 0$ and for total segregation $X_S = 1$. Partial segregation follows the definition $X_S = Y/Y_{ST}$ and it results in a value between 0 and 1. Calculation of Y and Y_{ST} from the concentration of reactants as well as that of the tri-iodide yield is described in detail in [7].

2.3. Interaction by Exchange with the Mean

Interaction by Exchange with the Mean (IEM) model is usually used to build up the relation between Segregation Index and micromixing time. The IEM allows the estimation of the micromixing time [7, 8], and makes them independent of the concentration choice of reactants. The comparison of mixing evaluation results is thus possible. One pre-requisite of using IEM model is that the residence time of the two solutions from the initial contact and along flow direction being the same. Our sharp edge Y-mixer satisfies this requirement. Besides, another assumption in this model is that exchange of ions between two solutions occurs at a same constant in term of micromixing time t_m , which is generally true for microchannel continuous mixers.

At every time step, IEM considers concentration of each solution evolves separately and is governed by the following equations:

$$\frac{dC_{k,1}}{dt} = \frac{\bar{C} - C_{K,1}}{t_m} + R_{k,1} \quad (7)$$

$$\frac{dC_{k,2}}{dt} = \frac{\bar{C} - C_{K,2}}{t_m} + R_{k,2} \quad (8)$$

$$\bar{C} = \alpha_v C_{k,1} + (1 - \alpha_v) C_{k,2}, \quad (9)$$

where $C_{k,1,2}$ represents the concentration for species k in solution 1 and 2, mol/L; t_m is the exchange time constant, considered as the micromixing time, s ; $R_{k,1,2}$ denotes the change rate of the concentration for species k in solution 1 and 2, $mol/(L \cdot s)$; α_v the volume flow proportion of solution 1, in our case $\alpha_v = 0.5$.

With a presumed t_m and known initial concentrations of ions, the differential equations can be numerically integrated based on methods such as the second order Runge-Kutta method, to resolve the final concentration $C_{I_3^-}$ thus the X_S . For each step, concentrations and their corresponding mean values, kinetic data are updated by the results from the previous step. The iteration process moves forward step by step until the concentration of H^+ in the solution decrease under a critically low value ($10^{-9} mol/L$ in this study). After, the H^+ is considered to approach zero and the reactions terminates. With $C_{I_3^-}$, X_S can be calculated accordingly. An algorithm has been built in Matlab to link the segregation index with micromixing time in a large range. Its procedure and the resulting relation between X_S and t_m under the concentration condition are shown in Fig.3. As a result, for each micromixing tests, the segregation index and the corresponding micromixing time can be quantified.

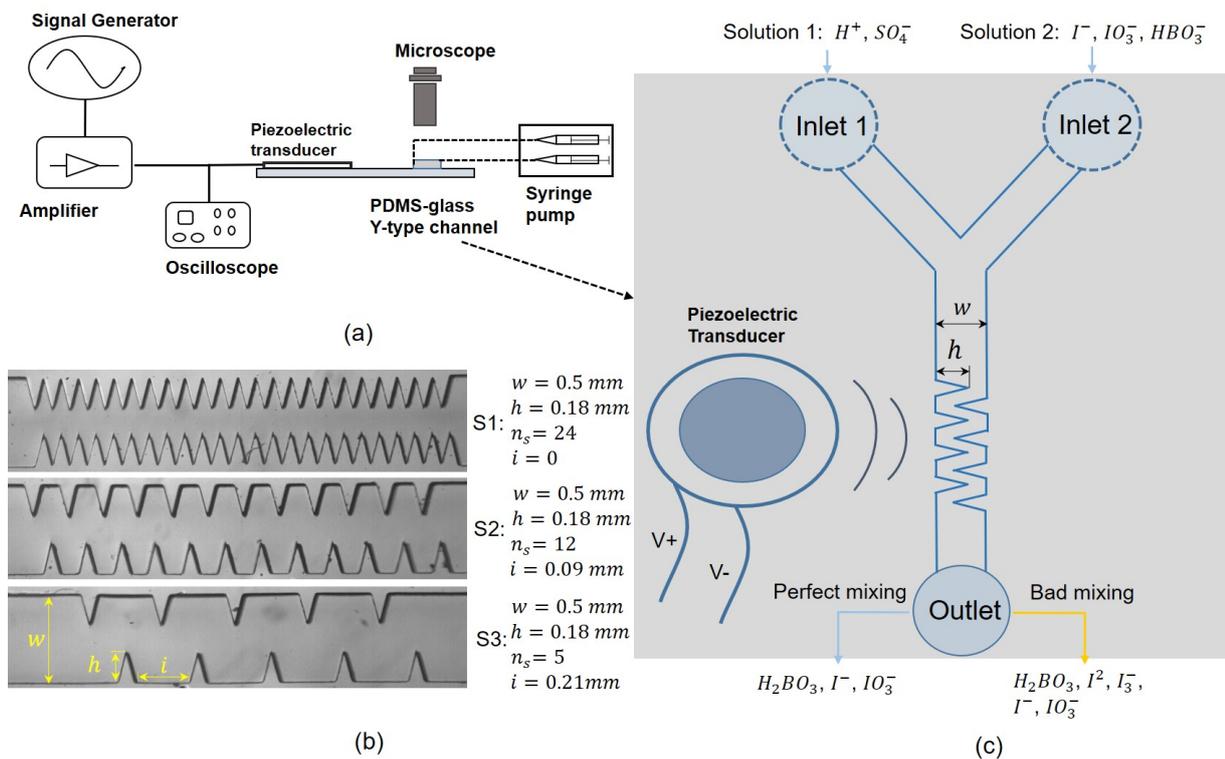


Figure 2 : Schematic of the experiment in this study: (a) experimental setup; (b) 3 different geometry structures tested, n_s number of sharp edges on each side (c) Iodide-Iodate reaction within the microchannel

3. Experiment setup and test procedure

3.1. Experiment setup

3.1.1. Y-type micromixer with piezoelectric transducer

A Y-shape mixer made of (Polydimethylsiloxane, PDMS) contains a Y-mixer and a channel with sharp-edge patterns. The preparation process using 2D photo-lithography on a wafer has been documented in our previous study, see Zhang et al. [1]. The PDMS microchannel is then sealed and stuck on a glass slide by oxygen plasma treatment. Three models (S1, S2, S3) are fabricated and their main geometrical dimensions are detailed in Fig.2 (b-c). Only the channel section with sharp edge patterns is shown, the Y-mixer being identical for all three models. To provide an acoustic field at a frequency range between 2 and 3 kHz, a piezoelectric transducer is stuck next to the channel on the glass slide. Streaming is then generated and characterized under various acoustic/flow conditions.

The experimental setup is shown in Fig.2 (a). The platform is composed of a syringe pump (Newtown Company & Co) allowing the injection of fluid from two syringes, under well-controlled flow-rate through the channel and via the two inlets. A function generator (Model 33220A Arbitrary waveform generator, Agilent) with a home-made adjustable power amplifier provides signal supply to the piezoelectric transducer (Model ABT-455-RC, RS Components). The transducer is glued on the glass microscope slide through which visualization is achieved by a binocular microscope together with a fast camera (MotionBLITZ Cube4, Mikrotron). The

piezoelectric transducer (diameter 35 mm and height 0.51 mm) delivers acoustic vibrations to the glass slide and to the whole channel stuck onto it, at various resonance frequencies from about 1 kHz up to 40 kHz. We chose to operate at one of these resonance peaks f , namely that at $f=2.5$ kHz. It turns out that the best operating conditions in terms of streaming flow were obtained at this frequency.

3.2. Experimental procedure

For the Iodide-Iodate reaction protocol, a spectrophotometer (Jenway 7310) is used to measure the concentration of the I_3^- in the final solution. To adapt to the small throughput of the microchannel ($Q_c=0$ to $24 \mu\text{L}/\text{min}$), we use a high-precision ultra micro-cuvette (Hellma, QS105 model, $50 \mu\text{L}$, light path 10 mm) to collect the solution after the reaction in the microchannel. During the experiments, the cuvette is directly connected to the pipe out from the microchannel. And the measurement of the concentration is conducted as soon as the z-height is fully immersed by the effluents. To quantitatively analyze the micromixing process, Segregation Index and Micromixing time are determined through the IEM model. For each test, the concentration of I_3^- , measured by spectrophotometry, allows to determine Segregation Index and Micromixing time. The relation between X_S and t_m at given reactant concentrations is shown later.

Besides the micromixing evaluation, visualisation of the macromixing between two fluids of different colors also helps tracing the mixing process. One fluid is formed by adding the blue dye into deionized water, while another one is pure colorless deionized water. The mixing processes of such two fluids in microchannel S2 are observed with the voltages from 10V to 40V.

3.3. Reactants and IEM modelling

The concentration of reactants are shown in Tab.1. It is obtained by trial and error since the appropriate concentration should give a concentration of I_3^- which drops in the range of the spectrophotometry (i.e., OD should fall between 0.1 and 3).

	$[H^+]$	$[KI]$	$[KIO_3]$	$[NaOH]$	$[H_3BO_3]$
C [mol/L]	0.03	0.016	0.003	0.045	0.045

Table 1 : Concentration set to be used to characterize the mixing process

Micromixing time t_m estimation characterizes the quality of micromixing process, which can be compared even if the test is done with different initial concentration conditions. Repeating the code described in Section 2.3. *Interaction by Exchange with the Mean* with different presumed t_m , the corresponding X_S can be obtained. Figure 3 shows the relation between X_S and t_m under the concentration conditions in this study.

4. Results and discussions

4.1. Acoustic streaming assisted macromixing

Streaming flow appears near multiple sharp edges once the piezoelectric transducer is activated, as shown in the Fig. 4(a), which confirms our previous visualization results performed

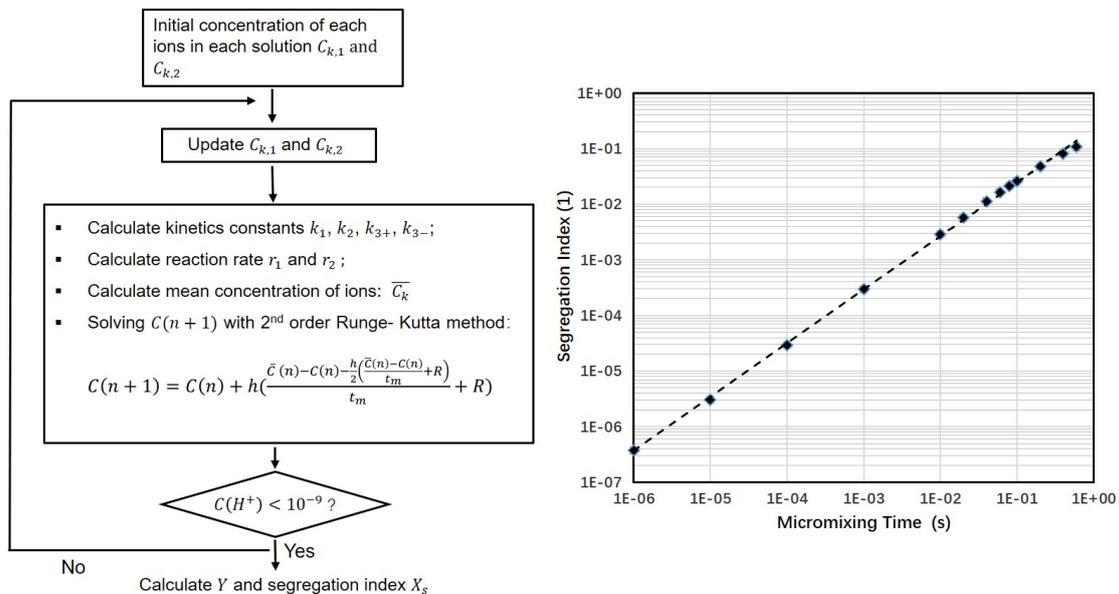


Figure 3 : Step of algorithm for IEM and relation between X_S and t_m

to one single sharp edge (Fig.1(c)). These streamline are obtained by the tack of images taken at zero flowrate condition. It shows that fluid near the wall is jetted to the middle area of the microchannel while the previous fluid there is pushed back to the area between two edge structures. Exchange between different areas is achieved by such acoustic streaming flow, which becomes a potential to reshape the interface line between two miscible flow and accelerate the mixing process between them. Figures 4 (b-f) illustrate the fluid mixing enhancement by acoustic streaming at different intensities. The two fluids, discerned by dark and transparent colors, are fed through the two inlets through the Y-mixer. Inside the sharp-edge microchannel, as the voltages increase from the 10V to 40V, the interface turns from an approximately horizontal line (totally separated) to be irregular and blurred. When we focus on the first sharp edge (at the downside of the channel) encountered by incoming fluid, it is clear that at 30V or 40V, the dark fluid from the upside is sucked to the area near the tip and then jetted back to the middle area. In such situations, the contact between the two fluids strongly increases as soon as entering the sharp-edges area. Meanwhile, with higher voltages, the interface quickly blurs and disappears after several sharp edges. From the macroscopic perspective, the two fluids rapidly mix into each other while passing through the sharp-edges AS area.

4.2. X_S and t_m with different Q_c and structures

Figure 5 and Figure 6 show values of X_S (left axis) and t_m (right axis) according to input voltages (thus magnitude of acoustic vibration), respectively from the three sharp-edge structures (S1/S2/S3) and flow-rate Q_c . Firstly, as input voltage increase, X_S and t_m decrease quickly, which means much better performance of mixing process is achieved. Taking S2 as an example, under acoustic streaming excitation, the segregation index decreases sharply from 0.06 (10 V) to 0.01 (40 V, good mixing). Micromixing time based on IEM decreases by a factor of 10: from 0.3s (10 V) to 0.04s with strong acoustic vibration (40 V). This trend corresponds to the macromixing images shown in Fig.4, namely with higher input voltage, interface between two different fluids is extended and mixing process at microscopic level is shortened. In terms of different sharp-edge structure S1/S2/S3, their influences on mixing have no obvious difference

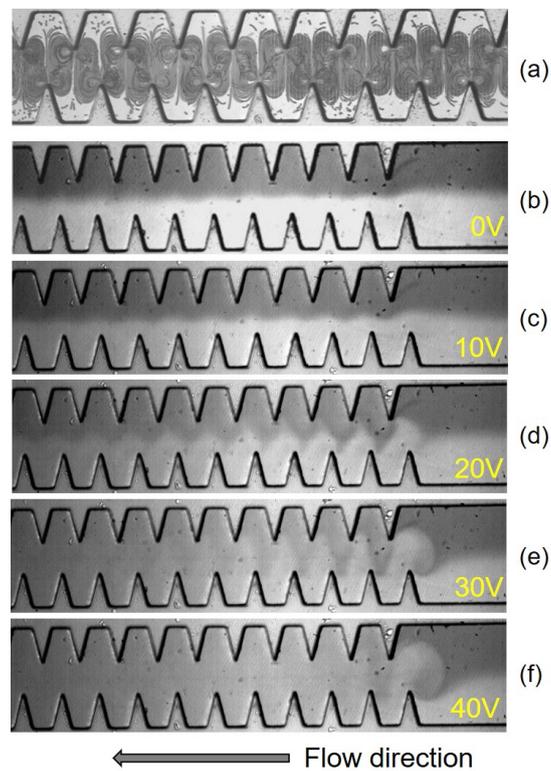


Figure 4 : Mixing process intensified by different voltages between two miscible fluids (water, water with blue dye) using micromixer S2. (a): Acoustic streaming tracing from fluorescence particles tracking, at zero flowrate; (b): Static mixing effect without acoustic streaming, (0 V) and (c-f) Active mixing enhancement with acoustic streaming of different intensities (10-40 V). Flow from left to right, $Q_s = 4 \mu\text{L}/\text{min}$.

at high input voltage while show distinct performance at low input voltage. The strength of more sharp edges inside the microchannel become prominent because of the weakness of single sharp structure at low input voltage.

Another influential factor is the flowrate Q_c . As shown in Fig.6, lower Q_c through the microchannel corresponds to smaller X_S and t_m . This results are in accordance with our previous study, namely the vortex formed by acoustic streaming near the sharp edge structure is sensitive to the throughput. This means, as throughput enlarges, the disturbance by streaming flow into the main flow decays quickly and results in worse mixing performance. Similarly, the differences of values of X_S and t_m with different throughput are significant. Under weak acoustic field and high throughput, the mixing improvement becomes weak or even negligible.

5. Conclusion

Acoustic streaming appears near multiple sharp-edges under low-frequency acoustic wave excitation. The disturbance by the streaming flow can accelerate the mixing process between two miscible flows. With a given microchannel, mixing performance depends on the input voltage V_i , geometrical density of the sharp edge structures and throughput Q_c . With V_i increasing from 10V to 40V, X_S and t_m decrease from 0.06 to 0.01 and 0.3 s to 0.04 s respectively, achieving much better micromixing performance. In addition, the acoustic intensity (represented by input voltage V_i) seems to be the most significant influential parameter. At low acoustic in-

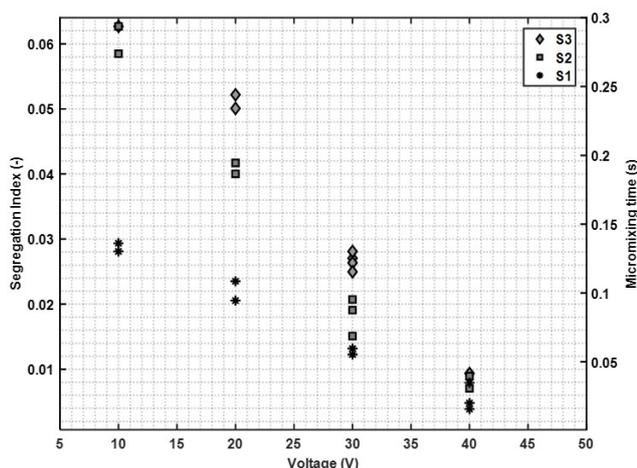


Figure 5 : Segregation Index X_S and micromixing time t_m with different structures

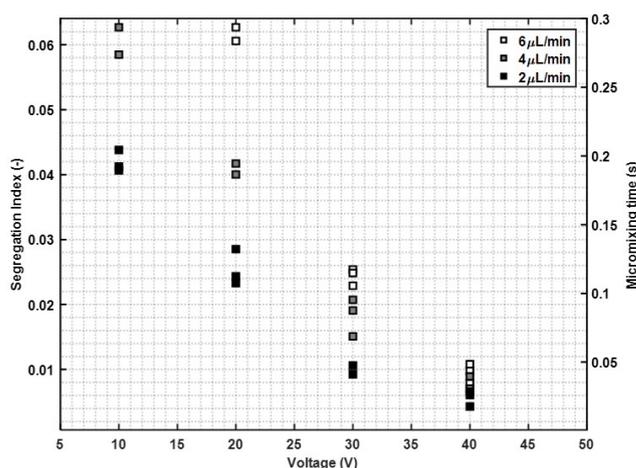


Figure 6: Improvement of X_S and t_m depends on the channel throughputs Q_s

tensity V_i (10V), more sharp edges and lower throughput Q_c are required to achieve low X_S and short t_m . At higher acoustic intensities (V_i at 40V), however, all three micromixers give satisfactory micromixing effect.

References

- [1] Zhang Chuanyu, Guo Xiaofeng, Brunet Philippe, Royon Laurent, Acoustic streaming near a sharp structure and its mixing performance characterization, *Microfluidics and Nanofluidics.*, 104 (2019) 1613-4982.
- [2] Ovchinnikov Mikhail, Zhou Jianbo, Yalamanchili Satish, Acoustic streaming of a sharp edge, *The Journal of the Acoustical Society of America.*, 136 (2014) 22-29.
- [3] Huang Po Hsun, Huang Po Hsun, Xie Yuliang, Ahmed Daniel, Rufo Joseph, Nama Nitesh, Chen Yuchao, Chan Chung Yu, Huang, Tony Jun An acoustofluidic micromixer based on oscillating side-wall sharp-edges, *Lab on a Chip.*, 13 (2013) 3847-3852.
- [4] Boluriaan Said, Morris Philip J. Acoustic Streaming: From Rayleigh to Today. *Int. J. Aeroacoustics*, 2003, 2, 255–292.
- [5] Fournier M. C., Falk L. Villermaux J., A new parallel competing reaction system for assessing micromixing efficiency - Experimental approach, *Chemical Engineering Science.*, 51 (1996) 5053-5064.
- [6] Commenge Jean-Marc, Falk Laurent, Villermaux–Dushman protocol for experimental characterization of micromixers, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification.*, 50 (2011) 979-990.
- [7] Guo Xiaofeng, Fan Yilin, Luo Lingai, Mixing performance assessment of a multi-channel mini heat exchanger reactor with arborescent distributor and collector, *Chemical Engineering Journal.*, 227 (2013) 116-127.
- [8] Villermaux Jacques, Falk Laurent, A generalized mixing model for initial contacting of reactive fluids, *Chemical Engineering Science.*, 49 (1994) 5127-5140.

Acknowledgements

We would like to acknowledge the funding support from the CSC (China Scholarship Council).

Validité du modèle de saut du flux de conduction à la paroi pour un écoulement de gaz dans une micro-conduite

Jump model validity of the conductive heat flux at the wall for a gas flow in micro-channel

Dahia CHIBOUTI*, Benoît TROUETTE, Eric CHÉNIER

Univ Gustave Eiffel, CNRS, MSME UMR 8208, F-77454 Marne-la-Vallée, France.

*(auteur correspondant : dahia.chibouti@u-pem.fr)

Résumé - Dans les écoulements de gaz en micro-conduites, des conditions aux limites de glissement dynamique et de saut de température doivent être utilisées pour tenir compte du déséquilibre thermodynamique local rencontré au voisinage des interfaces fluide/solide. Dans ce travail, nous montrons par dynamique moléculaire qu'il existe également un saut dans le flux de chaleur de conduction, conformément aux travaux précurseurs de Maslen [1].

Mots-clés : Transferts thermiques ; Micro-conduite ; Microfluidique ; Gaz raréfié ; Glissement.

Abstract - In micro-channel gas flows, velocity slip and temperature jump must be applied at the fluid/solid interface for accounting to the thermodynamic non-equilibrium in the vicinity of the wall. In this work, simulations at molecular scale have been carried out and show a jump in the conductive heat flux, in agreement with Malsen's work [1].

Keywords: Heat transfer; Micro-channel; Microfluidics; Rarefied gas; Slip flow.

Nomenclature

Symboles romains

\mathbf{f}	vecteur force, N
h	enthalpie massique, J/kg
k	conductivité thermique, W/m/K
m	masse, kg
\mathbf{r}	vecteur position, m
$\dot{\mathbf{r}}$	vecteur vitesse, m/s
$\ddot{\mathbf{r}}$	vecteur accélération, m/s ²
r_c	rayon de coupure, m
\mathbf{q}	flux de chaleur, W/m ²
T	température, K
t	temps, s
U	potentiel, J
\mathbf{u}	vecteur vitesse macroscopique, m/s

Symboles grecs

Δt	pas de temps, s
ε	énergie minimale, J
λ	libre parcours moyen, m
ρ	masse volumique, kg/m ³
σ	diamètre atomique, m
$\bar{\tau}$	tenseur de contrainte, N/m ²
μ	viscosité dynamique, kg/m/s

Indices et exposants

x, y, z	directions de l'espace
i, j	particules
α, β	nature des particules
s	solide
f	fluide

1. Introduction

Dans les systèmes de taille micrométrique, le nombre de Knudsen $Kn = \lambda/L$, défini comme le rapport entre la distance moyenne λ parcourue par les molécules du gaz entre deux collisions et la longueur caractéristique L de l'écoulement, permet de mesurer le niveau de raréfaction du milieu fluide. Pour Kn suffisamment petit, généralement $Kn < 0,001$, l'écoulement fluide peut être complètement modélisé par un milieu continu. Pour $0,001 < Kn < 0,1$, l'équilibre thermodynamique du gaz au voisinage des parois (dans la couche de Knudsen) n'est plus vérifié. La continuité de la vitesse et de la température du gaz à l'interface avec le solide n'est plus valable et il faut recourir à des modèles basés sur les échelles moléculaires pour traduire le glissement du fluide ainsi que le saut de température.

Alors que les discontinuités portant sur la vitesse et la température sont très largement admises et utilisées dans la communauté "microfluidique gazeuse", l'acceptation et la prise en compte d'une condition de saut de flux de chaleur par conduction sont plus variables. En effet, bien qu'introduite en 1958 par Maslen [1], cette discontinuité du flux de chaleur a depuis lors été souvent négligée ou mal comprise, y compris dans des études récentes. En s'appuyant sur les travaux de Hong et Asako [2] et le principe de conservation du flux total d'énergie, Nicolas *et al.* [3] ont retrouvé la condition de Maslen [1] qui traduit que le saut du flux de chaleur est égal à la densité surfacique de puissance produite par les contraintes visqueuses engendrées par le glissement du fluide à la paroi. Cependant, l'approche utilisée dans ces travaux est discutable car elle repose sur l'hypothèse de la mécanique des milieux continus qui n'est formellement plus applicable au voisinage de la paroi, c'est-à-dire dans la couche de Knudsen.

La présente contribution vise à vérifier si le modèle présenté récemment par Nicolas *et al.* [3], basé sur la condition de flux de Malsen [1] dans le cadre des milieux continus, est correct. Afin de s'affranchir d'une modélisation continue au voisinage des parois, pour laquelle l'équilibre thermodynamique n'est plus vérifié, des simulations à l'échelle moléculaire ont été effectuées.

2. Approche milieux continus

Considérons de l'argon sous forme gazeuse confiné entre deux murs parallèles de platine distants de H (Fig. 1). Le fluide est mis en mouvement sous l'action de la force extérieure

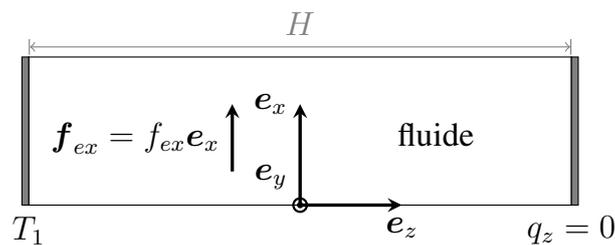


Figure 1 : Configuration du problème. Le mur de gauche est à une température T_1 et le mur de droite est adiabatique $q_z = 0$.

constante f_{ex} . Les parois des murs situées en $z = -H/2$ et $z = +H/2$ sont respectivement à la température T_1 et adiabatique $q_z = 0$. Du point de vue des milieux continus, le flux total d'énergie $\mathbf{q}_{tot}^{(mmc)}$ se divise en trois contributions [3] :

$$\mathbf{q}_{tot}^{(mmc)} = \mathbf{q}_k + \mathbf{q}_\mu + \mathbf{q}_h = -k_f \nabla T - (\bar{\bar{\tau}} \cdot \mathbf{u}) + \rho h \mathbf{u} \quad (1)$$

où $\mathbf{q}_k = -k_f \nabla T$ est le flux de chaleur de conduction, $\mathbf{q}_\mu = -(\bar{\bar{\tau}} \cdot \mathbf{u})$ est la densité surfacique de puissance due à la dissipation visqueuse et $\mathbf{q}_h = \rho h \mathbf{u}$ est le flux convectif d'enthalpie. À une

paroi imperméable, le flux d'enthalpie est nul et le flux total d'énergie se réduit donc à deux termes, comme proposé dans la formulation de Maslen [1]. Ainsi, le flux de chaleur transmis par conduction thermique dans le mur solide doit vérifier à l'interface fluide/solide $z = \pm H/2$:

$$-k_f \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_f - u_x \mu \left. \frac{\partial u_x}{\partial z} \right|_f = -k_s \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_s \quad (2)$$

Afin de vérifier la validité de cette relation dans la couche de Knudsen, des simulations sont conduites à l'échelle moléculaire.

3. Approche moléculaire

3.1. Formulation physique

La dynamique des atomes, ceux d'argon, confinés entre les murs d'épaisseur $e/2$ ou ceux de platine, disposés sur un réseau cubique faces centrés (CFC) et composant les murs, repose sur l'équation classique du mouvement de Newton. La trajectoire de chaque atome (ou particule) i est gouvernée par la relation :

$$\mathbf{f}_i = m_i \ddot{\mathbf{r}}_i \quad (3)$$

où $\ddot{\mathbf{r}}_i$ est le vecteur accélération de la particule i et m_i sa masse. La résultante des forces extérieures \mathbf{f}_i s'appliquant sur la particule i s'exprime sous $\mathbf{f}_i = -\nabla [\mathbf{f}_{ex} \cdot \mathbf{r}_i + \sum_j U_{\alpha/\beta}(r_{ij})]$ pour un atome d'argon et $\mathbf{f}_i = -\sum_j \nabla [U_{\alpha/\beta}(r_{ij})]$ pour un atome de platine. Dans ces expressions, \mathbf{r}_i représente la position de la particule i , \mathbf{f}_{ex} désigne la force qui assure le mouvement moyen des particules du gaz (l'écoulement) et $U_{\alpha/\beta}(r_{ij})$ est le potentiel d'interaction de paire exprimé par le modèle de Lennard-Jones [4] :

$$U_{\alpha/\beta}(r_{ij}) = 4\varepsilon_{\alpha/\beta} \left[\left(\frac{\sigma_{\alpha/\beta}}{r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_{\alpha/\beta}}{r_{ij}} \right)^6 \right] \quad (4)$$

où α et β indiquent la nature des particules (argon ou platine), $r_{ij} = \|\mathbf{r}_{ij}\| = \|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i\|$ est la distance intermoléculaire entre les particules i et j , $\varepsilon_{\alpha/\beta}$ représente la profondeur du puits d'énergie à son minimum et $\sigma_{\alpha/\beta}$ est la distance pour laquelle le potentiel s'annule. En prenant l'argon comme référence (Tab. 1), les paramètres des potentiels pour les couples Ar/Ar, Pt/Pt, Ar/Pt s'expriment en unité réduite $\varepsilon_{Ar/Ar}/\varepsilon = 1$, $\sigma_{Ar/Ar}/\sigma = 1$, $\varepsilon_{Pt/Pt}/\varepsilon = 31,3$, $\sigma_{Pt/Pt}/\sigma = 0,73$, $\varepsilon_{Ar/Pt}/\varepsilon = 0,953$ et $\sigma_{Ar/Pt}/\sigma = 0,906$ et les masses $m_{Ar/Ar}/\bar{m} = 1$ et $m_{Pt/Pt}/\bar{m} = 4,8833$.

Le flux total d'énergie $\mathbf{q}_{tot}^{(dm)}$ est exprimé par la formulation de Irving-Kirkwood [4, 5] :

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{tot}^{(dm)}(x, y, z) = & \frac{1}{2V(x, y, z)} \sum_{i|\mathbf{r}_i \in V(x, y, z)} \left(m_i \dot{\mathbf{r}}_i^2 \dot{\mathbf{r}}_i + \sum_{\substack{j|j \neq i \\ \mathbf{r}_j \in V(x, y, z)}} U_{ij} \dot{\mathbf{r}}_i \right) \\ & - \frac{1}{2V(x, y, z)} \sum_{i|\mathbf{r}_i \in V(x, y, z)} \left(\sum_{\substack{j|j \neq i \\ \mathbf{r}_j \in V(x, y, z)}} \mathbf{r}_{ij} [\mathbf{f}_{ij} \cdot \dot{\mathbf{r}}_i] \right) \end{aligned} \quad (5)$$

où $V(x, y, z)$ désigne un volume du fluide centré aux coordonnées (x, y, z) et dans lequel le flux est calculé. Comme seule la direction z est prise en compte, la notation $q_{tot}^{(dm)} = \mathbf{q}_{tot}^{(dm)} \cdot \mathbf{e}_z$ est adoptée dans ce qui suit.

Échelle	Expression	Valeur	
masse (argon)	\bar{m}	$6,633 \times 10^{-26}$	kg
longueur	σ	$3,405 \times 10^{-10}$	m
énergie	ε	$1,656 \times 10^{-21}$	J
temps, t_0	$\sqrt{\bar{m}\sigma^2/\varepsilon}$	$2,155 \times 10^{-12}$	s
température, T_0	ε/k_B	120	K
vitesse, v_0	$\sqrt{\varepsilon/\bar{m}}$	158,03	m/s
masse volumique, ρ_0	\bar{m}/σ^3	1680,31	kg/m ³
force, f_0	ε/σ	$4,86 \times 10^{-12}$	N
viscosité, μ_0	$\sqrt{\bar{m}\varepsilon}/\sigma^2$	$9,0345 \times 10^{-5}$	kg/m/s
conductivité, k_0	$k_B\sqrt{\varepsilon/\bar{m}}/\sigma^2$	0,0188	W/m/K
densité de flux, q_0	$\sqrt{\varepsilon^3/\bar{m}}/\sigma^3$	$6,62 \times 10^9$	W/m ²

Tableau 1 : Échelles physiques, expressions et valeurs utilisées dans les simulations par dynamique moléculaire (l'argon est pris comme référence).

3.2. Méthodes numériques

Afin d'imposer un flux d'énergie nul à l'interface entre le mur de platine et le gaz d'argon, la conduite fluide est dupliquée par symétrie par la direction z . Des conditions de périodicité sont également appliquées dans toutes les directions de l'espace pour éviter des effets de bords de domaine (Fig. 2). Lorsque deux particules deviennent très éloignées les unes des autres, leur

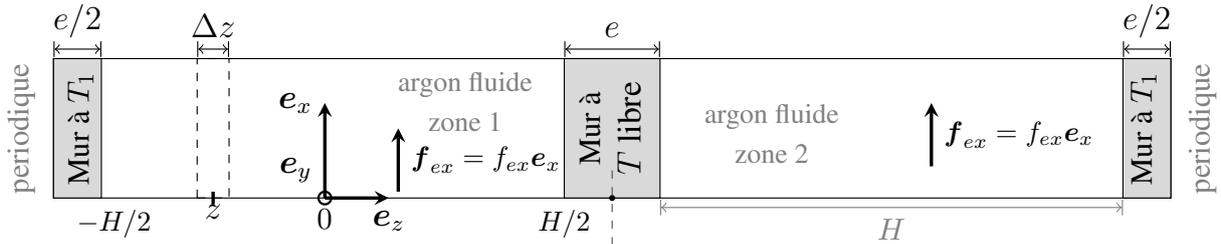


Figure 2 : Configuration de la boîte de simulation. Le mur 1 est contrôlé à une température fixe T_1 tandis que le mur 2 est laissé à température libre. Les fluides dans les zones 1 et 2 possèdent des propriétés identiques.

potentiel d'interaction devient négligeable dans l'énergie totale à laquelle est soumise chacune des deux particules. Ainsi pour réduire le coût de calcul, un rayon de coupure r_c est classiquement introduit pour tronquer une partie de l'énergie contenue dans le potentiel d'interaction [4]. Le potentiel est donné par l'Eq. (4) si $r_{ij} \leq r_c$ et s'annule dans le cas contraire.

La boîte de simulation est de dimension $\ell_x \times \ell_y \times 2(H + e)$. Les longueurs $\ell_i, i = x, y$, sont des multiples du pas du réseau cristallin de platine et doivent satisfaire la contrainte $\ell_i \geq 3 \times r_c$ pour la gestion du voisinage de chaque particule. L'épaisseur e du mur doit être un multiple du pas du réseau de platine et vérifier $e \geq r_c$ afin que les particules contenues dans chacun des canaux n'interagissent pas entre elles. La température du mur isotherme est maintenue à T_1 par l'ajout d'une force dans l'équation du mouvement des particules de platine ; cette force est définie par le thermostat de Langevin [6]. L'algorithme de Verlet-vitesse [4] a été utilisé pour intégrer les équations du mouvement (Eq. (3)) :

$$\begin{cases} \mathbf{r}_i(t + \Delta t) = \mathbf{r}_i(t) + \Delta t \dot{\mathbf{r}}_i(t) + \frac{1}{2} \Delta t^2 \ddot{\mathbf{r}}_i(t) \\ \dot{\mathbf{r}}_i(t + \Delta t) = \dot{\mathbf{r}}_i(t) + \frac{1}{2} \Delta t [\ddot{\mathbf{r}}_i(t) + \ddot{\mathbf{r}}_i(t + \Delta t)] \end{cases} \quad (6)$$

où Δt est le pas de temps et \dot{r}_i la vitesse de la particule i . En pratique, $\Delta t/t_0 = 5 \times 10^{-3}$. Cet algorithme permet d'assurer une bonne conservation de l'énergie totale ainsi que de la quantité de mouvement sur des temps d'intégration suffisamment longs. Le flux d'énergie (Eq. (5)), ainsi que les autres grandeurs macroscopiques sont calculés par des méthodes de prise de moyenne dans des tranches de volume $V(z) = [0; \ell_x] \times [0; \ell_y] \times [z - \Delta z/2; z + \Delta z/2]$. Une méthode de moyenne de blocs [4] a été utilisée afin d'extraire un écart type à la moyenne.

4. Résultats

A l'exception de la dernière section, les simulations ont été effectuées pour un fluide de densité $\rho/\rho_0 = 0,6$, une température $T_1/T_0 = 1,5$, une épaisseur $e/\sigma = 5,17$ et une dimension de canal $H/\sigma = 19,87$. Le nombre de Knudsen $Kn = \lambda/(2H) \approx 3.6 \times 10^{-2}$ est construit avec la formulation du libre parcours moyen de Cercignani [7] :

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi \bar{m}}{2k_B T}} \quad (7)$$

où, $k_B = 1,3807 \times 10^{-23}$ J/K, est la constante de Boltzmann et μ est la viscosité dynamique issue des corrélations de Galliéro *et al.* [8]. Les nombres de Knudsen parcourus étant compris entre 10^{-3} et 10^{-1} , les simulations correspondent à des écoulements dans les régimes continu et de glissement à l'interface fluide/solide.

4.1. Analyse des grandeurs macroscopiques

Dans cette section, la force externe qui s'applique au gaz varie de $f_{ex}/f_0 = 0$ (pas d'écoulement) à 0,02. Les grandeurs macroscopiques (grandeurs moyennes) normalisées de la vitesse, masse volumique, température et flux d'énergie ont été calculées à partir des vitesses et positions des particules à l'échelle moléculaire et tracées sur la figure 3.

La figure 3(a) présente les profils de vitesse $u_x(z)/v_0$. L'intensification de la force de volume appliquée sur les particules fluides engendre une augmentation de la vitesse et du glissement à l'interface fluide/solide. En utilisant comme échelle de référence la vitesse maximale, ces différents profils se révèlent être confondus (non montré sur les figures). Ceci est conforme aux prédictions issues du modèle continu :

$$\frac{u_x(z)}{\max(u_x(z))} = \frac{3(1 + 8\sigma_\mu Kn) - 12(z/H)^2}{3(1 + 8\sigma_\mu Kn)} \quad (8)$$

où σ_μ est le coefficient de glissement visqueux [3].

Comme la vitesse n'est pas constante dans une section du canal, les frottements visqueux entraînent une dissipation d'énergie mécanique qui se transforme en énergie thermique et chauffe le fluide (Fig. 3(b)). Cet échauffement s'accroît avec l'augmentation de la force externe f_{ex} . Au voisinage de la paroi isotherme, en $z/H = -1/2$, il y a présence d'un saut de température qui s'amplifie avec f_{ex} .

La variation de la température dans le canal entraîne une légère modification de la masse volumique (Fig. 3(c)). Conformément à l'équation d'état du fluide de Lennard-Jones, la densité varie inversement à la température [4]. Les grandes oscillations, de l'ordre de $\pm 15\%$ de la valeur dans le cœur, présentes aux voisinages des parois sont dues à la stratification des atomes d'argon qui interagissent fortement avec les atomes de platine qui composent les murs.

Le flux total d'énergie (Eq. 5) est présenté sur la figure 3(d). Ces courbes montrent que celui-ci s'annule au niveau de la paroi adiabatique, en $z/H = 1/2$. Cela confirme que le flux

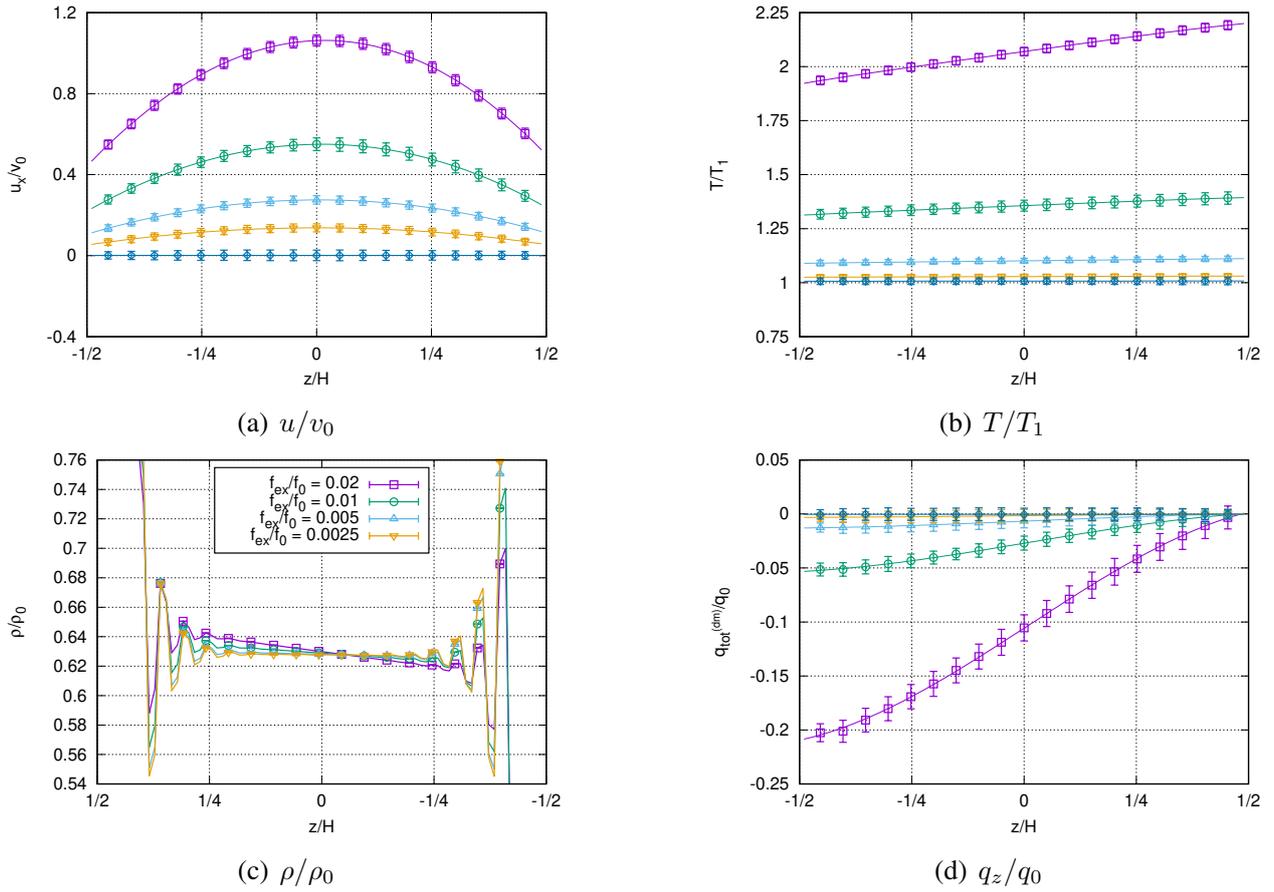


Figure 3 : Profils de vitesse u/v_0 , de densité ρ/ρ_0 , de température T/T_1 et du flux de chaleur total $q_{tot}^{(dm)}/q_0$ sur la hauteur du canal pour différentes valeurs de la force volumique f_x appliquée sur les particules fluides. Le nombre de tranches dans lesquelles sont calculées les moyennes est 25. La légende de toutes les figures est la même que celle donnée sur les profils de densité (c).

total d'énergie à l'interface fluide/solide est bien égal au flux de conduction thermique dans le mur solide. En raison de la force externe qui s'applique sur les molécules d'argon, le flux total d'énergie ne se conserve pas sur la hauteur du canal. Il augmente en s'éloignant de la paroi adiabatique et atteint son maximum au niveau de la paroi isotherme. La valeur maximale est proportionnelle à la force externe f_{ex} . En effet, en normalisant le flux total d'énergie par sa valeur maximale, toutes les courbes deviennent confondues (non présenté). Ce résultat est lui aussi conforme aux prédictions issues de la mécanique des milieux continus pour lesquelles ce rapport, construit avec le champ de vitesse (Eq. 8), est bien indépendant de la force f_{ex} :

$$\frac{q_{tot}^{(mmc)}(z)}{\max(q_{tot}^{(mmc)}(z))} = \frac{3(1 + 8\sigma_\mu Kn)(0,5 + z/H) - 4(0,125 + (z/H)^3)}{2 + 24\sigma_\mu Kn}$$

4.2. Flux total d'énergie : comparaison des modèles microscopiques et macroscopiques

Pour faciliter l'analyse détaillée du flux total d'énergie, nous nous focaliserons dans cette section sur une simulation particulière, pour laquelle la force externe $f_{ex}/f_0 = 0,01$. Par la suite, des résultats obtenus pour différents nombres de Knudsen et différentes valeurs de la force externe f_{ex} sont présentés.

Sur la base des simulations de dynamique moléculaire, il est possible de reconstruire les profils de vitesse et de température (cf Figs. 3(a) et 3(b)), puis, par l'intermédiaire d'une approximation de type différences finies, d'évaluer les dérivées de ces quantités qui apparaissent

inférieures à 7% ailleurs. La corrélation est d'autant plus juste que les points se situent proches de la droite $y = x$, c'est-à-dire $q_{tot}^{(mmc)} = q_{tot}^{(dm)}$. Différentes valeurs du nombre de Knudsen Kn , obtenues en faisant varier la masse volumique ρ ou la hauteur H , et de la force externe f_{ex} sont utilisées afin de montrer la robustesse de la corrélation aux différentes configurations physiques. Les points intérieurs du domaine ($z/H \in [-1/4, 1/4]$) sont proches de la bissectrice $y = x$ (symboles creux). Les écarts les plus grands sont obtenus pour les points proches des parois (symboles pleins) où la structuration du fluide est importante et complique l'extraction des données macroscopiques et l'analyse dans ces zones. Il est à noter que dans toutes les simulations effectuées, la part de la contribution visqueuse dans le flux total a été estimée et seules les configurations pour lesquelles elle est supérieure à 10% (en norme quadratique) ont été retenues : cela exclut les configurations ayant un faible glissement et pour lesquelles le bilan des flux à la paroi se résume à l'égalité des termes des flux de conduction. Une régression linéaire appliquée aux points intérieurs conduit à la relation $q_{tot}^{(mmc)} = 1,03 \times q_{tot}^{(dm)}$ et permet de vérifier que le flux total d'énergie se décompose bien en deux contributions, l'une de conduction (loi de Fourier) et la seconde engendrée par les frottements visqueux.

5. Conclusion

Les simulations de dynamique moléculaire montrent que les conditions aux limites de Maslen [1], démontrées à partir d'une approche de mécanique des milieux continus (voir [3]), sont valides en proche paroi, dans la couche de Knudsen où la mécanique des milieux continus ne devrait plus être applicable. Pour des conditions de glissement à l'interface fluide/solide, le flux engendré par les frottements visqueux doit donc être impérativement inclus dans le flux total d'énergie transmis entre le fluide et la paroi solide. Du point de vue purement thermique, cela revient à introduire une condition de saut dans le flux de chaleur de conduction entre le fluide et le solide, comme il en existe pour la vitesse et la température.

Références

- [1] S. H. Maslen, On heat transfer in slip flow, *Journal of the Aerospace Sciences*, 25(6) :400-401, 1958.
- [2] C. Hong and Y. Asako, Some considerations on thermal boundary condition of slip flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(15-16) :3075–3079, 2010.
- [3] X. Nicolas, E. Chénier, et G. Lauriat, Thermal boundary conditions for convective heat transfer of dilute gases in slip flow regime, *International Journal of Thermal Sciences*, 135 :298 – 301, 2019.
- [4] D. C. Rapaport et D. C. R. Rapaport., *The art of molecular dynamics simulation*, Cambridge university press, 2004.
- [5] Z. Fan, L. F. C. Pereira, H.-Q. Wang, J.-C. Zheng, D. Donadio, and A. Harju, Force and heat current formulas for many-body potentials in molecular dynamics simulations with applications to thermal conductivity calculations, *Physical Review B*, 92 :094301, 2015.
- [6] P. H. Hünenberger, *Thermostat Algorithms for Molecular Dynamics Simulations*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, 2005.
- [7] C. Cercignani, *Slow rarefied flows : Theory and application to Micro-Electro-Mechanical systems*, Springer Science & Business Media, 2006.
- [8] G. Galliero, C. Boned et A. Baylaucq, Molecular dynamics study of the Lennard-Jones fluid viscosity : Application to real fluids., *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 44(17) :6963–6972, 2005.
- [9] M. Bugel et G. Galliero, Thermal conductivity of the Lennard-Jones fluid : An empirical correlation, *Chemical Physics*, 352(1) :249-257, 2008.

Thème 7

Milieux polyphasiques

Refroidissement passif de centre de données : étude expérimentale d'une boucle thermosiphon avec matériau à changement de phase	293
Thermal Performance of Flat Plate Pulsating Heat Pipe Using Aqueous Alcohol Solutions	301
Fusion d'une solution d'urée dans une cavité parallélépipédique	309
Vers un usage du Xylitol surfondu pour le stockage d'énergie thermique saisonnier	317
Étude du percement par fusion d'une paroi solide impactée par un jet liquide axisymétrique	325
Etude du refroidissement d'une zone représentative d'un assemblage de cœur de REP	333
Vaporisation de l'eau à pression sub-atmosphérique : dynamique de croissance et d'éclatement de bulles dans un échangeur à plaques	341
Modélisation individu centré de la condensation en goutte	349
Caractérisation du comportement thermique des batteries Li-ion en vue d'une gestion optimale passive	357
Modélisation et simulation numérique de l'étalement d'un fluide dense et à haute température	365

Refroidissement passif d'un centre de données par une boucle diphasique et matériaux à changement de phase.

Passive cooling of a data center comprising two-phase loop and phase change material.

Ahmad Alamir SBAITY¹, Chayan Nadjahi¹, Hasna LOUAHLIA^{1*}, Stéphane LE MASSON²

¹Normandie Université, Université de Caen, LUSAC

Site Universitaire Bellevue, 120 rue de l'exode – 50000 Saint-Lô, France.

²Orange Labs, 2 avenue Pierre Marzin – 22307 Lannion, France

*(Auteur correspondant : hasna.louahlia@unicaen.fr)

Résumé

Cet article présente les résultats expérimentaux d'un système de refroidissement passif formé d'un évaporateur et d'un condenseur, avec des lignes vapeur et liquide. Le but est d'étudier la variation de la température de fonctionnement en régime permanent en fonction du flux de chaleur imposé. Des matériaux à changement de phase sont intégrés pour mettre en évidence leur influence sur la capacité de refroidissement tout en conservant le 0% de consommation électrique.

Abstract

This article represents the experimental results of a passive cooling model, called thermosiphon, formed by an evaporator and a condenser, with vapor and liquid lines. The goal is to know the variation of the operating temperature in steady state as a function of the imposed heat flow. Phase change materials added to define their influence on the cooling capacity while keeping the 0% of electrical consumption.

Mots-clés : centre de données, refroidissement, thermosiphon, matériaux à changement de phase.

1. Introduction

Un centre de données (ou data center), est une salle de grande surface où sont rassemblés des équipements de télécommunication (routeurs, serveurs, commutateurs, ...) placés dans des baies de stockage et de distribution de données informatiques à travers un réseau internet. Les serveurs sont rangés dans des racks de façon à faciliter les opérations de maintenance. D'une manière générale, un centre de données contient plusieurs installations/composants : des baies contenant des serveurs, une salle de contrôle, un système de lutte contre les incendies, des batteries, des générateurs Diesel en cas de panne électrique, un système d'alimentation sans interruption (UPS), une unité de distribution de la puissance (PDU) et un système de refroidissement.

La consommation d'énergie dans un centre de données est un des indicateurs qui reflète le développement d'un pays. Avec le rapide développement des centres de données, un défi concernant la réduction de sa consommation d'énergie électrique est mis en place. Ceci a mené à plusieurs travaux de recherche et développement de solutions innovantes nécessaires dans la construction de centres de données avec la moindre consommation d'énergie possible.

D'une manière générale, un centre de données doit fonctionner en répondant aux conditions thermiques de température et d'humidité, afin de garantir son fonctionnement normal sans aucune interruption. Selon les standards européens, la température maximale ne peut pas dépasser 40°C avec un fonctionnement continu du système de refroidissement (24 heures sur 24 et 7 jours sur 7) [1]. Oró et al. [2] affirment que les centres de données sont responsables de 2% de la consommation mondiale d'énergie. A peu près 40% de l'énergie électrique consommée par un centre de données est utilisée pour le refroidissement des équipements. Cette part d'énergie correspond à 0.5% de la demande d'électricité mondiale [3] comme le montre la figure 1. Cette forte consommation d'électricité liée au refroidissement des centres de données est surtout causée par l'énorme propagation des centres de données. Ceci nécessite la recherche des moyens de refroidissement qui consomment moins d'énergie, tout en prenant en compte la fiabilité économique du système.

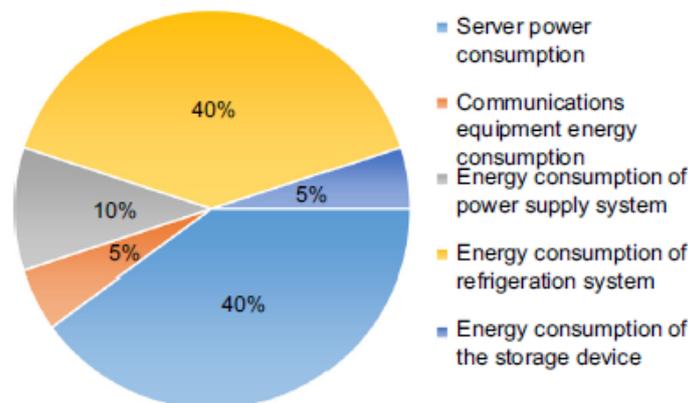


Figure 1 : Répartition de la consommation d'énergie dans un centre de données [4].

On peut classer les systèmes de refroidissement en trois groupes : le refroidissement actif, le refroidissement passif et le refroidissement hybride. Le mode de refroidissement actif utilise des climatiseurs qui aspirent l'air extérieur et soufflent de l'air froid. Ce mode fonctionne avec une séparation des écoulements d'air chaud et d'air froid (hot and cold aisle) [4]. Lu et al. [5] ont étudié le management et la distribution de l'écoulement d'air dans un centre de données.

Profiter des conditions climatiques pour refroidir naturellement un centre de données est un défi scientifique. Plusieurs paramètres entrent en considération pour que le refroidissement naturel puisse répondre aux besoins d'un centre de données. Un des plus importants est la température extérieure. Sundaram et al. [6] teste une boucle thermosiphon avec matériaux à changement de phase (MCP) durant trois jours de l'année. Leur but est d'analyser l'effet de la température extérieure sur la capacité de refroidissement du système. Cataldo et al. [7] ont analysé l'influence du débit massique sur le comportement de deux systèmes. Le premier fonctionne en convection naturelle et le second utilise la convection forcée. Plusieurs travaux de recherche portent sur la récupération de la chaleur des centres de données pour répondre aux besoins de chauffage dans le bâtiment [8] [9] [10].

Afin de maintenir des conditions de température et d'hygrométrie optimales, il est nécessaire d'utiliser un système de refroidissement performant. Cet article présente les résultats de travaux de recherche sur le développement de systèmes de refroidissement passifs qui permettra de faire baisser la consommation en énergie électrique du centre de données. La boucle thermosiphon, combinant le refroidissement par changement de phase et le free

cooling, est la méthode choisie car elle allie simplicité, fonctionnement passif et capacité à dissiper d'importants flux de chaleur.

2. Description du prototype expérimentale

Un prototype expérimental est construit en laboratoire comme la montre la figure 2. Deux salles sont considérées : une salle intérieure pour représenter le centre de donnée et une salle extérieure qui représente l'environnement extérieur. Les volumes des salles intérieure et extérieure sont de 27 m^3 et 10 m^3 respectivement. Les murs de la salle intérieure sont construits par des panneaux. L'isolation thermique est renforcée par un revêtement des murs avec un isolant mince, d'épaisseur 35mm, d'une résistance thermique de $5.25 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, équivalent à 210mm de laine minérale ($\lambda 0,04 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Une fenêtre coulissante à double vitrage est installée pour éviter la perte de chaleur entre la salle intérieure et le laboratoire. La résistance thermique du double vitrage est $0,913 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$. Dans la salle extérieure, des panneaux polyuréthanes sont installés pour minimiser le transfert de chaleur entre la salle intérieure et extérieure.

La figure 2 montre le banc d'essais construit au laboratoire. La salle extérieure est utilisée pour simuler les conditions climatiques extérieures. La salle intérieure est utilisée pour simuler la variation de la température dans le centre de données. La salle intérieure contient une baie formée de deux châssis de serveurs. Chaque châssis contient des résistances pour simuler la chaleur dégagée par les serveurs. Les dimensions de chaque résistance sont de $190 \text{ mm} \times 73 \text{ mm} \times 45 \text{ mm}$. Les résistances de 100 ohms ont une puissance nominale de 800W. Chaque châssis contient 12 ventilateurs qui assurent l'évacuation de l'air chaud, la direction de l'air va du bas vers le haut. Un climatiseur est installé dans la salle extérieure pour imposer et simuler la température extérieure.



Figure 2 : Le banc d'essais utilisé pour faire les tests où apparaissent la salle représentant le centre de données et la salle de contrôle de la température extérieure.

2.1 Description de la boucle de refroidissement

La boucle de refroidissement diphasique développée dans le cadre de cette étude est formée de deux évaporateurs à mini-canaux, installés en parallèle, localisés dans l'armoire et au-dessus du châssis. Un condenseur est placé dans la salle extérieure. L'évaporateur est construit en aluminium, avec une conductivité thermique de $210 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Chaque évaporateur, est formé de tubes plats à mini-canaux. Ces tubes sont reliés par deux collecteurs cylindriques. L'évaporateur contient des ailettes pour améliorer le transfert de chaleur avec l'air chaud. Le condenseur est composé de 7 tubes de cuivre à ailette, et est refroidi par convection naturelle. La longueur de chaque tube est de 40 cm, et le diamètre est de 2.5 cm. La figure 3 montre l'architecture du condenseur.

Les évaporateurs et le condenseur sont connectés par deux lignes : une ligne vapeur et une ligne liquide adiabatiques. Les diamètres de la ligne vapeur et liquide sont de 15 mm et 11 mm respectivement. Le diamètre de la ligne vapeur est plus grand que celui de la ligne liquide ; ceci afin de garder la pression vapeur. Ces lignes sont isolées thermiquement pour éviter la perte de chaleur.

La chaleur générée dans l'armoire peut être enlevée en vaporisant le fluide dans l'évaporateur en captant la chaleur. La vapeur doit avoir une pression suffisante pour surmonter la perte de pression à cause de la distance entre le condenseur et l'évaporateur. Dans le condenseur, la vapeur se transforme en liquide en libérant la chaleur vers l'environnement extérieur. Comme le condenseur est placé en haut de l'évaporateur, le liquide retourne à l'évaporateur sous l'effet des forces de gravité.

Des plaques contenant des matériaux à changement de phase (MCP) sont placées sur les murs intérieurs du centre de données. En général, l'utilisation de plaques à MCP permet d'absorber la chaleur émise par les serveurs pour aider à la baisse de la température du centre de données. La température ambiante durant la journée est plus grande que celle durant le soir, pour cela, la chaleur est stockée comme une chaleur latente dans les MCP durant la journée, cette chaleur stockée est rejetée durant le soir, puisque la température ambiante diminue, ce qui aide au transfert de chaleur de l'intérieure vers l'extérieure. Les tableaux 1,2 et 3 montrent les propriétés des matériaux à changement de phase utilisés.

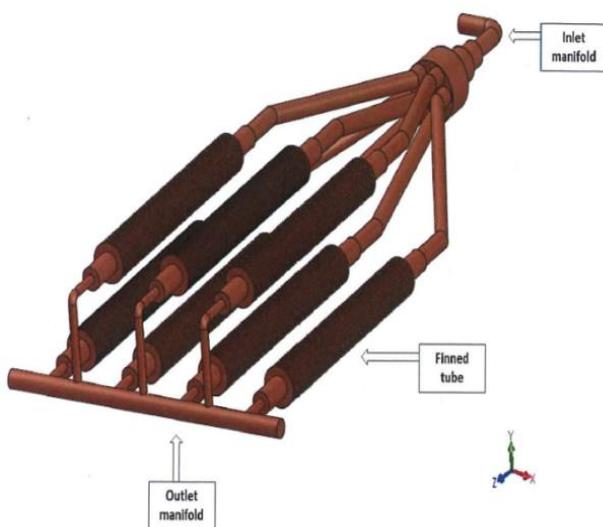


Figure 3 : Le condenseur



Figure 4 : Panneau de MCP

Chaleur latente	Teneur en paraffine	Chaleur totale	Point de fusion
kJ.kg^{-1}	%	kJ.kg^{-1}	$^{\circ}\text{C}$
>70	60	>170	21,7

Tableau 1 : Les propriétés thermiques des matériaux à changement de phase.

Epaisseur	Hauteur	Largeur	Masse surfacique
mm	mm	mm	Kg/m^2
5,26	1000	1198	4,5

Tableau 2 : Les propriétés descriptives des panneaux incluant les matériaux à changement de phase.

Conductivité solide	Conductivité liquide	Point d'inflammabilité
W/(m.k)	W/(m.k)	$^{\circ}\text{C}$
0,18	0,14	148

Tableau 3 : Les propriétés physiques des matériaux à changement de phase.

2.2 Instrumentation et procédure expérimentale

Des thermocouples de type K sont installés pour mesurer la température de la salle intérieure et extérieure. D'autres thermocouples de type K et des capteurs de pression sont installés à l'entrée et la sortie de l'évaporateur et du condenseur. Les thermocouples et les capteurs de pression sont calibrés pour différentes valeurs de températures et de pressions.

Les capteurs de pression et les thermocouples sont connectés à un système d'acquisition des données NI SCXI-1000. La fréquence d'acquisition est fixée à l'aide du logiciel LabVIEW à une valeur de 30s. Avant le remplissage, des tests de fuite sont faits pour que le débit d'écoulement du réfrigérant ne change pas. Le réfrigérant choisi est le n-pentane, à cause de sa température d'ébullition basse. Les tests sont réalisés pour une même puissance à vide, avec la boucle diphasique sans MCP puis avec MCP.

3. Résultats

L'objectif des tests est de déterminer la capacité du système de refroidissement, sans et avec les matériaux à changement de phase, pour définir leur influence sur le système. La figure 5 montre la variation de la température du centre de données pour une puissance de 1000 W en fonction du temps (sans thermosiphon et sans MCP). La température augmente dans un régime transitoire pour quelques heures afin d'atteindre le régime permanent.

Le volume de la boucle est de 3,45 L. Le taux de remplissage optimal est 17%. La figure 6 montre la variation de température du centre de données à vide, avec la boucle thermosiphon sans MCP, avec la boucle thermosiphon et les matériaux à changement de phase.

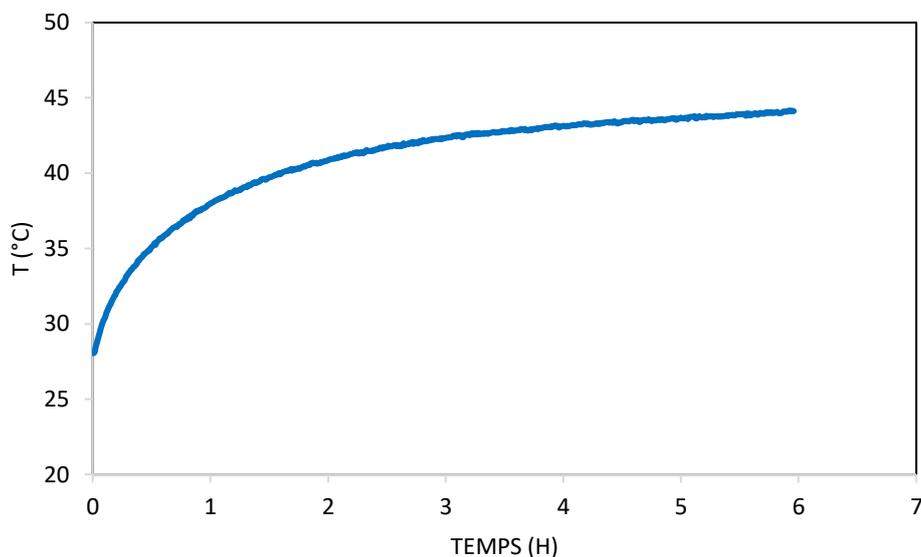


Figure 5 : Variation de la température du centre de données pour un flux de chaleur de 1000 W.

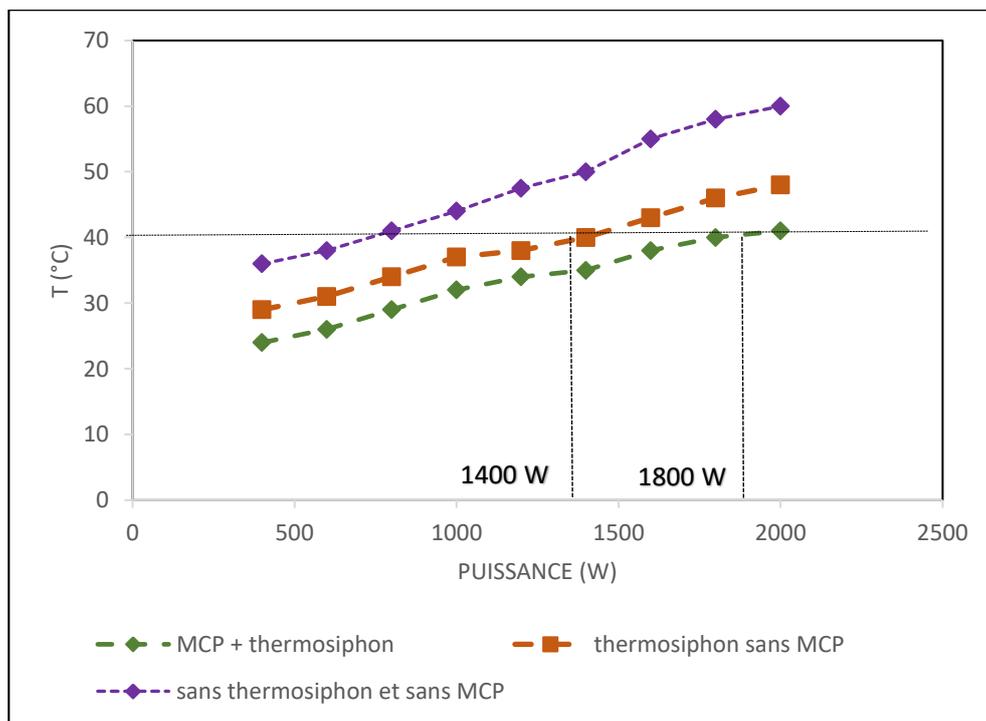


Figure 6 : Profils des températures en régime permanent en fonction de la puissance thermique.

En prenant 40°C comme une température limite suivant les normes européennes, la boucle thermosiphon peut refroidir ce centre de donnée jusqu'à une puissance 1400W. Les résultats d'essais montrent que les matériaux à changement de phase augmentent la capacité de refroidissement à 1800 W. Les matériaux à changement de phase captent la chaleur et la stocke sous forme d'énergie latente, ce qui augmente la capacité à libérer de la chaleur des serveurs. Lorsque le composé fond, la chaleur de la pièce est absorbée ; lorsqu'il se solidifie, il libère à nouveau la chaleur dans la pièce.

Les matériaux à changement de phase peuvent se décharger si la température extérieure est inférieure à la température de fusion, sinon, ces matériaux restent en charge au maximum. Ils se transforment en diode thermique, qui transfère la chaleur de l'intérieure vers l'extérieure. La baisse de température en hiver aide les MCP à suivre le régime de charge et décharge de la chaleur.

4. Conclusion

Cet article présente un modèle simulant le refroidissement d'un centre de données avec une boucle thermosiphon. Les MCP sont intégrés comme processus de refroidissement complémentaire. Les résultats en régime permanent montrent que les matériaux à changement de phase permettent d'augmenter le niveau de confort thermique, ce qui aide à économiser l'énergie. Les panneaux sont installés sur les murs du bâtiment. La paraffine fond puis se solidifie en fonction des fluctuations de la température. Les MCP constituent un ajout au système de refroidissement pour augmenter sa capacité de refroidissement de 1400W à 1800W.

Références

- [1] Deymi-Dashtebayaz, Mahdi, and Sajad Valipour-Namanlo. "Thermoeconomic and environmental feasibility of waste heat recovery of a data center using air source heat pump." *Journal of Cleaner Production* 219 (2019): 117-126.
- [2] Oró, Eduard, Paolo Taddeo, and Jaume Salom. "Waste heat recovery from urban air cooled data centres to increase energy efficiency of district heating networks." *Sustainable cities and society* 45 (2019): 522-542.
- [3] Zurmühl, David P., et al. "Hybrid geothermal heat pumps for cooling telecommunications data centers." *Energy and Buildings* 188 (2019): 120-128.
- [4] Power Emerson Network, "Five Strategies for Cutting Data Center Energy Costs Through Enhanced Cooling Efficiency", *A White Pap. From Expert. Business-Critical Contin.*, 2007.
- [5] Lu, Hongjie, Zhongbin Zhang, and Liu Yang. "A review on airflow distribution and management in data center." *Energy and Buildings* 179 (2018): 264-277.
- [6] Sundaram, A. Shanmuga, R. Velraj Seeniraj, and R. Velraj. "An experimental investigation on passive cooling system comprising phase change material and two-phase closed thermosyphon for telecom shelters in tropical and desert regions." *Energy and Buildings* 42.10 (2010): 1726-1735.
- [7] Cataldo, Filippo, and John R. Thome. "Experimental evaluation of the thermal performances of a thermosyphon cooling system rejecting heat by natural and forced convection." *Applied Thermal Engineering* 127 (2017): 1404-1415.
- [8] Yu, J., Jiang, Y., & Yan, Y. A simulation study on heat recovery of data center: A case study in Harbin, China. *Renewable energy*, 130 (2019): 154-173.
- [9] He, Zhiguang, et al. "Analysis of a district heating system using waste heat in a distributed cooling data center." *Applied Thermal Engineering* 141 (2018): 1131-1140.
- [10] Zhang, Penglei, et al. "Heat recovery from Internet data centers for space heating based on an integrated air conditioner with thermosyphon." *Renewable energy* 80 (2015): 396-406.

Thermal performance of flat plate pulsating heat pipe using aqueous alcohol solutions

Maksym SLOBODENIUK^{1,2*}, Flavien MARTINEAU¹, Vincent AYEL¹, Rémi BERTOSSI², Cyril ROMESTANT¹, Yves BERTIN¹

¹Prime Institute CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, UPR 3346, 86961 Futuroscope-Chasseneuil, France.

²IPSA, Direction de la Recherche et de l'Innovation de l'IPSA, 92120 Ivry-sur-Seine, France.

*(Corresponding author: maksym.slobodeniuk@ensma.fr)

Abstract – This work presents experimental results obtained for a copper closed looped flat plate pulsating heat pipe (CL-FPPHP) with milled 3×3 mm² square channels bent into a planar serpentine with eight U-turns at the evaporator zone. Aqueous alcohol solutions and deionized water were used as working fluids with a volumetric filling ratio of 50%. Obtained results indicate that operating performances of the device strongly depend on the thermophysical properties and wettability of working fluids, device orientation and condenser temperature. Moreover, increase of the cold source temperature leads to temperature fluctuations stabilization and performance improvement for the horizontal mode, and to a rise of the evaporator temperature for the vertical mode.

Keywords: Flat plate pulsating heat pipe, Binary mixtures, Surface tension, Wettability, Thermal management.

Nomenclature

d	diameter, m	<i>Greek symbols</i>	
g	acceleration, m.s ⁻²	ρ	density, kg.m ⁻³
U	velocity, m.s ⁻¹	μ	viscosity, Pa.s
Bo	Bond number	σ	surface tension, N.m ⁻¹
We	Weber number	<i>Index and exponent</i>	
Ga	Garimella number	l	liquid
R	thermal resistance, °C.W ⁻¹	v	vapor
T	temperature, °C	hs	heat source
I	current, A	cw	cooling water
V	voltage, V	cr	critical

1. Introduction

Current trends in electronic industry as well as miniaturization and increase of dissipated powers lead to constant demand in novel high efficiency thermal management systems. Heat removal in compact electronic systems with high heat flux generation is difficult for conventional cooling methods due to their low efficiency and large sizes [1]. During few last decades, two-phase thermal management approaches, like microchannels, spray-based systems and heat pipes, have been intensively studied [2]. Unlike microchannels and spray-based technologies, heat pipes are passive heat transfer devices without any moving mechanisms which lead to greater reliability.

In addition to their reliability, their high heat transfer capability and passive working principle, functionality independence of the heat pipes evaporator and condenser leads to flexibility of the projected shape, depending on the design requirements. Due to all these attributes, heat pipes are widely used in microelectronics, power electronics and aerospace

cooling applications. However, despite all these advantages, conventional heat pipes have a large number of limitations which affect their thermal performances and working reliability: capillary, sonic, boiling and viscous limitations, as well as wick thermal resistance etc.

A novel passive wickless heat transfer device, proposed in the 90's by Akachi [3] and named pulsating Heat Pipe (PHP) is studied in this paper; it is shown in fig. 1. Base condition of a PHP consists of a unique capillary channel, bended in few/many turns from hot to cold sources, and partially filled with a working fluid at liquid/vapor saturation state. The physical principle of the PHP is based on the phase change induced motions of working fluid from evaporator to condenser. It is naturally distributed inside the channel in the form of liquid plugs and vapor slugs due to capillary dimension of the channel [4]. Due to the exploitation of both sensible and latent heat transfer modes, PHP has a high heat transfer capability, compared to classical heat pipes. In addition, PHP has a simple structure and the ability to operate under different gravity levels and different positions. Because of all these facts PHPs could become a novel competitive thermal management system for ground and space applications [5].

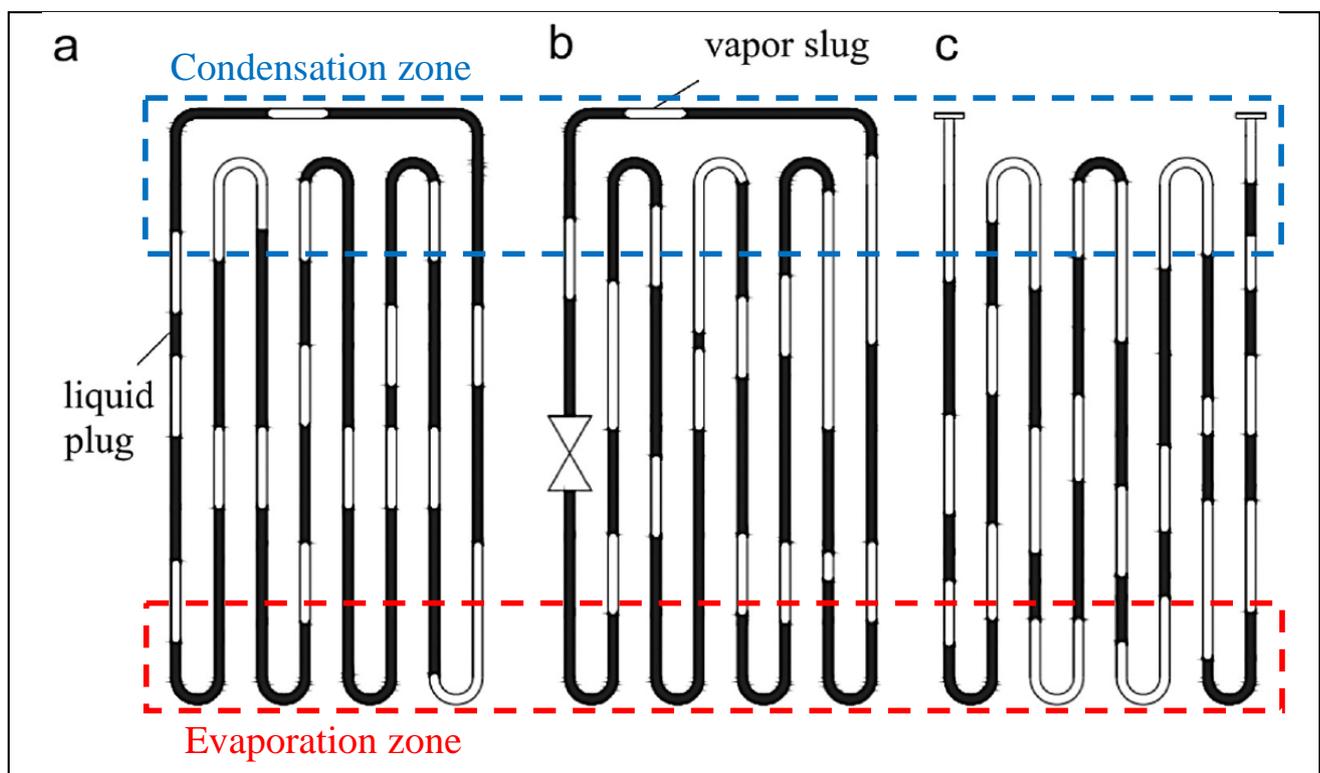


Figure 1: Pulsating heat pipe types: (a) Closed Loop PHP; (b) Closed Loop PHP with check valve and (c) Closed End PHP [6]

However, initial formation and following operation with slug/plug flow is possible only for channel diameter lower than critical diameter (d_{cr}). First -and widely used- criterium, based on the Bond number [4] (ratio between capillary and gravity forces in an horizontal tube), could predefined a range of channel diameters for a corresponding fluid as: $0.7(\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2} \leq d_{cr,Bo} \leq 1.84(\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2}$. However, this criterion is obviously not applicable for microgravity conditions due to the presence of gravitational acceleration, leading to an infinite diameter in the case of weightlessness conditions. For this reason, Gu et al [7] have proposed a new criterion based on the Weber number, taking into account the inertial forces, and leading to the critical diameter: $d_{cr,We} \approx 4\sigma/(\rho_l U_l^2)$. After years, Harichian and Garimella [8] have proposed a semi-empirical criterion based on Garimella number and leading to $d_{cr,Ga} = (160\mu_l/\rho_l U_l (\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2})^{1/2}$. A criterion based on both Weber and Garimella numbers

becomes more relevant for both terrestrial and microgravity applications. Based on one of these criteria, channel diameter/working fluid pair should be chosen.

Thermal performances, uniform temperature field and heat transfer rate distribution are one of the key priorities on PHP research. Heat transfer degradation often happens due to partial or full dry-out of the evaporator zone, particularly when using water as working fluid: while very performing through its thermophysical properties, its bad wettability compared to other fluids generally plays a negative role on heat and mass transfers in such systems [9]. In order to overcome this problem, binary aqueous mixtures, based on the addition of a low quantity of high-weight alcohols, could improve wettability and, also, rewetting for self-rewetting fluids of heat transfer surface [10]. Behavior of self-rewetting fluids (SRWF) is illustrated in fig. 2. In addition to SRWF, injection of low-weight alcohols in higher quantities leads to almost the same effect.

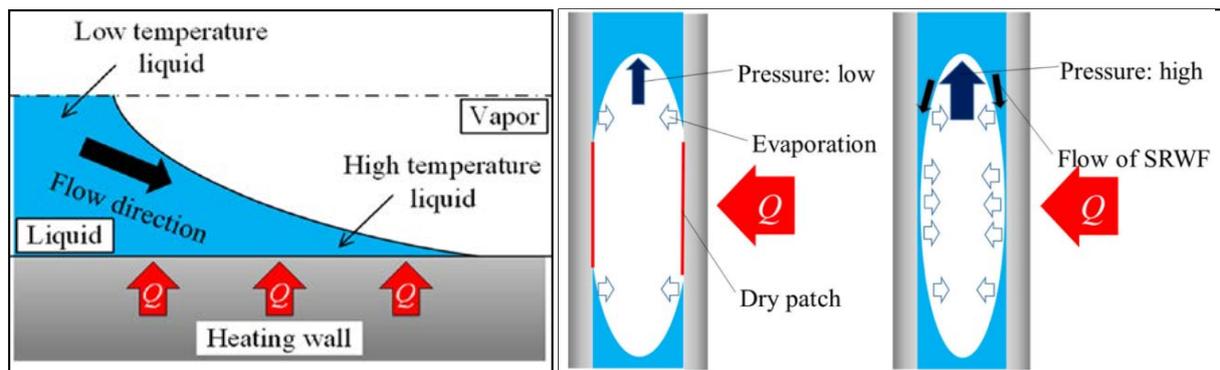


Figure 2: Behavior (left) and heat transfer enhancement mechanism (right) of the binary fluid [11]

This work presents the thermal efficiency study on a flat plate pulsating heat pipes with channel diameter corresponding to all criteria and filled with self-rewetting fluids (5% 1-butanol and 5% 2-butanol aqueous solutions), a binary mixture (20% ethanol aqueous solution) and pure water (as a reference) for different condenser temperatures and inclinations.

2. Experimental setup and procedure

The tested flat plate pulsating heat pipe (FPPHPs) (in fig. 3) is composed of a copper rectangular plate ($80 \times 200 \times 3.5 \text{ mm}^3$) in which a unique rectangular channel (3 mm deep and 3 mm large) is milled. The channel forms a closed loop serpentine with 8 U-turns in the evaporator zone. The plate with milled channels (figure 3, right) is covered with a thin copper plate ($80 \times 200 \times 1 \text{ mm}^3$) using solder with silver addition to guarantee perfect sealing at the plate boards, and between adjacent channels relative to one-another. Assuming the thickness of the soldering junction as negligible, the depth of the channel remains equal to 3 mm.

Copper heater, composed of a metallic plate ($80 \times 40 \text{ mm}^2$) with milled serpentine channel in which is inserted a heating wire (Thermocoax[®] Type NcAc15, 1 mm external diameter) is soldered on the bottom-back side of the FPPHP. Heat power is distributed by power source (ELC[®] ALR3220, 640 W max) and regulated with LabVIEW[®] software. Condenser ($80 \times 100 \text{ mm}^2$) is cooled by a water serpentine channel milled in a massive copper plate, soldered on the top-back face of the FPPHP plate. This condenser is connected to a closed secondary glycol-water mixture flow loop of the laboratory thermostat Huber[®] CC 240wl, which helps with temperature regulations in range of -20°C to 80°C . Working fluids, filling ratio and experimental conditions are presented in table 1. Choice was focused on these fluids due to their non-exotically and ability to improve heat transfer performances of pulsating heat pipes.

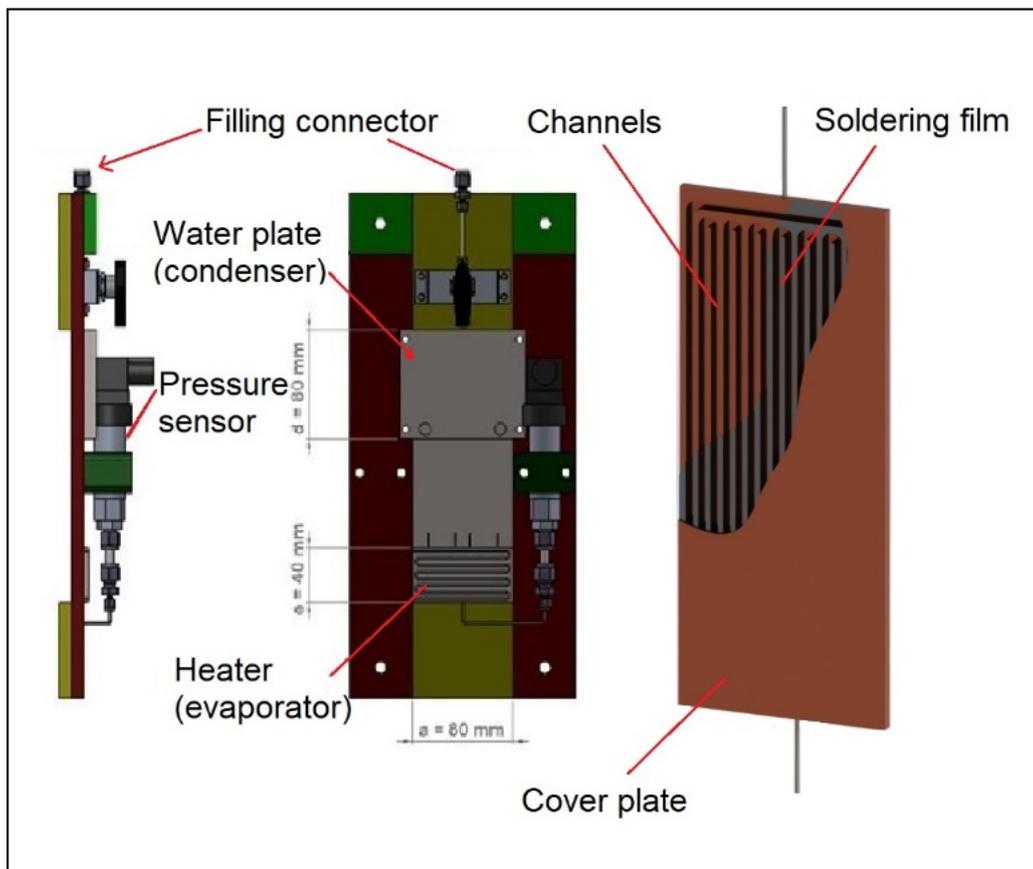


Figure 3: FPPHP test section (left); scheme of the tested device (right)

Sixteen T-type thermocouples (TCs) were used for temperature acquisition: nine TCs are located in grooves milled in the evaporator zone behind the FPPHPs (between U-turns in the ribs), at the interface between back plate and heating block, five other TCs are glued on the adiabatic zone (between evaporator and condenser), two TCs instrument both water inlet and outlet of the condenser. Data acquisition is performed using NI-9214 thermocouple module connected to the NI[®] cDAQ-9189 chassis. A pressure sensor (GE[®] PTX5076-TA-A3-CA-HO-PS, 2 bars absolute, ± 200 Pa) records the fluid pressure at the bottom of the evaporator zone (connected to the middle U-turn), with a sampling period of 0.2 s.

Working fluids	DI Water (De-ionized Water) 5% 1-butanol aqueous solution 5% butan-2-ol aqueous solution 20% Ethanol aqueous solution
Filling ratio (at 20°C)	50%
Applied heat power	Series of 50 – 100 – 150 – 200 – 100 W
PHP orientation in space	Vertical, bottom heated mode (BHM) Horizontal

Table 1: Experimental operating conditions

Filling procedure of the flat plate PHP has been divided in three steps: first, a proportional mixing of the necessary amount of the fluids into vacuum filling reservoir has been performed; then, the subsequent reservoir has alternatively been heated and cooled to separate liquid and non-condensable gases via boiling/condensation process and finally reservoir has been installed on the thermostatic bath set at 20°C temperature and connected to the vacuum pump. All actions have been repeated three times.

3. Results and discussions

3.1. Influence of the working fluid on the PHP temperature behavior

Typical temperature histories for water and 5% butan-2-ol aqueous solution are presented on fig. 4 for horizontal orientation.

For water (fig. 4-top), few temperature fluctuations have been observed during the startup at 50 W. These fluctuations are assumed to occur during PHP startup due to initial uniform liquid distribution in the PHP. Following increase of temperature can be explained by liquid accumulation in the condenser zone until next heat load augmentation setting off fluid flow motion. All subsequent increases of the heat input are accompanied with fast passing high temperature peaks and following frequent fluctuations - with amplitude values up to 35°C (which could correspond to short-term liquid accumulation in the condenser) - as well as pressure fluctuations. Temperatures decrease and fluctuations stabilization with low amplitude correspond to reduction of heat load from 200 W to 100 W, with a finally very regular steady-state operation mode at this heat power level for decreasing heat powers applied.

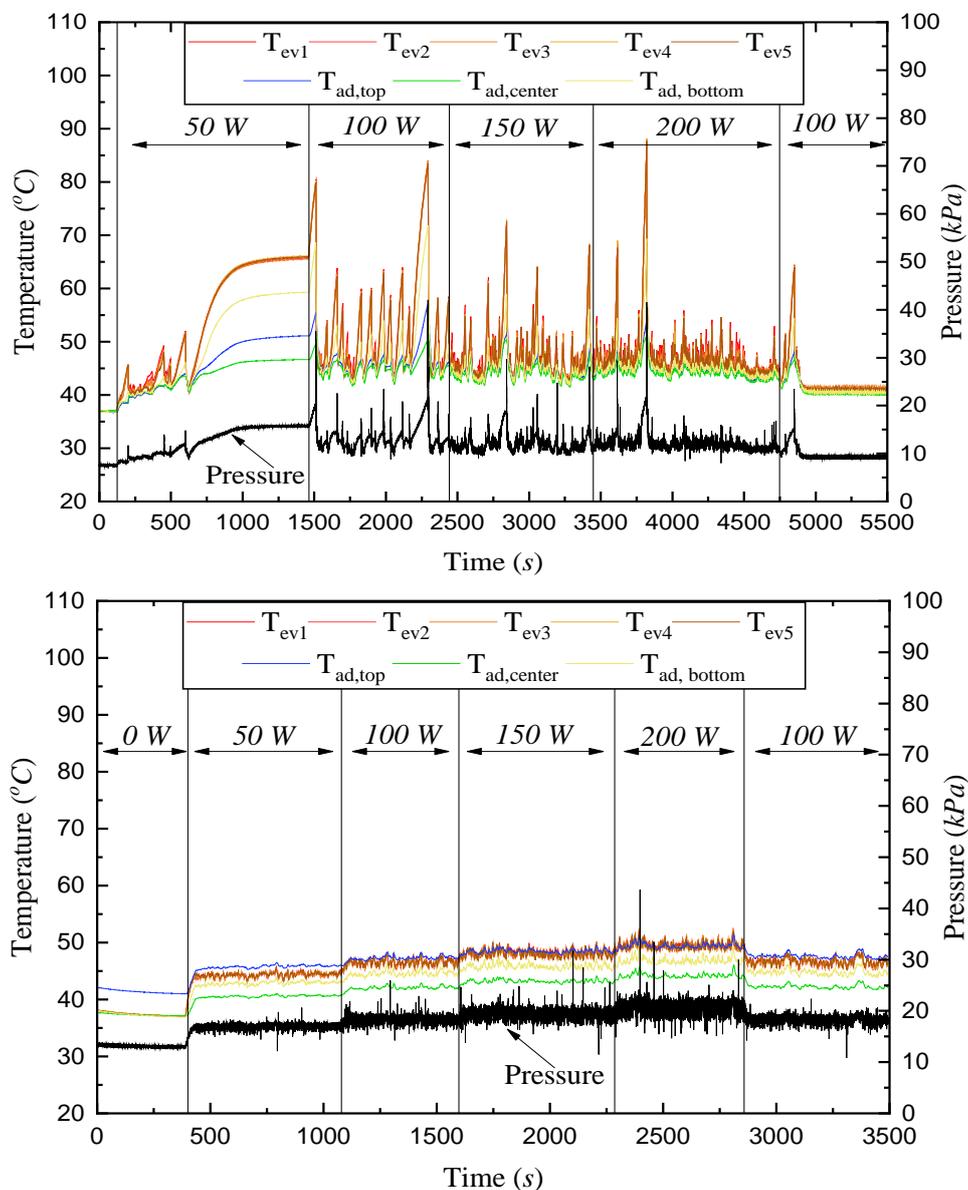


Figure 4: *Transient operating curves for FPPHP filled with water (top) and 5% butan-2-ol aqueous solution (bottom) ($T_{cond} = 40^{\circ}C$)*

Temperature profile for the FPPHP filled with 5% butan-2-ol aqueous solution (fig.4-bottom) is very different from the case where the working fluid is pure water (fig. 4-top). Consistent increase of the heat input leads to the slight rise of evaporator temperatures and pressure. Regular and frequent temperature and pressure fluctuations with low amplitude were observed whatever the heat power applied. Any temperature or pressure peaks, during PHP operation, similar to PHP filled with water have not been registered. Observed operating behavior of PHP filled with aqueous alcohol solutions indicates absence of the phenomena of collected liquid in condenser and/or evaporator rewetting due to liquid capillary reverse flow in channel corners (similarly to capillary grooved heat pipe capillary forces).

3.2. Working fluid influence on thermal resistances

The experiments have been carried out with only one PHP, described in previous section, without any change in the system, so the choice of the working fluid is the only modified parameter between all experimental series. Thermal resistances (calculated as $R=(T_{hs}-T_{cw})/Q$, T_{hs} is the mean value of the evaporator temperatures, and T_{cw} the mean value of the cooling water inlet and outlet temperatures, both averaged in time) for all working fluids, and for cooling fluid temperatures of 20°C and 40°C, are presented in fig. 5 and 6, respectively for horizontal and vertical positions.

The standard uncertainty of the thermal resistance was calculated by the following equation [12]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta T_{hs}}{T_{hs}-T_{cw}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{cw}}{T_{hs}-T_{cw}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2} \quad (1)$$

where ΔT_{hs} , ΔT_{cw} , ΔI and ΔV are the errors of direct measurements of the temperatures, current and voltage.

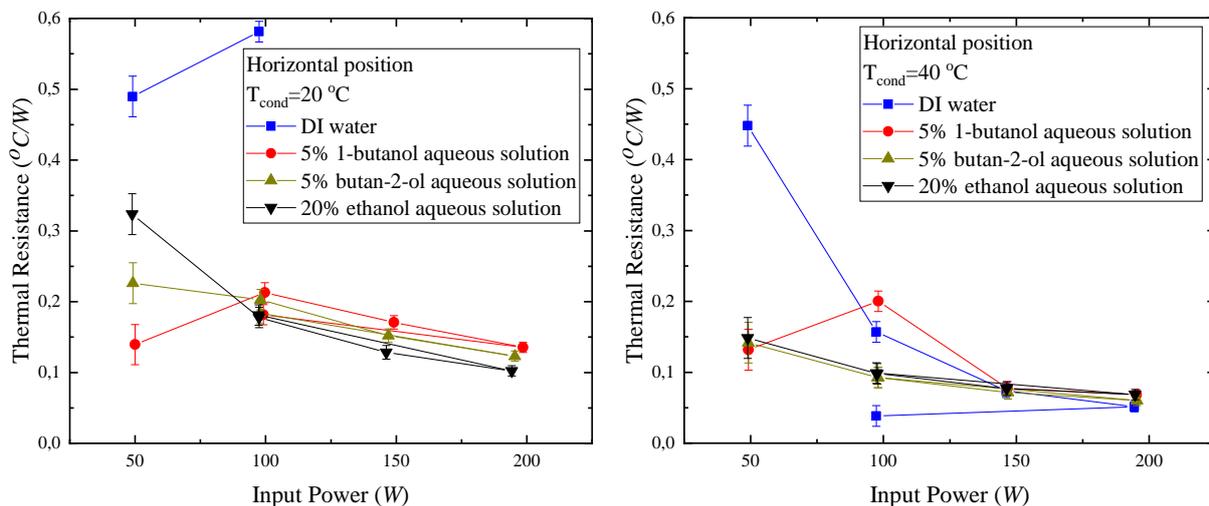


Figure 5: Thermal resistances for the FPPHP operating in horizontal position

Experiments carried for the FPPHP tested in horizontal orientation and filled with pure water have shown the maximal values of thermal resistance in low range of input heat: operation of the PHP with cooling temperature of 20°C are limited by heat loads higher than 100 W. Should be noted that experimental system was programmed on working temperatures lower than 100°C, so this is not general operating limitation of a PHP, but limitation due to overheating.

Caused of this reason, just two experimental points of the thermal resistance for FPPHP filled with water and operating in horizontal mode with condenser temperature of 20°C have been obtained. Initial temperature and thermal resistance increase for the deionized water and 1-butanol solution could be explained by accumulation of liquid in the condensation zone (dry-out mode). In addition, their worse wettability and absence of evaporator rewetting phenomena were supposed as a second reason of the “delayed” startup and thermal resistance augmentation.

Condenser temperatures augmentation leads to reduce the thermal resistance during heat load increase. Thermal resistances tend to decrease with increasing applied heat power for 2-butanol and ethanol aqueous solutions for both condenser temperatures. Case of 1-butanol aqueous mixture is characterized by an increase of the thermal resistance until heat load reaches 100 W and a slight decrease during consequent input heat augmentation.

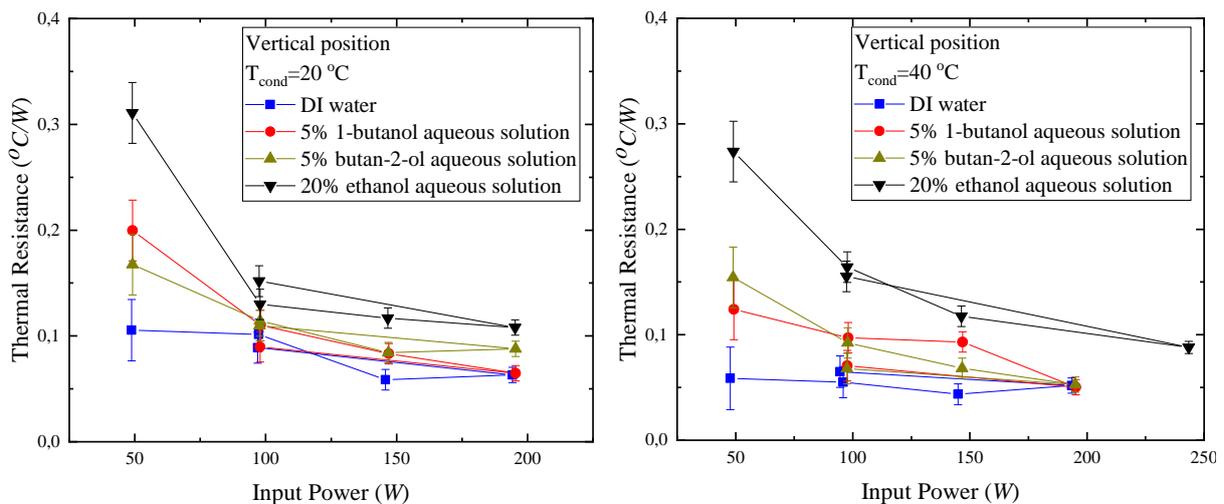


Figure 6: Thermal resistances for the FPPHP operating in vertical position, bottom heating mode

Slug/plug flow operating regime shifts to the gravity-assisted vapor/liquid flow pattern (annular or bubbly regime, giving a kind of interconnected looped thermosiphon mode), in vertical bottom heated mode. Thermal resistances of the heat pipe for all fluids (see fig. 6), except for pure water, are higher for low heat loads and decrease with augmentation of the input heat, which is a very common trend for such devices. In vertical BHM, the FPPHP filled with pure water shows better thermal performances than with alcohol aqueous solutions. This contradiction with the results obtained in horizontal mode can be explained by the annular or bubbly flow regime, for which the latent heat of vaporization and heat capacity play a major role, higher than in slug flow regime. The much greater values of such parameters for water than other fluids, added to the insignificant influence of wettability in such configuration due to permanent liquid presence in the evaporation zone thanks to gravity forces, explain the lower thermal resistance curves obtained for water in vertical bottom heated mode.

4. Conclusion

Copper closed loop flat plate pulsating heat pipe (CL-FPPHP) filled with water and alcohol aqueous solutions has been studied in both horizontal and vertical positions. In the case of horizontal mode and condenser temperature of 40°C, stable temperature fluctuations were observed with an applied heat power equal or superior to 50 W for 2-butanol mixture and 100 W for water (with short-time temperature overshoots). Thermal resistances of the FPPHP filled with water are quite higher than with alcohol aqueous mixtures for low heat loads. Condenser temperature augmentation leads to increase the thermal efficiency. Operation of the FPPHP in

vertical position is characterized by an interconnected looped thermosiphon mode. General decreases of thermal resistances during heat load augmentation were noted for all tested fluids. Initial increase of thermal resistance for the FPPHP filled with pure water and operating in horizontal mode with condenser temperature of 20°C is assumed to be caused by collected liquid in condenser and evaporator dry out.

These results clearly show the improvement of the FPPHP thermal performances with aqueous mixtures due to better wettability compared to water. Furthermore, increase of condenser temperature leads to stable operation of the FPPHP and insignificant decrease of evaporator temperatures.

References

- [1] J. Qu, H. Wu, O. Cheng, Start-up heat transfer and flow characteristics of silicon-based micro pulsating heat pipes, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 55 (2012), 6109–6120.
- [2] M. Mochizuki, Th. Nguyen and K. Mashiko, Y. Saito, T. Nguyen, V. Wuttijumnong, A review of heat pipe application including new opportunities, *Fr. In Heat Pipes*, 2 (2011).
- [3] H. Akachi, F. Polasek and P. Stulc, Pulsating heat pipes, *Proc. 5th Int. Heat Pipe Symp.*, Melbourne, Australia, (1996), 208–217.
- [4] S. Khandekar and M. Groll, On the definition of pulsating heat pipes: an overview, *Proc. 5th Minsk Int. Sem. Heat Pipes, Heat Pumps and Refrigerators*, Minsk, Belarus, (2003).
- [5] G. Karimi and J.R. Culham, Review of pulsating heat pipe mechanism for high heat flux electronic cooling, *Proc. 9th Inter Soc. Conf. Therm. Phenomena.*, Las Vegas, USA, (2004).
- [6] D. Bastakoti, H. Zhang, D. Li, W. Gai and F. Li, An overview of the developing trend of pulsating heat pipe and its performance, *Appl. Therm. Eng.*, 141 (2018), 305-332.
- [7] J. Gu, M. Kawaji and R. Futamata, Effects of Gravity on the Performance of Pulsating Heat Pipes, *J. Thermoph. Heat Tr.*, 18 (2004), 370 – 378.
- [8] T. Harichian and S. Garimella, A comprehensive flow regime map for micro- channel flow boiling with quantitative transition criteria, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 53 (2010) 694 - 702.
- [9] A. Cecere, D. De Cristofaro, R. Savino, V. Ayel, T. Sole-Agostinelli, M. Marengo, C. Romestant and Y. Bertin, Experimental analysis of a flat plate pulsating heat pipe with self-rewetting fluids during a parabolic flight campaign, *Acta Astronautica*, 147 (2018), 454-461.
- [10] Y. Abe, A. Iwaski and T. Tanaka, Thermal management with self-rewetting fluids, *Microgravity Sci. Tech.*, 16 (2005), 148–152.
- [11] K. Fumoto, M. Sasa, T. Okabe, R. Savino, T. Inamura and M. Shiota, Research on heat transfer performance of the open-loop micro pulsating heat pipe with self-rewetting fluids, *Microgravity Sci. Tech.*, 31 (2019), 261-268.
- [12] S. Kline, F. McClintock, Describing uncertainties in single-sample experiments, *Mech. Eng.* 75 (1953), 3–8.

Acknowledgements

This work was supported by the European Space Agency (ESTEC Contract number: 4000115115/15/NL/PG) as part of the MAP (Microgravity Application Promotion) project: “Innovative Wickless Heat Pipe Systems for Ground and Space Applications (INWIP)”. Special thanks must be given to Jean-Carl Rousseau and Andre Piteau for their help in heat pipe conception and manufacturing.

Fusion d'une solution d'urée dans une cavité parallélépipédique

Melting of urea solution in parallelepipedic tank

Zejun HU¹, Arnaud GRADOS¹, Dominique GOBIN², Laurent ROYON^{3*}

¹Laboratoire Matière et Système Complexe, 10 rue A. Domon et L. Duquet 75013 Paris.

²Laboratoire EM2C, Ecole Centralesupelec, Bat. Eiffel, 8-10 rue Joliot Curie, 91110 Gif sur Yvette.

³Institut Laboratoire Interdisciplinaire des Energies de Demain, 10 rue A. Domon et L. Duquet, 75013 Paris.

*(auteur correspondant : laurent.royon@univ-paris-diderot.fr)

Résumé – Une étude expérimentale et numérique est développée pour suivre la fusion d'une solution d'urée placée dans un réservoir parallélépipédique. Le processus est initié par des résistances chauffantes positionnées sur les parois latérales ou horizontales. Les expérimentations avec chauffage par les parois latérales sont utilisées pour valider la modélisation. Pour une fusion initiée par le fond du réservoir, le modèle est modifié afin de prendre en compte la présence d'une phase gazeuse, qui résulte de la variation de volume lors du changement de phase et qui est positionnée sur l'interface.

Mots-clés : fusion ; urée ; modélisation, changement de phase, convection naturelle.

Abstract – This work presents a numerical study to follow the melting process of urea inside a rectangular tank. The process is initiated by the presence of electrical resistances positioned on the lateral or horizontal side. Experiments for heating from the vertical side are used to validate the model. For melting initiated at the bottom of the tank, the model is modified to take into account the presence of a gas phase positioned on the solid-liquid interface, which is involved by volume variation during phase change.

Keywords: melting, urea, simulation, phase change, natural convection

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

B constante,
c capacité thermique massique, $J \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
g constante de gravité, m s^{-2}
h enthalpie massique, $J \cdot \text{kg}^{-1}$
L chaleur latente, $J \cdot \text{kg}^{-1}$
k conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
S terme source, W m^{-3}
t temps, s
T température, K
 \vec{u} vitesse, m s^{-1}

Symboles grecs

α diffusivité thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
 ρ masse volumique, kg m^{-3}
 θ fraction liquide
 μ viscosité dynamique, Pa.s
Indices et exposants
p paroi
g gaz
s solide
l liquide
eff effectif

1. Introduction

Le système SCR, qui équipe la majorité des véhicules diesel, injecte une solution d'AdBlue® (mélange d'eau et d'urée) pour capter les NOx au niveau du pot catalytique (système SCR). En période hivernale, la congélation de cette solution autour de -11°C le rend inutilisable. Il faut alors intégrer un système chauffant pour faire fondre l'AdBlue®.

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une stratégie de conception et d'optimisation de ce système de chauffage. Une première étape porte sur le développement d'un modèle numérique permettant de prédire l'évolution du volume d'AdBlue liquide utilisable, en fonction du nombre d'éléments chauffants intégrés au système SCR et de leur puissance. Il devra permettre de donner une indication sur l'implantation des résistances chauffantes pour obtenir un volume liquide d'AdBlue suffisant dans les toutes premières minutes avant le démarrage. L'objectif est de savoir sur le plan de la conception si, à même puissance transmise au matériau, il vaut mieux placer la résistance électrique sur le fond du réservoir ou sur la paroi verticale.

Cette étude propose d'y répondre à travers le développement d'une modélisation et d'expérimentations spécifiques mises en œuvre pour observer les phénomènes physiques en présence et évaluer la cinétique du volume fondu de l'AdBlue® pour différentes valeurs des conditions de flux imposées sur les parois du réservoir.

2. Modélisation

De nombreuses méthodes numériques sont proposées dans la littérature pour résoudre les problèmes de transfert de chaleur avec changement de phase (fusion ou solidification). Le principal défi posé par ces problèmes réside dans la non-linéarité due au déplacement de l'interface, dont la position et la forme évoluent dans le temps selon les apports thermiques. Dans le cadre notre étude, on implémente une méthode à maillage fixe basée sur une formulation enthalpique de l'équation de conservation de l'énergie, et qui utilise la fraction liquide locale pour suivre le déplacement du front de fusion.

2.1 Hypothèses simplificatrices

La formulation du problème est basée sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, qui sont liées à la géométrie, au type d'écoulement, aux mécanismes de transferts et aux problèmes de changement de phase. Dans le cas envisagé, on considère que l'écoulement dans la phase liquide est laminaire, incompressible et newtonienne. On néglige la dissipation visqueuse. Les propriétés physiques sont supposées constantes, à l'exception de la masse volumique dans le terme de force de volume (approximation d'Oberbeck-Boussinesq). Celle-ci implique que la masse volumique ρ est considérée constante hormis dans le terme source de gravité, qui régit la convection naturelle dans l'équation de quantité de mouvement.

2.2. Formulation des équations

En tenant compte des hypothèses posées précédemment, on peut écrire le système d'équations suivant:

. l'équation de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

. l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = k(\nabla \cdot \nabla T) + S \quad (2)$$

où S est un terme source, considéré nul dans le cadre de notre étude.

. l'équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla \cdot \nabla \vec{u} + \rho \vec{g} \quad (3)$$

Comme décrit par Voller [1], l'équation de conservation de l'énergie peut être transformée en tenant compte de l'enthalpie h du matériau sous l'expression suivante:

$$h = \begin{cases} c_s T; & T < T_m \\ c_l T + (c_s - c_l) T_m + L; & T \geq T_m \end{cases} \quad (4)$$

T_m est la température de changement de phase solide-liquide. Cette expression peut aussi se traduire sous la forme :

$$h = [\theta c_l + (1 - \theta) c_s] T + \theta (c_s - c_l) T_m + \theta L \quad (5)$$

Le paramètre θ , qui représente la fraction liquide, est introduit pour indiquer la nature de la phase du matériau. $\theta = 1$ si le matériau est à l'état liquide et $\theta = 0$ si le matériau est à l'état solide. L'équation de l'énergie peut alors être écrite sous une forme générale :

$$\rho [\theta c_l + (1 - \theta) c_s] \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = k(\nabla \cdot \nabla T) - \frac{\partial \theta}{\partial t} \rho [(c_s - c_l)(T_m - T) + L] \quad (6)$$

2.3 Méthode de résolution

Pour résoudre ces équations, on utilise la méthode des volumes finis sur un maillage structuré, avec l'algorithme SIMPLEC pour la correction de pression, la méthode itérative de Gauss-Seidel pour résoudre les équations linéarisées des champs de température et de vitesse et une méthode itérative du gradient conjugué pour résoudre le champ de pression.

Suggérée par Gartling [2], la viscosité est modifiée en utilisant l'expression (7) qui permet lorsque la valeur du terme de pénalisation B est élevée, d'imposer une valeur très élevée pour la viscosité lorsque $\theta = 0$ (état solide) :

$$\mu_{eff} = \mu + B (1 - \theta) \quad (7)$$

2.4 Conditions aux limites

Sur le plan des transferts thermiques, les conditions aux limites sur les parois chauffées considérées sont des conditions de flux uniforme imposé constant. Les parois non chauffées sont considérées comme adiabatiques. Concernant l'écoulement de la phase liquide qui serait en contact avec la paroi, une condition de non-glissement est considérée.

3. Le matériau à changement de phase

Le matériau est formulation industrielle à base d'urée, dénommé AdBlue® dont les propriétés physiques sont présentées dans la table 1. Ce produit est un mélange eutectique.

Table 1. Propriétés physiques de l'AdBlue®

Propriété	Symbole	Unité	Valeur
Masse volumique solide	ρ_s	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1030
Conductivité thermique solide/liquide	k_s / k_l	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	2.2 / 0.57
Capacité thermique massique solide/liquide	c_s / c_l	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	1600/3400
Viscosité dynamique	μ	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	0.0025
Température de fusion	T_m	$^{\circ}\text{C}$	-11.4
Chaleur latente	L	$\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$	290

Selon le fournisseur BASF [3], la masse volumique de la phase liquide varie en fonction de la température selon :

$$\rho_l = -0.001628 \cdot T^2 - 0.4283 \cdot T + 1100 \quad (8)$$

La concentration du mélange eau-urée considérée dans l'étude correspond exactement au point eutectique si bien que lors de la fusion, le passage de la phase solide à la phase liquide lors de l'élévation en température peut être comparable à celle d'un corps pur. A l'état liquide, l'AdBlue® a la même consistance que l'eau. Il devient blanc lorsqu'il est gelé. La cellule contenant l'AdBlue® est placée dans un congélateur dont la température peut descendre jusqu'à -25°C avant chaque essai.

4. Expérimentation

Un schéma du réservoir est présenté à la Fig. 1. La cavité d'essai est constituée d'une enceinte de section rectangulaire dont les dimensions intérieures sont de 300 mm de largeur, 135 mm de hauteur et 150 mm de profondeur.

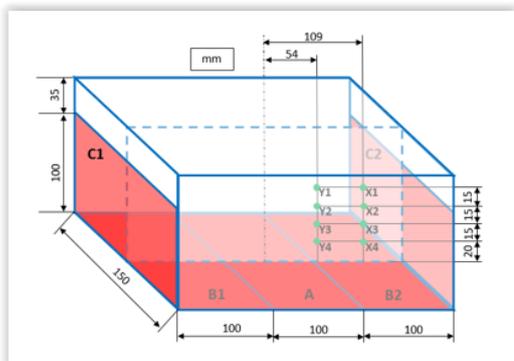


Figure 1: Schéma du réservoir et position des sondes de température (séries X et Y) et des résistances chauffantes

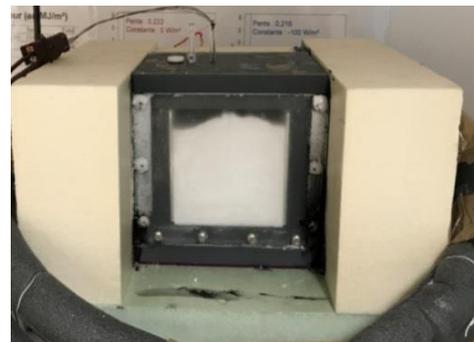


Figure 2: Photographie du réservoir

Trois résistances électriques planes et rectangulaires, notées respectivement B1, A et B2, sont disposées sur le fond de la cavité. Leur dimension est de 150mmx100mm et la puissance dissipée par chaque résistance peut atteindre au maximum 60W. Une vue du dispositif est présentée sur la Figure 2. Un côté vertical de la cuve en face avant est transparent pour permettre l'observation visuelle du processus de fusion, les autres faces sont isolées.

L'évolution temporelle de la forme du front de fusion est enregistrée par une caméra CCD (Imaging Source DMK 23U445). Huit thermocouples de type T ont été placés à 20, 35, 50, 65 mm de la paroi inférieure. Quatre sondes sont sur un axe vertical à 91 mm de la paroi latérale,

et quatre autres à 146 mm. Ces capteurs sont montés sur une tige en plastique rigide qui permet de contrôler leur position lorsqu'ils sont introduits dans la cavité.

La précision des thermocouples est de $0,5^{\circ}\text{C}$. L'incertitude sur la position des perles du capteur avec le point désiré est de 0,5mm. L'incertitude sur la position de l'interface solide/liquide a été estimée à $\pm 0,5$ mm.

5. Confrontation Simulation – Expérience

5.1 Chauffage par les parois latérales

On présente ici les résultats obtenus pour une puissance de 100 W imposée par les résistances électriques placées sur chacune des faces latérales. La Figure 3 montre, à titre d'exemple, en couleur rouge la position de l'interface solide-liquide simulée par le modèle au regard des clichés obtenus au moyen du dispositif. La confrontation des résultats montre un bon accord mis à part sur la partie supérieure du matériau où l'interface simulée apparaît se déplacer plus rapidement. Ce désaccord s'explique par la condition d'adiabaticité qui n'est pas tout à fait respectée expérimentalement et par la différence de masse volumique liquide-solide. La validation du modèle est confirmée sur les autres essais effectués à différentes puissances.

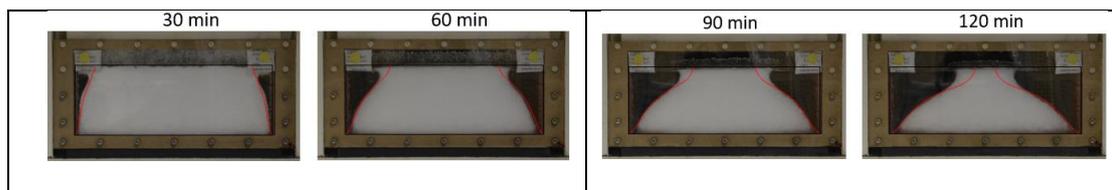


Figure 3 : Images du matériau en cours de fusion à $t=30\text{min}$, 60min , 90min et 120min - chauffage par les parois latérales – trait rouge : position du front liquide-solide obtenue par simulation

Les déplacements d'interface dans ce type de configuration ont été largement décrits dans la littérature (voir par exemple [4,5,6]). L'inclinaison du front de fusion, au fur à mesure du processus, s'explique par le développement du transfert de chaleur non-uniforme par convection naturelle qui plus élevé en haut de la paroi chauffante.

5.2 Chauffage par la paroi horizontale inférieure

La Figure 4 présente les résultats obtenus lorsque la résistance électrique positionnée uniquement au centre de la paroi inférieure impose une puissance de 60W. Les clichés montrent une interface solide-liquide quasi plane et parallèle à l'horizontale. Ce n'est pas le cas de l'interface obtenue par simulation, qui fait apparaître une forme très différente.



Figure 4 : Visualisations en cours de fusion à $t=40\text{min}$, 80min , 120min et 160min - chauffage par la paroi horizontale – trait rouge : position du front liquide-solide obtenue par simulation

Ce désaccord trouve son explication dans la présence de zones gazeuses (Figure 5) qui se créent à l'interface tout au long du processus. Cette 3^{ème} phase résulte de la variation de volume lors du changement de phase solide-liquide. Du fait que ($\rho_s < \rho_l$), la transformation solide-

liquide induit une diminution de volume, qui est comblé immédiatement à la fois par les gaz dissous dans le matériau et par des infiltrations possibles d'air le long des parois. Les images enregistrées lors du processus montrent que ces zones gazeuses ne sont pas réparties uniformément sous l'interface. Leur présence crée une résistance thermique qui limite localement les transferts et ralentit l'avancée du front. Sur la partie de l'interface solide-liquide sans présence de bulles de gaz, le front continue sa progression mais cette zone sera ensuite investie par les bulles du fait d'instabilités induites par la poussée d'Archimède comme illustré schématiquement sur la Figure 6. Ce processus de déplacements répétitifs de poches gazeuses au niveau de l'interface développe finalement une progression quasi-plane du front de fusion.



Figure 5 : Photo de l'interface en présence de bulles

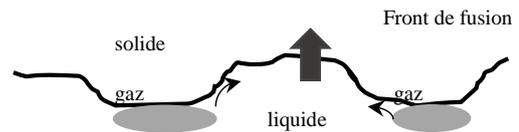


Figure 6 : Représentation schématique de l'interface en présence des zones gazeuses

Pour prendre en compte cette troisième phase, un algorithme a été implémenté dans le code, qui consiste à prendre en compte la part de volume gaz V_g^n induit lors du changement de phase d'un volume de solide en liquide, à partir de l'expression :

$$V_g^n = V_g^{n-1} + (1 - \rho_{solide}/\rho_{liquide})(V_s^{n-1} - V_s^n) + V_l^n \quad (9)$$

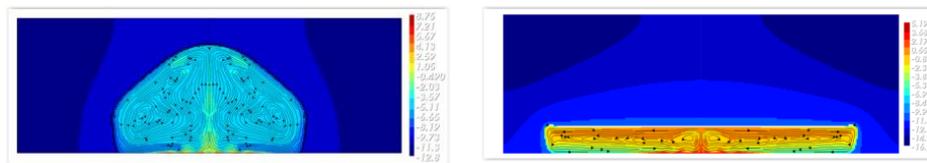


Figure 7 : simulation de la position du front sans prendre en compte la phase gazeuse (à gauche) et en prenant en compte la phase gazeuse (à droite)

La figure 7 montre la nouvelle forme du front et le bon accord obtenu avec les clichés expérimentaux (Figure 8) ; il en est de même sur les résultats des profils de température issus de la simulation et par l'expérimentation présentée Figure 9. Cette confrontation atteste de la validité de l'approche proposée. Les fluctuations de température observées après la montée rapide en température sont liées aux mouvements de convection naturelle.



Figure 8 : Images du matériau en cours de fusion à $t=40\text{min}$, 80min , 120min et 160min - chauffage par la paroi horizontale – trait rouge : simulation de la position du front

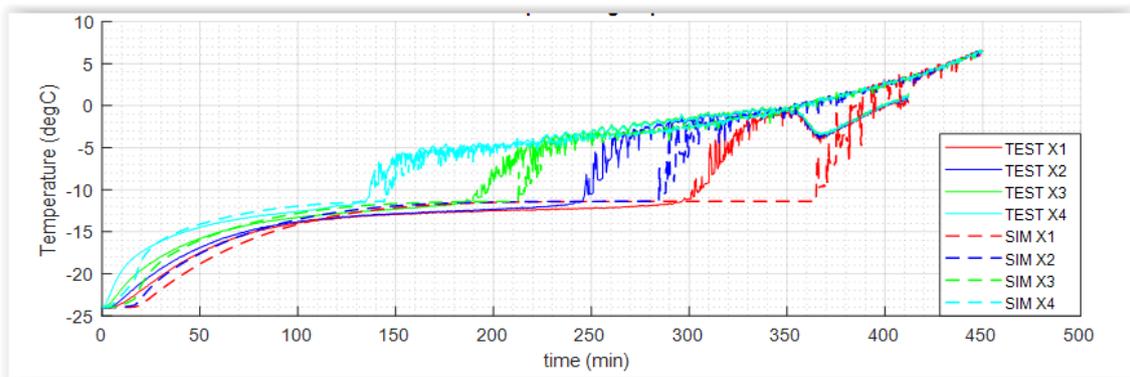


Figure 9: *profils de température pour des sondes situées à 91 mm (groupe X) de la paroi latérale, trait plein : simulation trait pointillé : expérience*

5.3 Choix de la configuration optimale pour les résistances

Cette étude a été menée afin de déterminer la meilleure position des résistances chauffantes qui permettrait de faire fondre un volume maximal d'urée dans un temps restreint d'une minute. La figure 10 montre, pour une puissance électrique totale imposée de 60W, la fraction de volume d'AdBlue® fondue en fonction du temps pour un chauffage par les parois latérales et un chauffage par la paroi horizontale au centre. Au bout de 40s, la fraction fondue est de 0,06% pour une résistance chauffante placée au fond du réservoir alors qu'elle n'est que de 0,02% pour une résistance placée sur la face latérale. Des résultats similaires sont obtenus pour des puissances supérieures. Finalement, l'étude montre que le meilleur emplacement est de positionner la résistance chauffante sur le fond et au centre du réservoir si l'on souhaite fondre un volume conséquent dans la première minute de chauffage, qui va conditionner le démarrage.

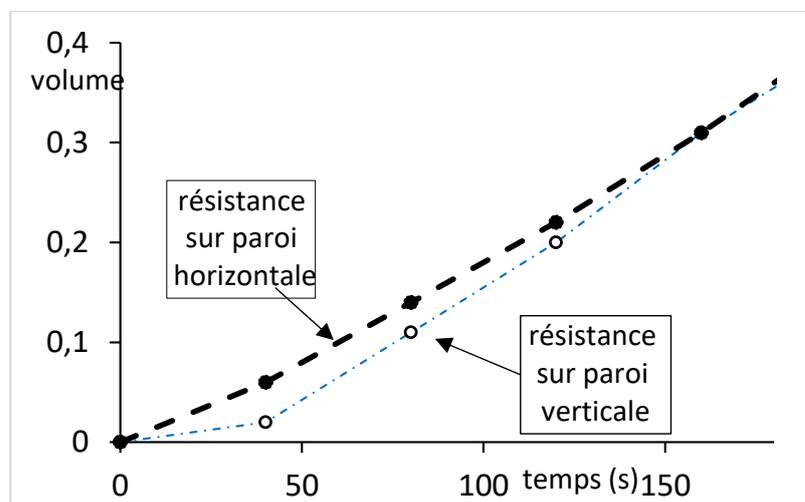


Figure 10 : *fraction d'AdBlue® fondue en fonction du temps pour une puissance électrique de 60W*

6. Conclusion

Une modélisation a été développée pour simuler la fusion d'une solution d'urée dans un réservoir. Après validation, cet outil de simulation permet, suivant la configuration de chauffage adoptée, d'évaluer la fraction fondue en fonction du temps. Pour le chauffage par le fond du réservoir, il est nécessaire de prendre en compte l'apparition d'une phase gazeuse, liée au

« vide » développé lors du changement d'état solide –liquide. Le modèle a été adapté et les résultats numériques obtenus sont conformes aux observations expérimentales. La validation du modèle ainsi faite, cet outil sera prochainement utilisé en vue de déterminer le positionnement et la puissance des résistances à placer des réservoirs réels qui sont géométries plus complexes.

Bibliographie

- [1] V. Voller, Prakash C., A fixed grid numerical modeling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 30, (1987), 1709–1719.
- [2] D.K. Gartling, Finite Element Analysis of Convection Heat Transfer Problems in Phase Change, Computer Methods in Fluids, Pentech London, 1980.
- [3] BASF, Fiche techniques AdBlue®, http://www.ccvr.fr/IMG/pdf/fds_-_adblue.pdf
- [4] C. Gau, R. Viskanta, Melting and Solidification of a Pure Metal on a Vertical Wall”. *Journal of Heat Transfer*, 108, (1986),174-181.
- [5] O. Bertrand, B. Binet, H. Combeau, S. Couturier, Y. Delannoy, D. Gobin, M. Lacroix, P. Le Quéré, M. Médale, J. Mencinger, H. Sadat, G. Vieira, “Melting driven by natural convection A comparison exercise: first results”, *International Journal of Thermal Sciences*, 38, (1999), 5–26.
- [6] Z. Younsi, A. Joulin, L. Zalewski, S. Lassue, D. Rousse, Analyse numérique de la fusion de matériaux à changement de phase dans une enceinte rectangulaire chauffée par une paroi latérale, *IX^{ème} colloque interuniversitaire franco-québécois*, (Lille, 18-20 mai 2009).

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la société Plastic Omnium pour leur aide financière.

Vers un usage du xylitol surfondu pour le stockage d'énergie thermique saisonnier

Towards the use of undercooled Xylitol for long term thermal energy storage

Marie DUQUESNE^{1*}, Cédric LE BOT¹, Elena PALOMO DEL BARRIO², Rafik BELARBI³, Ameer HAMAMI³, Fouzia ACHCHAQ⁴.

¹ Bordeaux INP, CNRS, Université de Bordeaux, ENSAM, I2M Bordeaux, ENSCBP, 16 avenue Pey Berland, 33600 Pessac, France

² Ikerbasque Foundation, CIC energiGUNE, Parque Tecnológico de Álava, Albert Einstein, 48. Edificio CIC, 01510 Miñano, Álava, Espagne

³ Université de La Rochelle, Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement, LaSIE - CNRS UMR 7356, Avenue Michel Crepeau. 17042 La Rochelle Cedex 1

⁴ Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, ENSAM, I2M Bordeaux, Esplanade des Arts et Métiers, 33400 Talence, France

*(auteur correspondant : marie.duquesne@enscbp.fr)

Résumé – L'objectif de ce travail est de trouver une solution pour surmonter les difficultés en lien avec la décharge d'énergie d'un système de stockage saisonnier intégrant du xylitol surfondu dans le cadre d'une application aux bâtiments (problème d'activation et puissances insuffisantes). Le bullage est une technique simple, peu intrusive, peu coûteuse et prometteuse pour activer et accélérer la décharge d'énergie. Cette technique a permis la décharge d'un récipient de 16,1 dm³ contenant une colonne de 18 cm de xylitol surfondu à une température proche de l'ambiante en moins d'une heure.

Mots-clés : Stockage d'énergie thermique, liquide surfondu, activation de la décharge d'énergie, temps de latence et de recalescence.

Abstract –This work aims at finding ways to overcome the difficulties related to the energy discharge of a seasonal storage system integrating undercooled xylitol for building applications (problem of activation and insufficient powers). Stirring by bubbling is a simple, low intrusive, low cost and hence a promising technique to activate and accelerate the energy discharge. It allows discharging a 16,1 dm³ container with an undercooled xylitol column of 18 cm at a temperature close to ambient one in less than one hour.

Keywords: Thermal energy storage, undercooled melt, activation of the energy discharge, times of latency and recalescence.

Nomenclature

D	Diamètre du récipient, cm	T_0	Température d'activation, °C
H	Hauteur de xylitol surfondu, cm	T_f	Température de fusion, °C
L_f	Enthalpie de fusion, J.g ⁻¹	ΔT	Degré de surfusion, °C

1. Introduction

Le stockage d'énergie thermique (TES) est un élément clé pour l'optimisation de l'utilisation des énergies renouvelables et l'amélioration des performances énergétiques des bâtiments [1]. Les matériaux à changement de phase (MCP) utilisés pour le TES représentent

une classe importante de matériaux qui contribuent de manière substantielle à l'efficacité d'utilisation et de conservation des pertes de chaleurs et de l'énergie solaire [2,3]. Parmi les MCP, le xylitol est un matériau particulièrement prometteur pour le stockage saisonnier de l'énergie solaire. En effet, sa température de fusion est de 91°C, il a une chaleur latente élevée de 263 J/g et un coût acceptable. De plus, il présente une surfusion importante permettant de stocker l'énergie à une température proche de l'ambiante, donc de réduire les pertes thermiques durant la période de stockage. Sa probabilité de nucléation spontanée est très faible donc le risque de perdre le stock d'énergie est également faible.

Néanmoins, l'utilisation du xylitol surfondu comme matériau de stockage pose deux problèmes majeurs. Tout d'abord, la barrière énergétique à dépasser pour activer sa nucléation est tellement élevée que sa cristallisation devient quasiment impossible (d'une part, le xylitol surfondu devient très visqueux quand la température diminue, d'autre part, le passage de l'état liquide à l'état solide fait intervenir un changement de conformation). Ensuite, pour les mêmes raisons, son taux de croissance cristalline est extrêmement bas. Les vitesses maximales de croissance qui apparaissent autour de 50-55°C sont trop faibles (de l'ordre du $\mu\text{m/s}$) pour atteindre les puissances requises dans le cadre d'une application au bâtiment.

Cette étude vise à identifier une technique capable d'activer la cristallisation du xylitol surfondu et d'atteindre les performances requises (en termes de temps et de puissance de décharge). Une fois identifiée, la faisabilité de cette technique est montrée. Enfin, une analyse des performances thermiques atteignables dans des dispositifs à l'échelle du laboratoire est effectuée.

2. Matériau et Méthodologie

2.1 Matériau

Les informations générales sur le xylitol, seul matériau testé dans cette étude, sont rassemblées dans le tableau 1. L'estimation de ses propriétés thermo-physiques des phases liquide et solide a été réalisée et détaillée dans [4].

Numéro CAS	Formule	Fournisseur	Masse molaire (g/mol)	Température de fusion T_f (°C)	Enthalpie de fusion L_f (J/g)	Pureté
87-99-0	$\text{C}_5\text{H}_{12}\text{O}_5$	Roquette	152,15	91	267	98,43%

Tableau 1 : Informations sur le xylitol utilisé et ses principales propriétés thermiques [4].

2.2 Moyens expérimentaux et expériences

Un récipient est rempli de xylitol en poudre, puis placé à l'intérieur d'un four (N 120 85HA, fournisseur: Nabertherm) à une température de 100°C pendant 10 heures pour faire fondre l'intégralité du xylitol. La hauteur de xylitol est ajustée jusqu'à atteindre la valeur cible pour chaque expérience (6 ou 18 cm selon le récipient). Le rapport de forme de la colonne de xylitol surfondu (ratio hauteur de xylitol surfondu/diamètre du récipient) a une grande importance dans nos expériences. En effet, pour certains rapports de forme, la cristallisation n'est pas activée, pour d'autres, seule une partie du liquide surfondu cristallise. Une fois l'intégralité du xylitol fondu, le récipient est sorti du four et laissé à température ambiante en vue de son refroidissement de 100°C à une température (*i.e* à un degré de surfusion) sélectionnée.

Lorsque la température souhaitée est atteinte, de l'air est injecté (bullage) à l'aide d'un tube en plastique (diamètre intérieur de 3 mm) immergé près de la paroi au fond du récipient. Ce tube est relié à une pompe (fournisseur : EHEIM 400, Figure 1 b&c). La réponse thermique

du xylitol est enregistrée automatiquement toutes les secondes tout au long des expériences à l'aide de thermocouples standards de type K (fournisseur: RS Pro). Les mesures de températures réalisées sont à $\pm 1,2$ ° C près (sur une plage de températures de 10 à 90°C après étalonnage). Dans toutes les expériences, la température ambiante est 25°C. L'expérience et l'acquisition des mesures sont arrêtées quand des difficultés de circulation des bulles d'air apparaissent en raison de la cristallisation de la majeure partie du Xylitol surfondu.

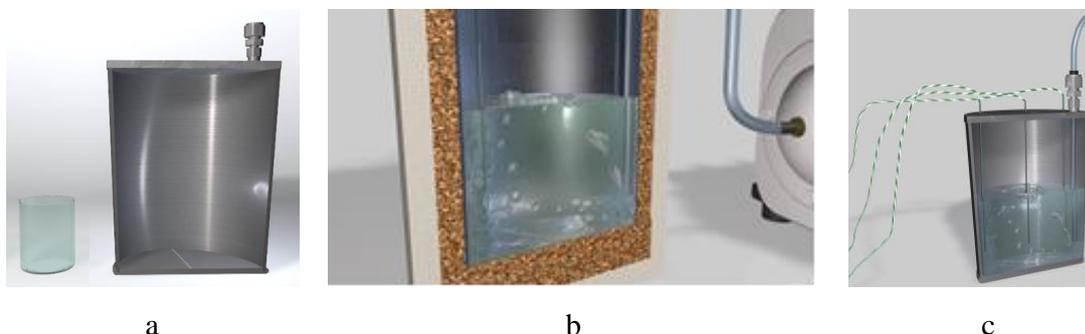


Figure 1. Schéma du dispositif utilisé composé d'un récipient contenant du xylitol surfondu agité à l'aide d'une injection d'air : a. récipients 1 et 2, b. dispositif contenant le récipient n°1 isolé thermiquement lors du bullage, c. dispositif contenant le récipient n°2 lors du bullage.

Deux récipients sont utilisés. Le récipient n°1 est un bécher en verre. Le verre permet, dans un premier temps, l'observation de la cristallisation et des différents mécanismes ayant lieu (Figure 2) [5,6]. Pour les analyses des performances thermiques, il est ensuite isolé thermiquement (liège) afin de minimiser les pertes thermiques (Figure 1). L'objectif final est d'envisager un récipient en acier inoxydable à l'échelle du mètre. Plus le volume de xylitol surfondu est grand, plus la probabilité de nucléation hétérogène et l'inertie thermique devraient être importantes favorisant la décharge d'énergie. Pour vérifier si un volume plus grand favoriserait effectivement la décharge d'énergie, nous avons utilisé une cuve en acier inoxydable (récipient n°2). Ses dimensions ainsi que la colonne de xylitol surfondu en son sein sont trois fois supérieures à celle du récipient n°1 pour conserver le même rapport de forme (Figure 1a). Dans toutes les séries d'expériences, les deux récipients contiennent une colonne de xylitol de 6 cm pour le premier et 18 cm pour le second. Ce rapport de forme (H/D) permet l'activation et la cristallisation de l'intégralité du xylitol surfondu dans les conditions opératoires utilisées.

Les caractéristiques des deux récipients utilisés sont rassemblées dans le Tableau 2 et schématisés sur la Figure 1a.

Récipient n°	Matériau	Volume (dm ³)	Diamètre D (cm)	Hauteur (cm)	Hauteur de xylitol surfondu H (cm)	Rapport de forme H/D (-)
1	Bécher en verre	0,60	8,50	10,5	6	0,7
2	Cuve en acier inoxydable 316 L	16,1	25,5	31,5	18	0,7

Tableau 2 : Caractéristiques des 2 récipients utilisés et hauteurs respectives de xylitol surfondu.

Dans le cas du récipient n°1, seuls deux thermocouples ont été utilisés pour enregistrer la température du xylitol, l'un situé près de la paroi du bécher et à proximité de l'injection d'air et l'autre, du côté opposé (Figure 1b). Un troisième thermocouple a été ajouté et placé entre les deux autres dans le récipient n°2 (Figure 1c).

3. Faisabilité

Différentes techniques pour activer la cristallisation du xylitol surfondu ont été investiguées : l'ensemencement du liquide surfondu avec des cristaux du même produit, l'utilisation d'ultrasons, l'agitation mécanique et le bullage avec de l'air. Les deux premières ont des effets trop localisés et ne seraient pas efficaces à l'échelle du système de stockage. L'agitation mécanique est efficace mais trop intrusive.

En revanche, le bullage s'est avéré être une solution simple, efficace, peu intrusive, peu coûteuse et prometteuse. Comme le montre la Figure 2, cette technique permet de cristalliser l'intégralité du xylitol contenu dans le récipient n°1.

Dûment contrôlé, le bullage permettrait de décharger le système de stockage rapidement et au moment voulu. En effet, il serait capable d'induire la nucléation rapidement et dans la totalité de la colonne de xylitol surfondu, compensant ainsi la faible vitesse de croissance de la phase cristalline. L'étude de faisabilité du bullage pour l'activation de la décharge d'énergie dans un système de stockage d'énergie thermique saisonnier avec du xylitol pour matériau à changement de phase a récemment été effectuée [5].

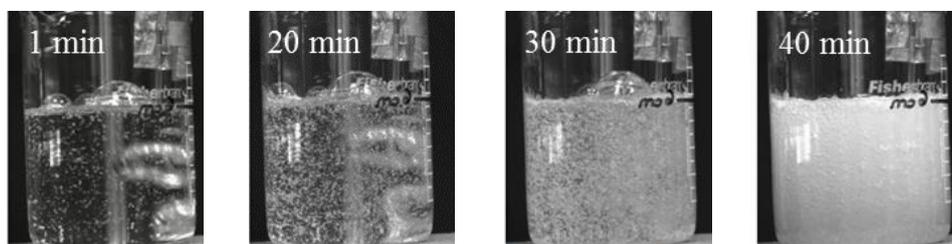


Figure 2. Images de la cristallisation du xylitol activée grâce à l'injection de bulles d'air dans le récipient n°1 à différents instants dans les conditions opératoires suivantes : débit d'air = 80 L/h; température initiale $T_0=62^\circ\text{C}$, degré de surfusion $\Delta T=29^\circ\text{C}$.

4. Analyse des performances thermiques

4.1. Critères de performance investigués

Avant d'envisager le lancement d'une campagne d'essais à grande échelle, la faisabilité du changement d'échelle (passage de l'échelle du laboratoire à celle du prototype d'un système) doit être évaluée. Pour ce faire, une analyse paramétrique préliminaire consistant en 4 séries d'expériences a été menée. Cette analyse vise à caractériser l'influence de paramètres de fonctionnement du dispositif de stockage dont la décharge est activée par bullage sur 3 critères de performance représentatifs du rendement de la décharge d'énergie : les temps de latence, le temps de recalescence et la température maximale atteinte.

Il a été montré dans [5,6] que la réponse thermique du xylitol surfondu passe par *trois phases différentes* (Figure 3) durant lesquelles **3 critères de performances** sont étudiés :

- La *phase de latence* commence dès que l'air est injecté dans le xylitol surfondu et s'arrête lorsqu'il commence à cristalliser. Le **temps de latence** fait référence à la durée de la phase de latence. Ce paramètre clé permet d'étudier la durée entre l'activation du bullage et celle de la décharge d'énergie.
- La *phase de recalescence* correspond à la période de cristallisation du xylitol surfondu. Le **temps de recalescence** se réfère à la durée de la phase de recalescence. Pendant cette dernière, la chaleur est libérée à l'interface solide-liquide faisant monter

la température du xylitol surfondu. La température d'activation est la température à laquelle le xylitol commence à cristalliser et un des paramètres de fonctionnement étudié. Nous considérons que la phase de recalescence se termine lorsque le xylitol atteint la **température maximale**. Ces deux derniers paramètres sont essentiels pour l'application visée car ils permettent d'évaluer la durée de la décharge d'énergie et sa puissance délivrée au système.

- La *phase finale* correspond à la partie pendant laquelle la cristallisation est entraînée par l'extraction de chaleur due aux échanges thermiques entre l'air et le liquide surfondu (convection générée par l'injection d'air) faisant diminuer la température du xylitol. Par conséquent, la température maximale observée est inférieure à celle de fusion du xylitol qui continue de cristalliser au-delà de ce point.

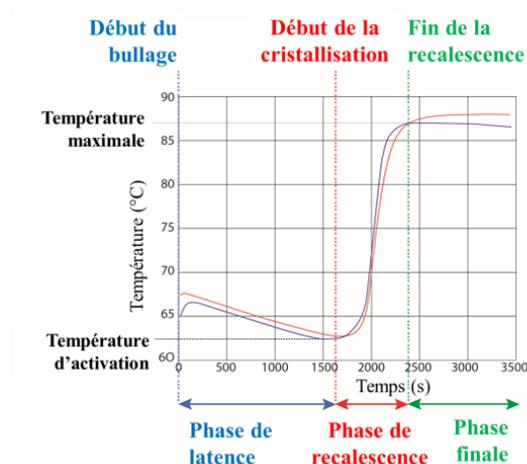


Figure 3. Exemple de réponse thermique du xylitol surfondu observée lors du bullage ($T_0=62^\circ\text{C}$, $\Delta T=29^\circ\text{C}$). La courbe rouge (respectivement bleue), est enregistrée grâce au thermocouple loin (respectivement proche) de l'injection d'air.

4.2. Etude paramétrique

Trois séries d'expériences sont réalisées avec le récipient n°1 isolé thermiquement. Elles permettent l'étude de l'influence de 3 paramètres de fonctionnement (la température d'activation de la cristallisation, le débit puis la température de l'air injecté) sur les 3 critères de performances thermiques sélectionnés. Par la suite, une dernière série d'expériences est réalisée avec le récipient 2, fabriqué afin de changer d'échelle (multipliée par 3) avec un matériau souvent utilisé dans les systèmes de stockage (acier inoxydable 316L) avant d'envisager la réalisation d'un prototype à bien plus grande échelle.

Quelle que soit la série d'expériences, une fois le bullage commencé, les températures sont enregistrées à l'aide des thermocouples. Pour chaque expérience considérée, les données recueillies correspondent aux valeurs enregistrées par le thermocouple loin de l'injection d'air pour éviter les perturbations associées telles que les oscillations de fluide par exemple. Par ailleurs, un traitement automatique des données détaillé dans [6] a été mis en place pour détecter systématiquement les températures d'activation et maximale ainsi que les temps de latence et de recalescence.

Le Tableau 3 recense les 4 séries d'expériences réalisées et les conditions opératoires correspondantes.

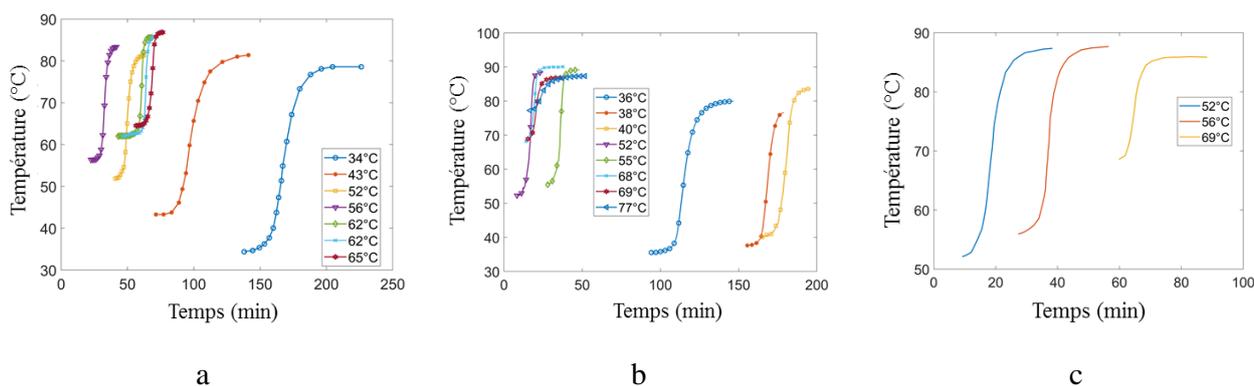
Tableau 3 : *Séries d'expériences réalisées et conditions opératoires*

Récipient n°	Nombre d'expériences réalisées	Débit d'air (L/h)	Température d'air injecté (°C)	Températures d'activation (°C)
1	7	80	25	[34 - 65]
	8	200	25	[36 - 74]
	3	80	50	[52 - 68]
2	6	80	25	[41 - 77]

4.2.1. Récipient n°1 isolé thermiquement

Les évolutions thermiques du xylitol surfondu au cours de la recalescence lors des trois séries d'expériences effectuées avec le réacteur n°1 isolé thermiquement sont illustrées sur la Figure 4.

Figure 4. *Evolution de la température du xylitol surfondu pendant la phase de recalescence des différentes expériences (une courbe par expérience) réalisées dans le récipient n°1 isolé thermiquement: a. 7 expériences avec un débit d'air injecté de 80 L/h, une température d'air injecté de 25°C et des températures d'activation allant de 34°C à 65°C, b. 8 expériences avec un débit d'air injecté de 200 L/h, une température d'air injecté de 25°C et des températures d'activation allant de 36°C à 74°C, c. 3 expériences avec un débit d'air injecté de 80 L/h, une température d'air injecté de 50°C et des températures d'activation allant de 52°C à 68°C.*



Une première série de 7 expériences (températures d'activation allant de 34°C à 65°C) est réalisée pour étudier l'influence de la température d'activation, température à laquelle commence la décharge d'énergie (*i.e* la cristallisation, au début de la phase de recalescence) (Figure 4a). Pour un air à 25°C injecté avec un débit de 80L/h, à une température d'activation proche de la température ambiante, le temps de latence approximatif est de 2 heures. Ensuite, la recalescence dure près de 4 heures et la température maximale atteinte est proche de 80 °C (soit 11 °C en dessous de la température de fusion du Xylitol). Activer la cristallisation à une température proche de la température ambiante est très avantageux. Cela signifie que le stock d'énergie pourra être conservé à température ambiante sur une longue durée, ce qui limite les pertes thermiques. Ensuite, quand on aura besoin de décharger le système, il suffira d'activer le bullage sans autre dépense énergétique requise. En termes de performance de décharge, 56°C semble être la température d'activation permettant les temps de latence et de recalescence les plus bas, correspondant donc à la puissance la plus élevée et au temps de décharge le plus court. En effet, ces conditions permettent d'activer la décharge en environ 20 minutes et d'atteindre une température finale proche de celle de fusion (83 °C) en moins de 1 heure (environ 42 min).

Une deuxième série de 8 expériences (températures d'activation allant de 36°C à 74°C) est réalisée pour étudier l'influence du débit de l'air injecté. Pour cela, de l'air à 25°C est injecté avec un débit de 200 L/h dans le récipient n°1 isolé thermiquement (Figure 4b). Le débit d'air injecté plus élevé (200L/h) raccourcit les temps de latence et de recalescence permettant également d'augmenter la puissance délivrée et de diminuer la durée de décharge. En effet, le temps de latence à une température d'activation proche de la température ambiante avec un débit d'air de 200 L/h est d'environ 1 h 30 min (il est de 2 heures pour un débit 80 L/h dans les mêmes conditions opératoires). Ensuite, la phase de recalescence dure près de 2h30 (4 heures pour un débit d'air de 80 L/h). La température maximale atteinte est similaire dans les deux cas.

Une troisième série de 3 expériences (températures d'activation allant de 52°C à 68°C) est réalisée pour étudier l'influence de la température de l'air injecté. Pour cela, de l'air à 50°C est injecté avec un débit de 80 L/h dans le récipient n°1 isolé thermiquement. L'évolution thermique du xylitol surfondu au cours de la période de recalescence est illustrée sur la Figure 4c. En comparant les 3 courbes de la Figure 4c, on constate que, plus la différence de température entre l'air injecté et le xylitol surfondu est élevée, plus les échanges thermiques sont importants. L'augmentation de la température de l'air injecté permet d'augmenter la température maximale et de raccourcir le temps de latence. Des expériences supplémentaires devraient être effectuées pour déterminer le meilleur compromis à utiliser pour la température de l'air injecté afin de limiter à la fois les pertes thermiques et le coût énergétique du chauffage de l'air.

4.2.2. Récipient n°2

La quatrième et dernière série d'expériences se compose de six expériences. Les conditions opératoires utilisées sont les mêmes que celles de la première série d'expériences sauf que le récipient n°2 est utilisé et que les températures d'activation sont comprises entre 41°C et 77°C (Figure 5).

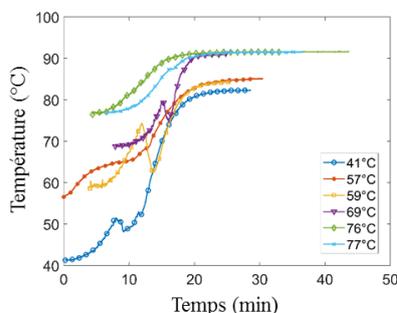


Figure 5. Evolution de la température du xylitol surfondu pendant la phase de recalescence au cours de 6 expériences (une courbe par expérience) réalisées dans le récipient n°2 avec un débit d'air injecté de 80 L/h, une température d'air injecté de 25°C et des températures d'activation allant de 41°C à 77°C.

La Figure 5 montre que les temps de latence et de recalescence les plus faibles sont obtenus en utilisant le récipient n°2 (temps de latence de moins de 10 minutes, de recalescence de 40 minutes pour une température d'activation à 41°C). Le fait d'agrandir les dimensions pourraient donc favoriser la décharge d'énergie. Dans le réacteur n°2, l'inertie, la masse de liquide surfondu et les bulles générées sont plus grandes générant des fluctuations sur les courbes obtenues (Figure 5). Ces derniers résultats sont donc encourageants mais ce changement d'échelle est trop petit pour que nous puissions tirer des conclusions concernant un prototype.

5. Conclusion

Cette étude vise à identifier une technique capable d'activer la décharge d'énergie d'un système de stockage saisonnier d'énergie thermique intégrant du xylitol surfondu et de fournir des puissances suffisantes pour une application aux bâtiments.

Une fois la faisabilité de l'activation par bullage montrée, une analyse paramétrique a été effectuée. Cette dernière consiste en 4 séries d'expériences permettant d'étudier l'influence de la température d'activation, du débit et de la température de l'air injecté sur 3 critères de performance représentatifs du rendement de la décharge d'énergie : les temps de latence, le temps de recalescence et la température maximale atteinte.

Le débit et la température de l'air injecté dans le xylitol surfondu ont un impact sur les performances thermiques du dispositif (notamment sur les temps de latence et recalescence). Enfin, le bullage a permis la décharge d'un récipient de 16,1 dm³ contenant une colonne de 18 cm de xylitol surfondu à 41°C (16°C au-dessus de la température ambiante, degré de surfusion de 50°C) en moins d'une heure. De plus, la décharge d'énergie a commencé seulement quelques minutes après le début du bullage.

Même si ces résultats sont encourageants, une analyse plus approfondie et systématique de chaque paramètre clé étudié devrait être effectuée en vue de la réalisation du prototype.

Références

- [1] B. Zalba, J.M. Marin, L.F. Cabeza, H. Mehling, "Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications", *Applied Thermal Engineering*, 23, 251-283, 2003.
- [2] A. Abhat, "Low temperature latent heat thermal energy storage: heat storage materials", *Solar Energy*, 30, 313-332, 1983.
- [3] M. Kenisarin, K. Mahkamov, "Solar energy storage using phase change materials", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 11, 1913-1965, 2007.
- [4] E. Palomo del Barrio, A. Godin, M. Duquesne, J. Daranlot, J. Jolly, W. Alshaer, T. Kouadio, A. Sommer, Characterization of different sugar alcohols as phase change materials for thermal energy storage applications, *Solar Energy Materials and Solar Cells* 159 (2017), 560–569.
- [5] M. Duquesne, E. Palomo del Barrio, A. Godin, Nucleation Triggering of Highly Undercooled Xylitol Using an Air Lift Reactor for Seasonal Thermal Energy Storage, *Applied Sciences* 9(2) (2019), 267-277.
- [6] A. Godin, M. Duquesne, E. Palomo del Barrio, F. Achchaq F., P. Monneyron, Bubble agitation as a new low intrusive method to crystallize glass-forming materials, *Energy Procedia*, 139 (2017), 352-357.

Remerciements

Les auteurs remercient le CNRS, ERDF et la Région Nouvelle Aquitaine pour le financement des Projets SUDOKET (Interreg Sudoe Programme *via* ERDF), BioMCP (Project Région Nouvelle Aquitaine -2017-1R10209-13023) et PHASE-IR (IEA CNRS). Les auteurs remercient également 25 IMAGES COMMUNICATION (<https://www.25-images.com/>).

Ablation d'un bloc de glace transparente impacté par un jet d'eau chaude – Application à la sûreté des RNR-Na

Ablation of ice bloc impacted by a hot water jet – Application to SFR safety

Alexandre LECOANET^{1,2*}, Nicolas RIMBERT², Michel GRADECK², Frédéric PAYOT¹

¹CEA, DEN, Cadarache, DTN, SMTA, LEAG,
13108 St Paul lès Durance, France

² Université de Lorraine, CNRS, LEMTA,
F-54000, Nancy, France

*(auteur correspondant : alexandre.lecoanet@univ-lorraine.fr)

Résumé - L'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau chaude est étudiée dans le but d'obtenir une compréhension physique du phénomène pouvant *in fine* être appliqué au dimensionnement du récupérateur de corium d'un RNR-Na. Le système étudié met en œuvre un jet d'eau et d'un bloc de glace transparente. Le suivi en temps réel de l'ablation est visualisé par une caméra rapide. Les résultats présentés montrent la succession de régimes rencontrés. Un régime d'ablation supplémentaire est mis en lumière. L'évolution de la vitesse d'ablation en fonction du temps et de la vitesse du jet sont analysés.

Mots-clés : Ablation ; Fonte ; Jet liquide ; Sûreté nucléaire ; Film liquide.

Abstract - Ablation of an ice bloc by a hot water jet is studied to understand the physical phenomena involved in the process, the final goal is to design SFR's core-catcher. The system studied is comprised of a water jet and a transparent ice block. Ablation process is followed by use of high-speed camera and back lighting. First results are presented. A new ablation regime is reported. The evolution of ablation speed with time and jet speed are analyzed.

Keywords: Ablation; Melting; Liquid jet; Nuclear safety; Liquid film.

Nomenclature

C_p Capacité thermique massique $J/kg.K$
 D Diamètre m
 g Accélération de la pesanteur $9,81 m/s^2$
 h Coefficient d'échange convectif $W/m^2.K$
 H Hauteur de chute m
 k Conductivité thermique $W/m.K$
 L Chaleur latente de fonte J/kg
 q Densité de flux thermique W/m^2
 Nu Nombre de Nusselt $Nu = \frac{hD}{k}$
 Pr Nombre de Prandtl $\frac{\mu C_p}{k}$
 Re Nombre de Reynolds $\frac{\rho V D}{\mu}$
 V Vitesse m/s
Symboles grecs
 μ Viscosité dynamique $Pa.s = kg/m.s$

ρ Masse volumique $kg.m^{-3}$
Indices et exposants
 0 Sortie de buse ou initial
 1 Avant le début du "pool-effect"
 2 Après le début du "pool-effect"
eff Effectif
 f Fonte
 j Jet
 pe "pool-effect"
 s Solide
Acronymes
 RNR-Na Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium

1. Introduction :

La possibilité de formation d'un magma constitué d'un mélange multiphasique de combustible nucléaire et d'éléments de structures fondu (corium) dans le cœur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium (RNR-Na) est prise en compte dès les premières phases de dimensionnement [1]. L'un des enjeux consiste à extraire le corium du cœur aussi vite que possible pour éviter tout risque de re-criticité en augmentant les fuites neutroniques ainsi que pour améliorer son refroidissement ultérieur. Pour atteindre cet objectif, la solution proposée consiste à disposer des tubes de déchargement en cœur et débouchant dans le caloporteur en dessous de celui-ci et des structures de maintien présentes dans la cuve. Pour augmenter la surface d'échange avec le caloporteur et protéger la deuxième barrière de confinement¹, un plateau récupérateur de corium est disposé sur le fond de cuve (Fig. 1). Le récupérateur, en situation accidentelle avec décharge du corium, sera impacté par un jet de corium. La température du corium étant supérieure à 2000 K, suivant la composition du corium s'écoulant, il est probable qu'une partie du matériau composant le récupérateur fonde. Il faut donc dimensionner le récupérateur en conséquence.

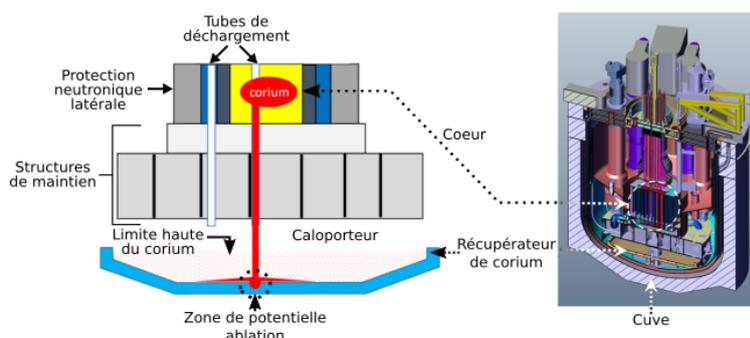


Figure 1 : Schéma de principe du couple tubes de déchargement récupérateur de corium (gauche). Exemple de coupe de réacteur nucléaire de quatrième génération incluant des tubes de déchargement et un récupérateur en cuve (droite).

Une certaine fraction du corium devrait se fragmenter lors de sa pénétration dans le caloporteur, si ce dernier est toujours liquide. Néanmoins, on considère que l'élargissement du jet de corium et l'augmentation de la surface de contact entre le jet et le caloporteur, consécutives à la fragmentation, sont de nature à réduire la densité de flux thermique appliquée sur le récupérateur. C'est donc l'impact d'un jet cohérent qui entraîne la plus grande densité de flux sur le récupérateur et donc un percement par changement de phase (ablation) plus rapide. Les compositions relatives du corium et du récupérateur peuvent aussi jouer un rôle important sur la vitesse d'ablation. Les plus grandes vitesses d'ablation sont atteintes lorsque le corium et le récupérateur sont de même nature [2].

Des études ont déjà été menées dans le contexte de la sûreté nucléaire [3, 4, 5]; néanmoins, seules de faibles épaisseurs de parois étaient considérées. De plus, la vitesse d'ablation a toujours été considérée comme constante lors de ces études. Elles ont néanmoins mis au jour un régime pendant lequel le film liquide engendré par la déflexion du jet s'effondre pour donner naissance à une piscine de liquide. Durant ce régime nommé "pool-effect" [4], la vitesse d'ablation diminue et il n'a pas été caractérisé plus avant. Aussi très peu d'informations sont

¹C'est-à-dire la cuve du réacteur.

disponibles sur la géométrie globale de la cavité lors de l'ablation, le rythme d'ablation et les coefficients d'échanges associés.

Pour mieux comprendre le processus d'ablation dans son ensemble et comprendre l'apparition du "pool-effect", il faut avoir accès à la géométrie de la cavité en temps réel. Le couple eau/glace transparente a donc été choisie pour simuler l'ablation d'un bloc solide soumis à l'impact d'un jet liquide de même nature. Le principal avantage est de pouvoir suivre le déroulement de l'ablation en temps réel. Pour mettre en œuvre ce système, le dispositif HAnSoLO (Hot Ablation of a Solid by a Liquid - Observation) a été conçu au LEMTA. Les données obtenues et leur analyse permettront *in fine* de tester la robustesse des futures codes de calculs développés au CEA et qui serviront aux études de sûretés des RNR-Na.

2. Dispositif expérimental

Le but du dispositif HAnSoLO est de reproduire au maximum les conditions d'ablation probables lors de l'impact d'un jet de corium sur un récupérateur métallique tout en permettant une métrologie fine et une répétition d'expériences rendant possible la compréhension des mécanismes à l'œuvre. Les paramètres étudiés sont la vitesse du jet, sa température et son diamètre. Un schéma légendé du dispositif HAnSoLO est reproduit en Fig. 2. En plus de la caméra rapide enregistrant la formation de la cavité de côté, une caméra visible et une caméra thermique sont pointées vers la zone d'impact².

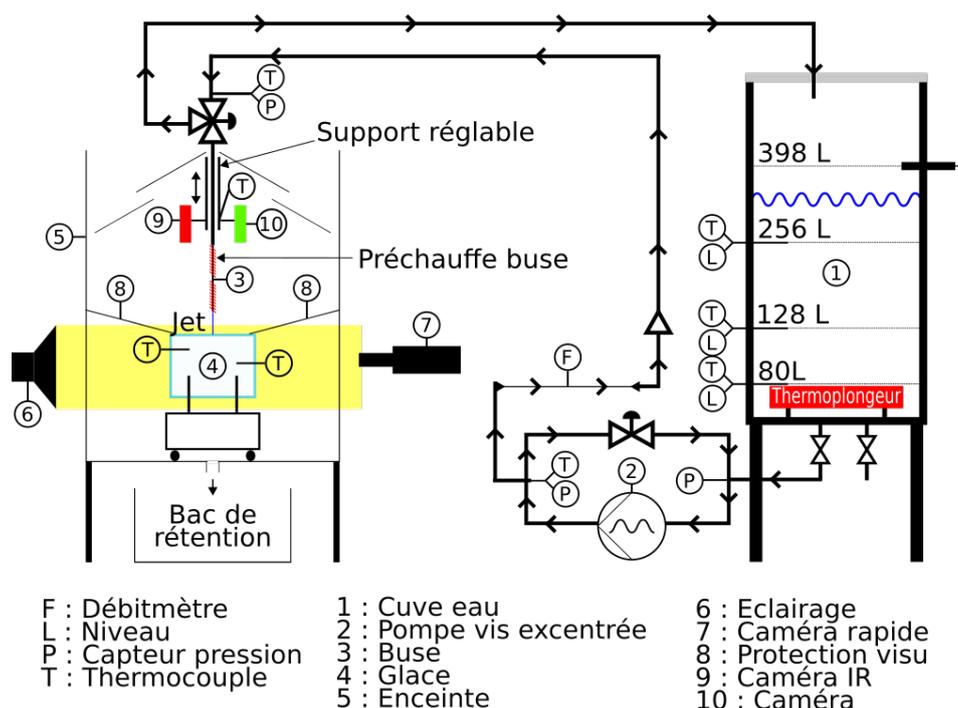


Figure 2 : Schéma du montage expérimental HAnSoLO mis au point au LEMTA.

En plus d'être transparent, le système eau/glace ne forme pas de croûte une fois l'ablation démarrée, ce qui est représentatif du système corium métallique / récupérateur de corium métallique. Dans le cas de l'impact d'un jet de corium, on s'attend à ce que la hauteur de chute

²Elles permettent notamment de repérer d'éventuelles perturbations induites par les systèmes de protection ou refroidissement du liquide sur son trajet vers la sortie de la buse.

soit supérieure à six fois le diamètre [6] du jet et soit donc suffisante pour que le profil de vitesse dans le jet soit uniforme. Le profil de vitesse dans le jet influant sur les transferts thermiques à l'impact [7], la hauteur de chute du jet est donc réglable dans l'expérience HAnSoLO. Le jet produit dans l'installation expérimentale se développe dans un milieu gazeux. Dans le cas d'un jet de corium se développant dans un plenum de sodium liquide, une certaine fragmentation du jet est inévitable, mais ce phénomène sort du cadre de notre étude. Du fait de la température du corium ($> 2\,000\text{ K}$), il est très probable qu'une couche, voire une poche, de gaz se forme rapidement autour du jet.

Le nombre de Prandtl dicte notamment l'évolution relative [7] des couches limites thermiques et hydrodynamiques se développant à partir du point d'impact du jet; c'est donc un paramètre important pouvant potentiellement avoir une influence sur la forme de la cavité. L'influence de ce paramètre est étudiée en faisant varier la température du jet (Tab. 1). Néanmoins, le nombre de Prandtl de l'eau est toujours supérieur à l'unité, tandis qu'il est inférieur à un pour les métaux liquides. Malgré cette différence les formes de cavités obtenues *post-mortem* par Sato et al. [5] semblent en accord avec les formes que nous avons obtenues (Fig 3). Il faut préciser que les images obtenues dans HAnSoLO sont des projections de la forme de la cavité. Donc d'éventuelles bosses axisymétriques, telles que celles visibles sur la coupe de Sato et al. [5], apparaîtraient noires comme la cavité remplie d'air.

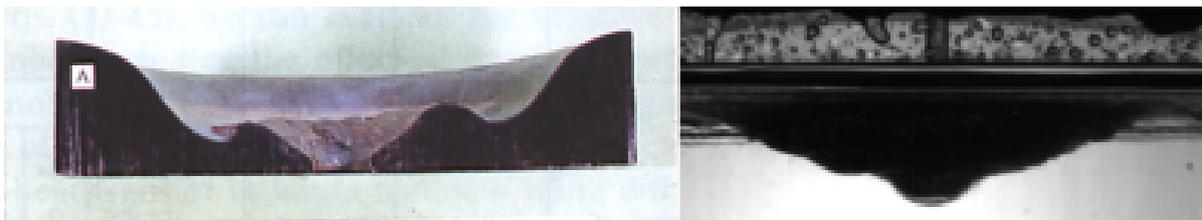


Figure 3 : Comparaison d'une coupe *post-mortem* effectuée par Sato et al. [5] (gauche) et d'un test effectué avec le dispositif HAnSoLO (droite). Gauche : test acier 316 L/acier 316 L avec un jet de 18,8 mm à une température de 1703 °C et une vitesse de 3,1 m/s ($Re = 95\,700$ et $Pr = 0,168$). Droite : test eau/glace transparente avec un jet de 5,9 mm à une température de 50 °C, une vitesse de jet de 4,5 m/s ($Re = 47\,500$ et $Pr = 3,6$).

L'étendue des paramètres possibles avec HAnSoLO est reportée en Tab. 1. Dans le cas de l'impact d'un jet de corium, les températures du jet seraient supérieures à $2\,000\text{ K}$, sa vitesse estimée est d'environ 10 m/s et son diamètre à 8 cm au maximum. Le nombre de Reynolds à l'impact serait ainsi de l'ordre de 10^6 . HAnSoLO se rapproche du cas réel en terme de nombre de Reynolds. La température initiale du bloc impacté a pour effet principal d'induire un retard au démarrage de l'ablation. L'impact d'un jet d'eau chaude sur un bloc de glace peut produire un éclatement du bloc. C'est un mécanisme en dehors du périmètre de l'étude. Donc la température de la glace est mesurée durant les expériences et l'expérience n'est conduite que si la température du bloc est comprise entre -2 °C et 0 °C .

	Minimum	Maximum
Vitesse du jet	1,0 m/s	10,0 m/s
Température du jet	20 °C	80 °C
Diamètre de la buse	3,0 mm	10,0 mm
Nombre de Reynolds	4 000	270 000
Nombre de Prandtl	2,5	7,0

 Tableau 1 : *Tableau des conditions possibles avec l'installation HAnSoLO.*

3. Résultats expérimentaux et analyse

Le tableau 2 résume l'ensemble des données obtenues dans le cas d'un jet à 50 °C. La figure 4 permet de comparer le déroulement de l'ablation dans deux cas. Le jet commence par impacter la surface et former un film liquide sur le solide. L'ablation commence puis le film se décolle pour former une nappe liquide qui se rapproche ensuite de la surface avant de la rejoindre. Dès le début de l'ablation, la cavité prend une forme tronconique autour de la zone d'impact. À cette forme succède un plateau qui est d'autant plus proche de la zone d'impact que la vitesse du jet est grande. Nous supposons que ce plateau (Fig. 4) peut être dû à une zone de recirculation induite par l'apparition de la turbulence dans le film. Des expériences complémentaires sont en cours de réalisation pour tenter de déterminer la validité de cette hypothèse. Après un certain temps (reporté en Tab. 2), le film se déstabilise et s'effondre dans la cavité. Le jet impacte donc une cavité remplie de liquide, c'est le "pool-effect". La profondeur de cavité pour laquelle le "pool-effect" apparaît varie entre 6 et 12 fois le diamètre du jet à l'impact, ce n'est donc pas un paramètre suffisant pour prédire l'apparition du "pool-effect". Après l'apparition du "pool-effect", la forme de la cavité change, traduisant un changement des transferts thermiques et massiques.

La vitesse moyenne en sortie de buse du jet est déterminée grâce à un débitmètre électromagnétique et connaissant le diamètre de la buse. Pour obtenir la vitesse à l'impact du jet, une correction prenant en compte l'accélération de la gravité est appliquée. L'accélération induit une diminution du diamètre du jet obtenue par conservation du débit (Eq. (1)). Ces corrections sont surtout importantes pour les vitesses inférieures à 5 m/s, au-dessus la correction est inférieure à 2%³.

$$V_j = \sqrt{V_{0,j}^2 + 2gH} \quad ; \quad D_j = D_{0,j} \left(1 + \frac{2gH}{V_{0,j}^2} \right)^{-1/4} \quad (1)$$

La forme de la cavité est obtenue par traitement d'images. On en déduit la vitesse du front d'ablation dans l'axe du jet. La position de l'interface au cours du temps (Fig. 5) est estimée avant et après le "pool-effect". La dérivée des résultats de régression donne la vitesse avant et après le début du "pool-effect". Les résultats sont consignés dans le tableau 2. On peut constater sur les données de régression (Tab. 2 et Fig. 5) que, contrairement à ce qui a été observé sur des tests effectués avec de plus petits diamètres [2], la réduction de vitesse d'ablation ne survient

³En considérant une hauteur de chute de dix fois le diamètre avec le plus gros diamètre (1 cm) utilisable dans l'installation HAnSoLO

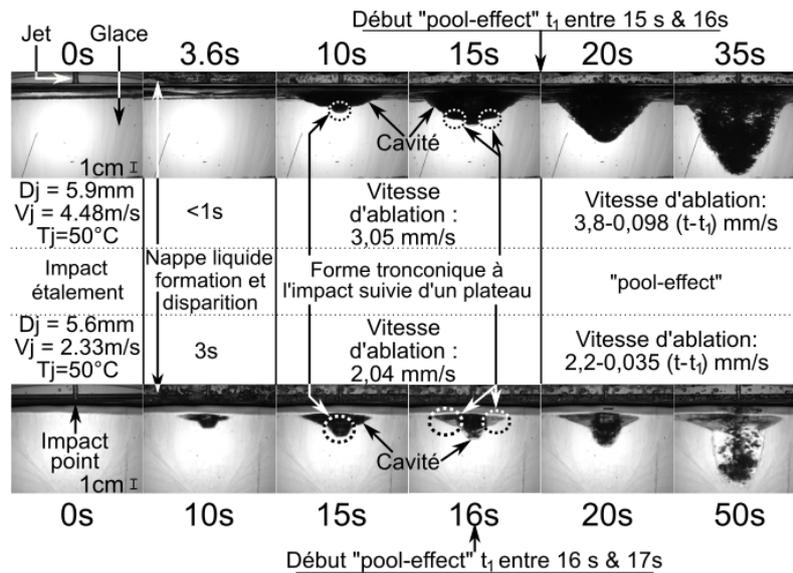


Figure 4 : Comparatif de l'évolution de la forme de la cavité au cours du processus d'ablation pour deux vitesses de jet différentes.

pas dès le début du "pool-effect", mais qu'au contraire la vitesse d'ablation peut légèrement augmenter⁴. Ce régime transitoire n'a, à notre connaissance, jamais été décrit auparavant.

L'utilisation de la condition de saut sur la densité de flux thermique (2), permet de relier la vitesse d'ablation au coefficient d'échange convectif par le biais de l'équation (4) en postulant (3) et en négligeant q_s , ce qui est équivalent à considérer que la glace à est $0 \text{ }^\circ\text{C}$ lors de l'expérience.

$$q_j - q_s = \rho_s V_f L \quad (2)$$

$$q_j = h_{eff} f (T_{0,j} - T_{f,s}) \quad (3)$$

$$\rho_s V_f L = h_{eff} f (T_{0,j} - T_{f,s}) \quad ; \quad Nu_{eff} = \frac{h_{eff} D_j}{k_j} \quad (4)$$

En utilisant cette méthode, Sato et al. [5] ont déterminé la corrélation reportée ci-dessous (Eq. (5)). Par un traitement similaire, une autre corrélation (Eq. (6)) a été déterminée [2] pour le système eau/glace avec un diamètre de jet de 1 mm . Les nombres de Nusselt obtenus par ces corrélations sont comparés à ceux déterminés expérimentalement (Eq. (4)). Ces nombres de Nusselt ont été obtenus pour des vitesses d'ablation constantes⁵. On remarque que la corrélation de Sato et al. [5] surestime les transferts thermiques, ce qui peut être dû à la différence entre les nombres de Prandtl (métaux liquides contre de l'eau dans notre cas). Il en est de même pour la corrélation (6) obtenue précédemment au LEMTA [2], ce qui peut indiquer une forte dépendance du nombre de Nusselt au diamètre du jet.

⁴C'est notamment ce que traduit la différence entre la valeur avant "pool-effect" de la vitesse d'ablation et la partie constante de l'équation donnant l'évolution de la vitesse d'ablation au cours du temps pour un même test.

⁵Avant le début du "pool-effect". Les vitesses d'ablation ont été déterminées via régression linéaire – la valeur du coefficient de détermination (R^2) étant supérieure à 0.95 pour chaque essai. L'incertitude sur la position, prise égale à la largeur d'un pixel, est de 4.10^{-4} m . L'incertitude sur le temps correspond à l'intervalle entre deux images et est égale à 2.10^{-2} s .

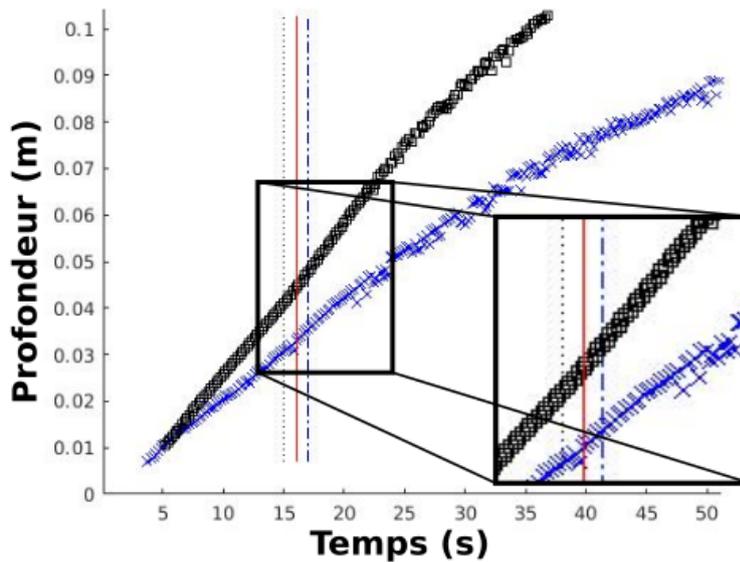


Figure 5 : Évolution de la profondeur d'ablation en fonction du temps pour les deux cas présentés en Fig. 4. Les carrés noirs correspondent au cas où $V_j = 4,48 \text{ m/s}$. Le "pool-effect" apparaît entre la ligne en pointillés noirs et la ligne continue rouge. Les croix bleues correspondent au cas $V_j = 2,33 \text{ m/s}$, Le "pool-effect" apparaît entre la ligne continue rouge et la ligne discontinue bleue. Un agrandissement est effectué sur la zone suivant le "pool-effect".

$$Nu_{eff} = 0,0152Re_j^{0.92}Pr_j^{0.8} ; Pr_j \in [0,0095 - 0,20] ; Re_j \in [4,1.10^4 - 4,9.10^5] \quad (5)$$

$$Nu_{eff} = 0,121Re_j^{0.6}Pr_j^{0.8} ; Pr_j \in [2,55 - 5,42] ; Re_j \in [3,8.10^3 - 1,2.10^4] \quad (6)$$

Paramètres d'entrée					Paramètres de sortie					
V_j m/s	D_j m	T_j °C	Re_j	Pr_j	V_{f1} m/s	t_{pe} s	V_{f2} m/s	Nu_{eff}		
								Exp.	Ref. [5]	Ref. [2]
1,22	$4,0.10^{-3}$	50	8 786	3,6	$1,67.10^{-3}$	16,8	$1,51.10^{-3}$ $-2,21.10^{-5}(t - t_{pe})$	63,5	180	78,4
2,33	$5,6.10^{-3}$		22 685		$2,04.10^{-3}$	16,2	$2,16.10^{-3}$ $-3,54.10^{-5}(t - t_{pe})$	109	445	141
4,43	$5,9.10^{-3}$		47 481		$3,05.10^{-3}$	15,2	$3,8.10^{-3}$ $-9,76.10^{-5}(t - t_{pe})$	171	850	216
7,57	$6,0.10^{-3}$		81 772		$3,88.10^{-3}$	15,4	$4,63.10^{-3}$ $-10,3.10^{-5}(t - t_{pe})$	221	1 401	299
10,0			108 022		$4,96.10^{-3}$	14,9	$6,90.10^{-3}$ $-22,5.10^{-5}(t - t_{pe})$	283	1 810	353

Tableau 2 : Récapitulatif des tests effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de 50 °C. Le calcul des nombres de Nusselt a été effectué pour la partie avant l'apparition du "pool-effect" pour laquelle la vitesse de fonte est constante.

4. Conclusion

Ces essais montrent la représentativité phénoménologique du dispositif HAnSoLO construit et opéré par le LEMTA. Le déroulé de la séquence d'impact est similaire à ce qui a été obtenu par le passé lors de tests acier/acier [5]. La forme de la cavité est aussi conforme à ce qui a été observé *post-mortem* lors de ces mêmes expériences. La constance de la vitesse d'ablation a de nouveau été montrée. L'existence d'un régime de transition au début du "pool-effect" a été découverte. Une étude paramétrique est en cours de réalisation au LEMTA pour quantifier l'influence de la température, de la vitesse et du diamètre du jet sur la cinétique d'ablation et le régime de transition et obtenir une relation de type (6) en ayant fait varier le diamètre du jet. L'enjeu, au centre des développements futurs de cette étude, est l'obtention de lois ou de corrélations permettant de prédire la forme de la cavité. Ces données permettront de mieux dimensionner les zones du récupérateur de corium disposées en dessous des sorties des tubes de déchargement.

Références

- [1] F. Bertrand, N. Marie, A. Bachrata, V. Brun-Magaud, J. B. Droin, X. Manchon, K. Herbreteau, B. Farges, B. Carluéc, S. poumerouly, and D. Lemasson, Status of severe accident studies at the end of the conceptual design of ASTRID : Feedback on mitigation features, *Nuclear Engineering and Design*, 326 (2018) 55-64.
- [2] A. Lecoanet, N. Rimbart, F. Payot, M. Gradeck, Étude de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide, *24^{ème} Congrès Français de Mécanique* (Brest, France, 26th-30th August, 2019)
- [3] D. A. Powers, Erosion of Steel Structures by High-Temperature Melts, *Nuclear Science and Engineering*, 88 (1991) 171-186.
- [4] M. Saito, K. Sato, A. Furutani, M. Isozaki, S. Imahori, and Y. Hattori, Melting attack of solid plates by a high temperature liquid jet – effect of crust formation, *Nuclear Engineering and Design*, 121 (1990) 11-23.
- [5] K. Sato, A. Furutani, M. Saito, M. Isozaki, K. Suganuma, and S. Imahori, Melting attack of solid plates by a high-temperature liquid jet [II] – Erosion behavior by a molten metal jet, *Nuclear Engineering and Design*, 132 (1991) 171-186.
- [6] A. Y. Tong, A Numerical Study on the Hydrodynamics and Heat Transfer of a Circular Liquid Jet Impinging Onto a Substrate, *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 44 (2003) 99-105
- [7] J. H. Lienhard, Heat Transfer by Impingement of Circular Free-Surface Liquid Jets, *18th National & 7th ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference* (IIT Guwahati, India, 4th-6th January, 2006)

Remerciements



The research leading to these results has received funding from the Euratom research and training program 2014-2018 under grant agreement No 754501.

Etude du refroidissement d'une zone représentative d'un assemblage de cœur de REP

Study of the cooling of a PWR's core assembly representative zone.

Arthur V.S OLIVEIRA^{1,2}, Juan Esteban LUNA VALENCIA^{1,2*}, Alexandre LABERGUE¹, Tony GLANTZ², Georges REPETTO³, Michel GRADECK¹

¹LEMETA, CNRS, UMR 7563, Nancy, F-54000, France

²IRSN PSN/SEMIA/LEMC, B.P. 3, 13 115 St-Paul-Lez-Durance Cedex, France

³IRSN PRSN/RES/SEREX, B.P. 3, 13 115 St-Paul-Lez-Durance Cedex, France

*(auteur correspondant : lunavale1@univ-lorraine.fr)

Résumé – Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP), des injections de secours sont réalisées et un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes se produit en aval du front de remouillage qui se propage dans les assemblages. Cet écoulement joue un rôle très important dans le refroidissement initial des cœurs en situation accidentelle ; c'est pourquoi la communauté nucléaire travaille depuis longtemps pour modéliser le plus correctement les échanges thermiques entre les crayons, la vapeur et les gouttes afin d'estimer le refroidissement des crayons combustibles. Dans un précédent travail, nous avons présenté le code NECTAR validé à l'aide de l'expérience COLIBRI. Dans ce code, la dissipation de chaleur et la dynamique de gouttes sont estimées avec une bonne précision pour un écoulement dispersé et pour différents taux de bouchage. Le code NECTAR, étant validé par des expériences, permet de réaliser des analyses paramétriques. Dans cet article, il s'agit d'analyser l'influence du débit massique des gouttes et de leurs distributions en taille sur les transferts thermiques. De plus, les conditions limites et initiales testées sont plus représentatives d'un APRP notamment celles concernant la température de vapeur et la fraction volumiques. La dissipation totale de chaleur interne est évaluée et on analyse les contributions des différents mécanismes en jeu.

Mots-clés : LOCA ; NECTAR ; Thermo-hydraulique ; Modèle mécaniste

Nomenclature

Symboles latins

B	« Blowing factor »
C_D	coefficient de trainée
C_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
d	diamètre, m
f	coefficient de frottement
g	accélération gravitationnelle, $m.s^{-2}$
h	enthalpie, $J.kg^{-1}$
m	masse, kg
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$
Nu	nombre de Nusselt
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds
t	temps
T	température, K
T_{sat}	température de saturation, K
u	vitesse axiale, $m.s^{-1}$
z	coordonnée axial

Symboles grecs

σ_{SB} constante de Stefan Boltzmann

σ	écart type
ω	résistance de rayonnement
ρ	densité, $kg.m^{-3}$
Φ	flux thermique, W
ε	émissivité
α	fraction volumique
γ	tension de surface, $N.m^{-1}$
μ	espérance mathématique
<i>Indices et exposants</i>	
32	diamètre de Sauter moyenne
ev	évaporation
g	gouttes
i	impacts des gouttes avec la paroi
int	interne
max	maximum
min	minimum
p	paroi
r	rayonnement
v	vapeur

1. Introduction

La compréhension des phénomènes physiques liés aux accidents dans des réacteurs nucléaires est un enjeu majeur. L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP) est l'un des accidents des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) les plus étudiés car il peut conduire à la fusion du cœur suite à la perte du réfrigérant primaire conduisant à l'augmentation rapide de la température des gaines du combustible non refroidi. Afin d'éviter cette situation, un système de secours (ECCS) permet l'injection d'eau borée dans le cœur du réacteur pour évacuer la chaleur résiduelle et assurer l'intégrité des barrières de confinement (gaine du combustible et cuve du réacteur) avec le remplissage partiel de la cuve. Dans cette situation dite de renouillage, on identifie trois zones caractéristiques de l'écoulement : i) zone de liquide sous-saturé puis saturé avec ébullition intense, ii) zone diphasique vapeur/gouttes avec un écoulement dispersé de vapeur et gouttes, en aval du front de remouillage et iii) zone de vapeur surchauffée monophasique (figure 1).

A la fin de la première zone, les transferts thermiques sont liés à une ébullition intense localisée au front de remouillage. ; c'est cette ébullition qui va conditionner les caractéristiques de l'écoulement dispersé vapeur-gouttes dans la deuxième zone. Le flux de vapeur généré au front de remouillage entraîne une population de gouttes qui participe aussi au refroidissement des assemblages. Dans la troisième zone, les transferts thermiques se font par convection et rayonnement entre la paroi et la vapeur. Notre étude s'intéresse à la seconde zone où plusieurs mécanismes physiques jouent un rôle important dans la dissipation de la chaleur. Différents transferts de chaleur (paroi-vapeur-gouttes) et de masse (vapeur-gouttes) interfèrent et mettent en jeu des gouttes à une température proche de la saturation qui peuvent impacter la paroi (généralement, cette zone est à une température supérieure au point de Leidenfrost). Par ailleurs, la distribution des gouttes est polydispersée, due à la formation de l'écoulement au front de trempe et évolue au gré des phénomènes de coalescence et fragmentation [1].

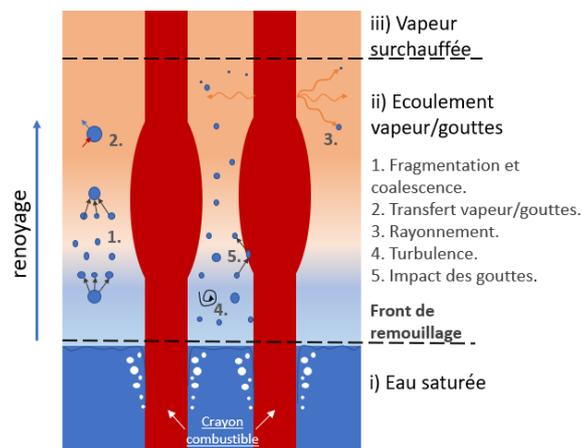


Figure 1 : Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP.

Pour simuler l'ensemble de ces phénomènes thermo-hydrauliques, nous avons conçu le code NECTAR (**N**ew **E**xperimental **C**ode for heat **T**ransfer **A**nalysis inside **R**od bundle) en se basant sur des modèles mécanistes. Il permet d'estimer la dissipation de chaleur interne dans un tube représentatif d'un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes lors d'un APRP, en prenant en compte la vitesse et le diamètre des gouttes pour une distribution polydispersée, les débits massiques (gouttes et vapeur), la température de la paroi et de la vapeur, la longueur du tube chauffé et différents diamètres hydrauliques (pour simuler le bouchage de

zones déformées ou ballonnées) ; ce code a aussi été validé par des données expérimentales obtenues avec la boucle COLIBRI (COoLIing of Blockage Region Inside a PWR reactor)[2].

L'objectif de ce papier est de réaliser une étude paramétrique, à l'aide du code NECTAR, de l'influence sur le refroidissement de la température de vapeur, des débits massiques de vapeur et de gouttes et de leurs distributions en taille dans des conditions représentatives d'un APRP. On analysera également les conséquences sur les contributions des différents mécanismes de transferts thermiques mis en jeu. Le tableau 1 indique les valeurs typiques d'un APRP [3]–[6] que nous devons considérer.

Paramètres	Valeurs typiques cas APRP
Diamètre des gouttes (d_g)	50 μm - 1300 μm
Vitesse axiale des gouttes (u_g)	4 m/s - 16 m/s
Fraction volumique des gouttes (α_g)	10^{-2} - 10^{-4}
Température de la vapeur (T_v)	Jusqu'à 800°C
Température de la paroi (T_p)	300 °C - 1200 °C

Tableau 1 : Valeurs typiques pendant un APRP.

2. Code NECTAR

2.1. Description générale du code

Le code est basé sur une description mécaniste des phénomènes physiques mis en jeu. Il détermine la contribution des transferts thermiques entre une paroi chaude (à refroidir) et un écoulement de vapeur surchauffée contenant une phase dispersée composée de gouttes à saturation [7]. On considère uniquement les transferts indiqués à la figure 2, à savoir : convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}), rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$), convection vapeur/gouttes (Φ_{vg}), rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$), rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$), impacts paroi/gouttes ($\Phi_{i,pg}$) et évaporation des gouttes.

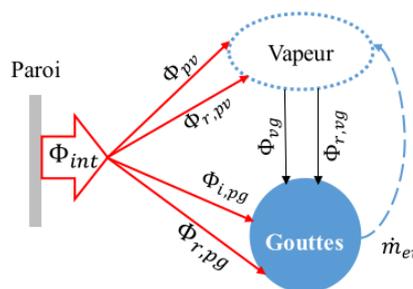


Figure 2 : transferts thermiques considérés dans NECTAR

Le flux de chaleur dissipé à la paroi et dû à l'écoulement interne (Φ_{int}) est donc la somme des différentes contributions (transferts entre la paroi et les gouttes et entre la paroi et la vapeur) en tenant compte également des pertes avec l'environnement (Φ_{pertes}).

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} \quad (1)$$

Le modèle est 1D axial à 2 fluides (vapeur et gouttes) en non-équilibre thermique et dynamique. Les gouttes sont sphériques et considérées à saturation. Il n'y a pas de coalescence mais la fragmentation des gouttes est possible. La paroi est considérée comme thermiquement « mince » ($Bi \ll 1$). Enfin les calculs sont valides uniquement en régime de Leidenfrost [8].

2.2. Equations du code NECTAR

2.2.1. Equations de conservation

Le Tableau 2 résume les équations de conservation utilisées dans NECTAR [2].

	<i>Equations</i>
Conservation de la masse de vapeur	$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{ev}$
Bilan de quantité de mouvement pour une goutte isolée	$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{\vartheta \cdot C_D}{(1+B)} \rho_v (u_g - u_v) u_g - u_v + (\rho_v - \rho_g)g$ $C_D = \frac{A_1}{Re_g} + \frac{A_2}{Re_g^2} + A_3, B = \frac{c_{p_v}(T_v - T_{sat})}{h_{fg} + (Q_L/\dot{m})}, \vartheta = \frac{1}{1 - 6.55\alpha_g}$
Bilan d'énergie	$c_{p_v} \left\{ T_v(z + dz) \left[\dot{m}_v(z) + \frac{d\dot{m}_v}{dt}(z) \right] - \dot{m}_v(z) T_v(z) \right\} = \Phi_{ev}$ $\Phi_{ev} = \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{vg} + \Phi_{r,vg}$

Tableau 2 : *Corrélations de conservation du code NECTAR.*

A_1, A_2 , et A_3 sont des constantes qui dépendent du nombre de Reynolds des gouttes, ils se trouvent avec la corrélation de Morsi pour le calcul du coefficient de traînée (C_d) [2]. Le coefficient ϑ prend en compte l'effet de l'influence de la concentration volumique dans le calcul de C_d .

2.2.2. Corrélations de transfert de chaleur

Les corrélations utilisées dans NECTAR pour le calcul des différents flux thermiques (cf équation 1) sont données dans le tableau 3. Pour le calcul des échanges thermiques par rayonnement, Oliveira et al. [2] ont choisi la méthode nodale de Sun et al. [9] pour déterminer les facteurs de forme correspondant à chaque situation.

2.2.3. Distribution et transport des gouttes

Pour déterminer l'évolution volumétrique de la phase dispersée (ie les gouttes), nous utilisons les équations de la densité du moment [5], [10], [11] décrites le long de l'axe vertical z ; la distribution en diamètre des gouttes étant considérée du type log-normale. Par ailleurs, et selon la différence de vitesse entre la vapeur et les gouttes, ces dernières peuvent se fragmenter. Le modèle de Chou et Faeth [12] est utilisé pour calculer la nouvelle distribution après fragmentation [2].

3. Résultats des simulations

Des simulations numériques ont été faites avec NECTAR pour comparer le refroidissement obtenu dans différents cas. Pour ce faire, nous avons fait varier les paramètres suivants :

- température de paroi comprises entre 550°C et 1000°C.
- débit de vapeur (5kg/h) et température de vapeur (500°C) fixés à l'entrée.
- 3 débits massiques de gouttes (1 kg/h, 10 kg/h et 50kg/h) correspondant aux titres volumiques à l'entrée de $7,3 \cdot 10^{-5}$, $7,3 \cdot 10^{-4}$ et $3,6 \cdot 10^{-3}$ respectivement, avec PDF1 comme la distribution des gouttes de référence (tableau 4).
- et enfin, deux distributions différentes (figure 3 et tableau 4).

Paramètre	Corrélation
Φ_{pv}	$Nu_v = \frac{(f/8)(Re_v - 1000)Pr}{1 + 17(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \left(\frac{T_v}{T_p} \right)$
Φ_{vg}	$Nu_g = \frac{2 + 0.74Re_{vg}^{0.5}Pr^{0.33}}{1 + B}$
$\Phi_{r,pv}, \Phi_{r,vg}$ et $\Phi_{r,vg}$	$\Phi_{r,pv} = \omega_{p \rightarrow v} \sigma_{SB} (T_p^4 - T_v^4), \quad \Phi_{r,vg} = \omega_{v \rightarrow g} \sigma_{SB} (T_v^4 - T_g^4)$ $\Phi_{r,pg} = \omega_{p \rightarrow g} \sigma_{SB} (T_p^4 - T_g^4)$
$\Phi_{i,pg}$	$\Phi_{i,pg} = \frac{\dot{m}_{i,g}}{\rho_g \pi d_g^3 / 6} E_{1g}$ $E_{1g} = \int_0^{t_s} \left(h_{ipg} (T_p - \bar{T}_v) + \varepsilon_p \sigma_{SB} (T_p^4 - T_g^4) \right) \frac{\pi d(t)^2}{4} dt$ $\dot{m}_{i,g} = \begin{cases} 0.18 (\rho_v D_i / \gamma_g)^{-1/2} \alpha_g \rho_g & (\alpha_g \rho_g \rho_v^{-1} < 0.3) \\ 0.083 (\rho_v D_i / \gamma_g)^{-1/2} (\alpha_g \rho_g)^{0.35} \rho_v^{0.65} & (\alpha_g \rho_g \rho_v^{-1} \geq 0.3) \end{cases}$

Tableau 3 : Corrélations des transferts thermiques du code NECTAR.

Avec h_{ipg} comme le coefficient de transfert thermique par impact d'une goutte sur la paroi.

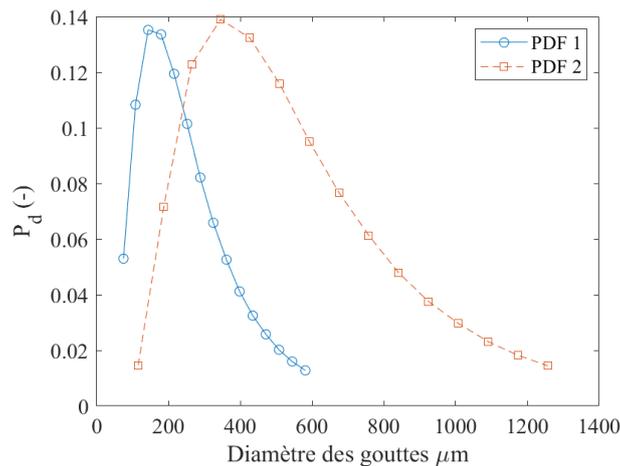


Figure 3 : Distributions des gouttes choisies.

Paramètres	PDF 1	PDF2
$d_{g_{\min}} - d_{g_{\max}}$	50 μm - 600 μm	50 μm - 1300 μm
Nombre de discrétisation	15	15
σ	0.6	0.6
$\ln(\mu)$	-8.4	-7.6
d_{32}	360 μm	790 μm

Tableau 4 : Principaux paramètres des distributions des gouttes choisies.

3.1. Variation du débit massique des gouttes

La figure 4 montre que, même si le flux (Φ_{int}) est bien proportionnel au débit massique des gouttes, les variations entre les cas ne suivent pas un comportement linéaire ; ceci est principalement dû à la non-linéarité des transferts thermiques où, après une augmentation du débit de gouttes par cinquante, Φ_{int} n'est que doublé. La figure 5 illustre aussi la complexité des

phénomènes où les contributions moyennes des transferts thermiques évoluent différemment avec le débit de gouttes : les flux dus aux impacts de gouttes et au rayonnement paroi-gouttes augmentent tandis que les flux dus à la convection avec la vapeur et au rayonnement paroi-vapeur diminuent.

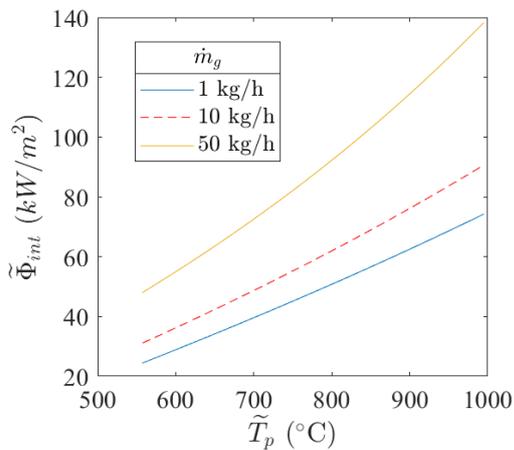


Figure 4 : Flux de chaleur dissipé de la paroi en fonction de la température de la paroi pour différents titres de débit massique des gouttes.

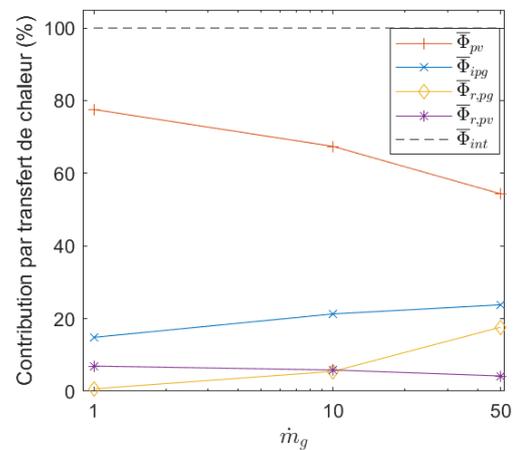


Figure 5 : Contribution des différents types de transferts thermiques moyennes en fonction des différents titres de débit massique des gouttes.

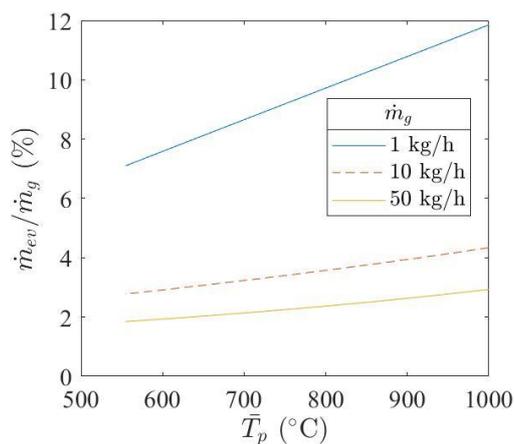


Figure 6 : Pourcentage de masse de gouttes évaporées à la sortie de la zone de calcul en fonction de la température de la paroi pour différents débits massiques de gouttes.

Comme les gouttes sont considérées à saturation dans les calculs (la température des gouttes est proche de la saturation dans les conditions réelles du LOCA [7]), les transferts thermiques vers les gouttes vont directement générer l'évaporation de celles-ci. La valeur de 100% n'a jamais été constatée dans nos simulations, elle est importante pour déterminer l'instant où l'écoulement devient monophasique (ie vapeur surchauffée). La figure 5 montre l'évolution de la masse évaporée pour différents débits et on constate qu'une augmentation de 1 kg/h à 10kg/h ne génère qu'une augmentation de 1,5 fois de masse évaporée (3,9 fois de 1 à 50kg/h).

3.2. Variation de la distribution des gouttes

Telle que décrite dans le Tableau 1, il est possible de rencontrer une grande dispersion en diamètre de gouttes (entre 50 et 1300 μm). Nous avons donc opté pour deux distributions log-normales avec différents diamètres moyens (cf figure 3) pour analyser l'évolution des transferts

thermiques et le pourcentage de masse évaporée. Le Tableau 4 montre les paramètres de chaque distribution.

La figure 7 montre une augmentation d'environ 6.9% du flux de chaleur dissipé à la paroi pour la distribution des gouttes ayant un diamètre plus important (PDF2) ; ceci est dû à l'augmentation des transferts thermiques par impacts des gouttes (figure 8). On constate également une meilleure évaporation des gouttes pour la PDF2 pour laquelle la surface d'échange (surface de gouttes) augmente.

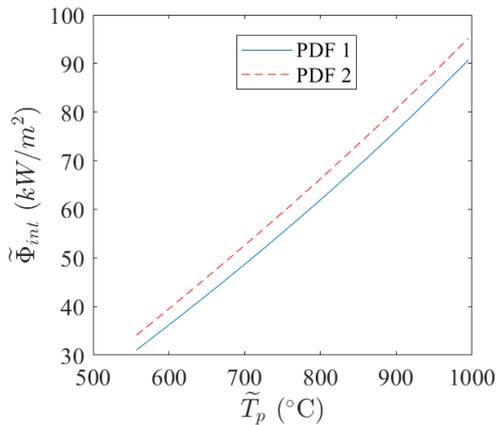


Figure 7 : Flux de chaleur dissipé de la paroi en fonction de la température de la paroi pour différentes distributions des gouttes.

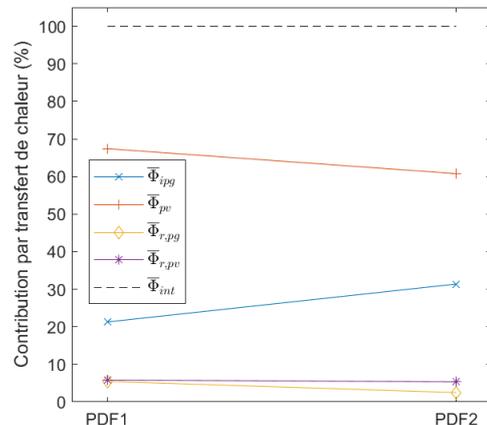


Figure 8 : Contribution des différents types de transferts thermiques moyennes en fonction des différentes distributions des gouttes.

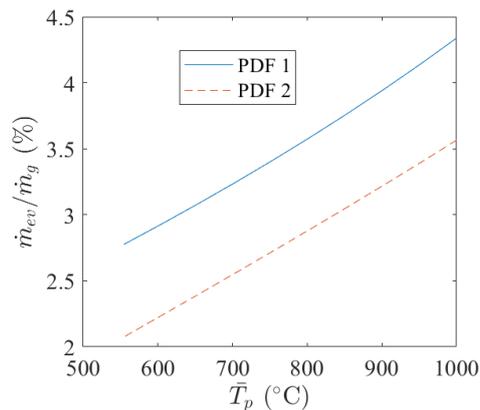


Figure 9 : Pourcentage de masse de gouttes évaporées en fonction de la température de la paroi pour différentes distributions des gouttes.

4. Conclusion

Les simulations faites avec le code NECTAR permettent d'analyser l'influence du débit massique des gouttes et de la distribution en taille des gouttes sur les transferts thermiques qui ont lieu dans un tube représentatif d'un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes dans les conditions d'un APRP. Cette analyse a permis de relever les résultats suivants :

- Une augmentation du débit massique des gouttes conduit à une augmentation du flux thermique dissipé à la paroi et du pourcentage de masse évaporée.
- Les contributions des transfert thermiques entre la paroi et les gouttes ($\Phi_{r,pg}$ et $\Phi_{i,pg}$) deviennent beaucoup plus importantes avec un débit de gouttes plus grand (2.7 fois plus pour 50kg/h que pour 1 kg/h).

- Pour le même débit de gouttes, le flux dissipé à la paroi n'augmente que légèrement avec une augmentation du diamètre moyen des gouttes.
- La contribution des impacts des gouttes peut dépasser 30% du flux de chaleur total dissipé à la paroi avec un écoulement ayant une polydispersion en gouttes étalée vers des grand diamètres (jusqu'à 1300 μm).

Références

- [1] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, "Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 140, pp. 648–659, 2019, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012.
- [2] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, "Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 357, no. August 2019, 2020, doi: 10.1016/j.nucengdes.2019.110388.
- [3] Jin, Y., Beck, F.R., Lowery, B.R., Miller, D.J., Cheung, F.B., Bajorek, S.M., Tien, K., Hoxie, C.L., 2018. "Experimental study of droplet sizes across a spacer grid location under various reflood conditions". *Exp. Thermal Fluid Sci.* 94 (February 2017), 246–257.
- [4] K. Kim, B. J. Kim, H. S. Choi, S. K. Moon, and C. H. Song, "Effect of a blockage length on the coolability during reflood in a 2×2 rod bundle with a 90% partially blocked region," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 312, pp. 248–255, 2017, doi: 10.1016/j.nucengdes.2016.08.031.
- [5] Ruyer, P., Seiler, N., Biton, B., Lelong, F., Secondi, F., Baalbaki, D., Gradeck, M., 2013. "Two-phase flow across a partially damaged core during the reflood phase of a LOCA". *Nucl. Eng. Des.* 264, 187–194. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2013.02.026>. sI:NURETH-14.
- [6] R. Lee, J. N. Reyes, and K. Almenas, "Size and number density change of droplet populations above a quench front during reflood," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 27, no. 4, pp. 573–585, 1984, doi: 10.1016/0017-9310(84)90030-9.
- [7] J. D. Peña Carillo, "Etude expérimentale du transfert paroi/fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire," Université de Lorraine, 2018.
- [8] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, T. Glantz, G. Repetto, and M. Gradeck, "Analyse des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire," in *Congrès français de thermique*, 2019.
- [9] K. H. Sun, J. M. Gonzalez, and C. L. Tien, "Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions.," *Am. Soc. Mech. Eng.*, no. 75-HT-64, pp. 414–420, 1975.
- [10] C. Morel, *Mathematical Modeling of Disperse Two-Phase Flows*, vol. 114. Springer International Publishing.
- [11] C. Morel, P. Ruyer, N. Seiler, and J. M. Laviéville, "Comparison of several models for multi-size bubbly flows on an adiabatic experiment," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 36, no. 1, pp. 25–39, 2010, doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.09.003.
- [12] W. H. Chou and G. M. Faeth, "Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 24, no. 6, pp. 889–912, 1998, doi: 10.1016/S0301-9322(98)00015-9.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet ANR RSNR PERFROI financé par l'Etat français et géré par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme d'investissements d'avenir portant la référence n ° ET-11-RSNR-0017.

Vaporisation de l'eau à pression sub-atmosphérique : dynamique de croissance et d'éclatement de bulles dans un échangeur à plaques.

Vaporisation of water at subatmospheric pressure: dynamics of bubbles growth and burst in a plate-type exchanger.

Patric MANTAROPOULOS, Florine GIRAUD*, Brice TREMEAC, Pascal TOBALY

Laboratoire du Froid, des Systèmes Energétiques et Thermiques (Lafset), Cnam, HESAM Université, 292 rue Saint-Martin 75003 Paris

*(auteur correspondant : florine.giraud@lecnam.net)

Résumé – L'ébullition de l'eau à basse pression est un phénomène encore peu étudié dans la littérature. Pourtant, sa compréhension est indispensable afin de maîtriser la production frigorifique des échangeurs fonctionnant à l'eau. Des travaux récents au laboratoire ont montré que l'évaporation d'un film liquide sur la paroi de l'échangeur contribue en majorité aux échanges thermiques. L'objectif de ce travail est d'avoir un premier aperçu de l'impact de la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles d'eau sur la formation de ce film. Il est notamment mis en évidence que la hauteur de projection des gouttelettes (après éclatement des bulles) est corrélée à la vitesse de croissance et la taille de la bulle avant éclatement.

Mots-clés : Eau ; bulles ; sub-atmosphérique ; évaporateur à plaques

Abstract - The boiling of water at low pressure is a phenomenon that is still little studied in the literature. However, it is essential to understand it in order to control the refrigeration production of water heat exchangers. Recent work in the laboratory has shown that the evaporation of a liquid film on the exchanger wall contributes most of the heat exchanges. The objective of this work is to have a first insight into the impact of the growth and bursting dynamics of water bubbles on the formation of this film. In particular, it is shown that the droplet projection height (after bubble bursting) is correlated to the growth rate and the size of the bubble before bursting.

Keywords: Water; bubbles; sub-atmospheric; plate-type evaporator

Nomenclature

H_p	Hauteur de projection, cm	S	Surface apparente, cm ²
H_r	Hauteur de remplissage, cm	<i>Indices et exposants</i>	
H_s	Hauteur du site de nucléation, cm	<i>max</i>	Maximum
U_f	Vitesse de croissance à l'éclatement, cm ² .s ⁻¹		

1. Introduction

Aujourd'hui, les fluides utilisés pour la réfrigération sont soumis à des normes très restrictives en raison de leur impact environnemental. À l'avenir, certains fluides utilisés aujourd'hui verront leur emploi restreint davantage et certains seront interdits. Pour pallier ce problème et anticiper la demande grandissante de solutions de climatisation dans les années à venir, des alternatives à ces fluides doivent être développées. L'eau, en tant que fluide naturel et neutre d'un point de vue environnemental, paraît idéale dans ce contexte. L'utiliser comme fluide frigorigène impose cependant de travailler à des pressions proches du point triple (0,6 kPa).

Lorsque la pression de travail est si basse, la pression hydrostatique ne peut plus être négligée : l'environnement de croissance des bulles est alors inhomogène en pression, ce qui donne lieu à des comportements inhabituels (bulles de taille centimétrique en forme de champignon [1-2]). Dans le cas particulier de l'évaporateur à plaques lisses, la croissance et l'éclatement des bulles forment un film liquide sur la paroi : l'évaporation de ce film est responsable de la majeure partie des échanges thermiques [3]. Ainsi, l'amélioration de l'efficacité de ce type d'échangeurs passe par l'optimisation de la surface et de l'épaisseur du film liquide créé. Ceci est possible en caractérisant, dans un premier temps, la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles de vapeur.

Peu d'études permettent cette caractérisation dans la littérature. Des modèles de croissance de bulles existent [4-6], mais ces derniers manquent de précision dès lors que la pression de travail est inférieure à la pression atmosphérique [1] : la majorité de ces modèles ne tient pas compte de la spécificité du milieu d'ébullition à de si basses pressions. De telle sorte que les bulles étudiées sont considérées sphériques ou hémisphériques, sans prendre en compte le comportement atypique mentionné plus haut.

Ainsi, afin de permettre l'étude des paramètres impactant la création du film liquide dans un évaporateur à plaques lisses, une caractérisation de la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles basée sur des résultats expérimentaux est conduite. Après une partie dédiée à la présentation du banc expérimental, la méthode de traitement des données est explicitée et les facteurs impactant la hauteur de projection des gouttelettes formant le film liquide sont discutés.

2. Banc expérimental

2.1. L'évaporateur

L'élément principal du banc d'essais étudié est un évaporateur à plaques vertical (figures 1 & 2) : il est composé de trois plaques de 500 mm de hauteur et 200 mm de largeur, dont deux sont en acier inoxydable (acier inoxydable 304L) et une en PMMA. Ces plaques constituent les canaux verticaux dans lesquels vont circuler les fluides frigorigène et secondaire (de l'eau). La plaque séparatrice entre les deux canaux a une épaisseur de 6 mm.

Côté fluide frigorigène, le canal est alimenté par le bas par trois tubes de 2 mm de diamètre. Le débit est fixé par le biais d'un régulateur de débit massique, lequel est contrôlé en fonction de la hauteur de liquide voulue dans l'évaporateur. L'eau quitte ensuite l'évaporateur sous forme de vapeur par une fente située à son extrémité supérieure. L'épaisseur du canal dans lequel le fluide frigorigène circule peut être fixée à 2, 4 ou 6 mm en fonction du joint torique et de l'entretoise choisis. La plaque extérieure est transparente (PMMA), ce qui permet une visualisation des phénomènes d'ébullition par caméra rapide (Phantom VEO410). Les acquisitions sont effectuées à 3000 images par secondes avec une résolution de 1280 x 800 et un temps d'exposition de 191,8 μ s.

Le fluide secondaire, qui circule à co-courant à un débit de l'ordre de 1 L/min, entre dans l'évaporateur à la température choisie au moyen d'un bain thermostaté (consigne entre 11 et 28 °C). En sortie, la température mesurée est comprise entre 10 et 21 °C. L'épaisseur du canal est fixée à 1 mm.

Des thermocouples de type K sont placés à l'entrée et à la sortie de chaque échangeur de l'installation, pour les deux circuits (primaire et secondaire). Des capteurs de pression sont également placés au niveau de chaque composant ainsi qu'en entrée et en sortie de la vanne de détente. Les pressions de travail sont comprises entre 0,7 et 1,7 kPa.

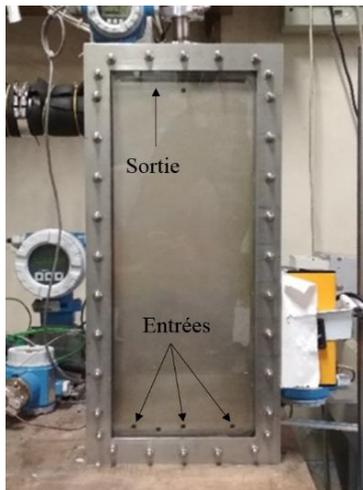


Figure 1 : Photographie de l'évaporateur

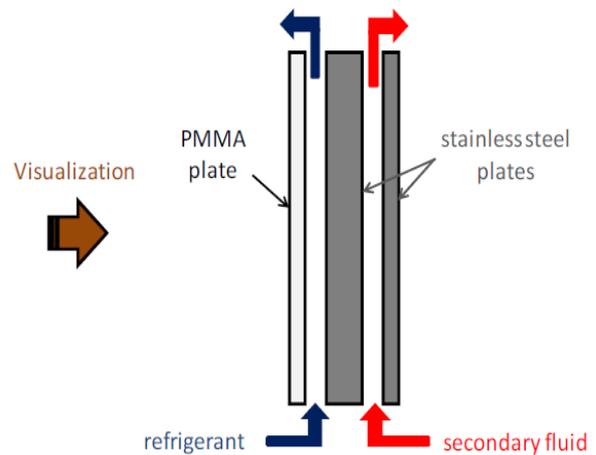


Figure 2 : Schéma de l'évaporateur (profil) [7]

2.2. L'installation

Afin que l'évaporateur fonctionne en continu, la vapeur qui en sort est dirigée vers un condenseur. Ce dernier est composé d'un cylindre de 720 mm de hauteur et 300 mm de diamètre intérieur. Un échangeur tubulaire en cuivre (dans lequel circule de l'eau à température imposée par un bain thermostaté) est placé dans ce récipient afin de condenser la vapeur provenant de l'évaporateur. Cet échangeur, surdimensionné, permet d'imposer la pression à la surface libre dans l'évaporateur. Ainsi, le banc expérimental (figure 3) fonctionne en thermosiphon.

Une fois à l'état liquide, l'eau quitte le condenseur et circule dans une pompe de recirculation afin de compenser les pertes de charges. Enfin, le liquide circule dans une vanne de détente avant l'évaporateur pour y entrer en diphasique.



Figure 3 : Banc expérimental complet

3. Analyse d'images

3.1. Traitement et détection de contours

Une campagne d'essais réalisée précédemment sur ce banc [3] a permis de réunir 200 enregistrements vidéo par caméra rapide des bulles formées dans l'évaporateur (3000 images par seconde), permettant ainsi l'étude de leur croissance et de leur éclatement.

Afin d'analyser les vidéos capturées, un programme de traitement d'image a été développé en langage Python : une partie des enregistrements a ainsi pu être analysée automatiquement.

Pour ce faire, chaque vidéo est découpée en une série d'images. Les images sont ensuite traitées de façon à isoler la bulle : le « fond » de l'image est retiré et remplacé par un fond noir tandis que les contours de la bulle sont détectés et tracés en blanc. Ce processus est rendu possible grâce au module OpenCV pour Python.

La figure 4 montre un exemple d'images traitées.

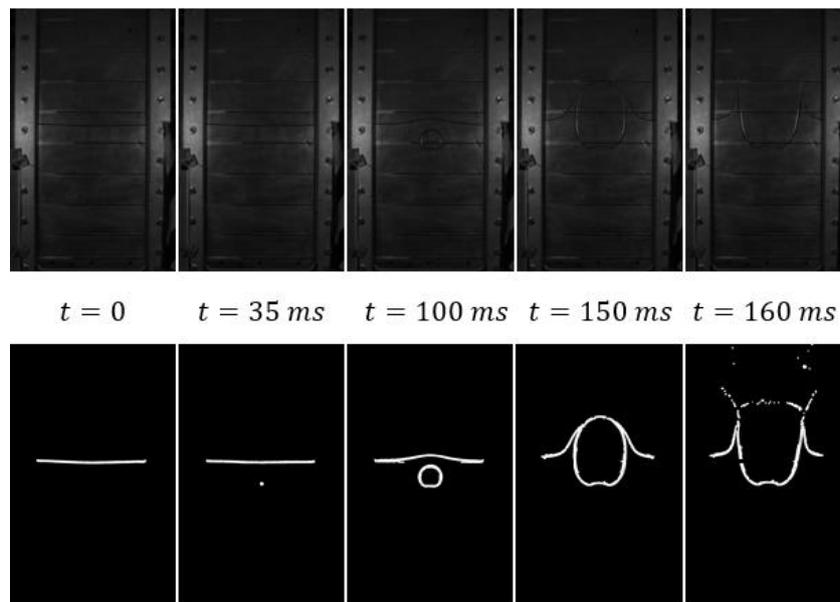


Figure 4 : Exemple de vidéo traitée (en haut : images originales, en bas : images traitées).

3.2. Mesures

Une fois ce pré-traitement réalisé, les images sont analysées afin d'en extraire les caractéristiques de la dynamique de croissance et d'éclatement de la bulle, sources d'informations variées :

- La surface et le rayon apparents donnent une information sur la taille de la bulle. La dérivée temporelle de la surface apparente sur sa vitesse de croissance. Le calcul de la surface apparente a été réalisé comme suit : dans un premier temps, chaque colonne de pixels est parcourue afin de calculer les cordes (correspondant à la différence des extrémités de la bulle, voir figure 5). La somme de toutes les cordes donne ainsi une estimation de la surface apparente.

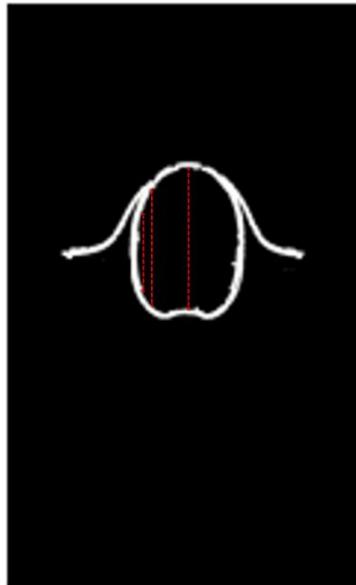


Figure 5 : Exemple de cordes servant au calcul de la surface apparente

- La hauteur du site de nucléation (H_S) et la hauteur de l'interface libre avant croissance (H_r) renseignent sur l'état initial.
- La hauteur de projection (H_p) peut avoir un lien avec le film liquide déposé. En effet, au cours de l'évolution de la bulle, la paroi du canal est mouillée par déplacement de liquide pendant la croissance, puis par projection et dépôt de gouttelettes après éclatement. La hauteur de projection correspond alors à la hauteur maximale du film liquide (voir figure 6a). Dans ce travail, elle est définie comme suit : à chaque instant suivant l'éclatement, le maximum de la densité de pixels de l'image est calculé. C'est-à-dire que pour chaque image, le nombre de pixels blancs au-dessus de l'interface libre est compté ligne par ligne. L'indice de la ligne contenant le plus de pixels correspond à une hauteur en pixels, la référence étant le bas de l'image. La différence entre cette hauteur et H_r est utilisée comme hauteur de projection. La figure 6b illustre cette définition.

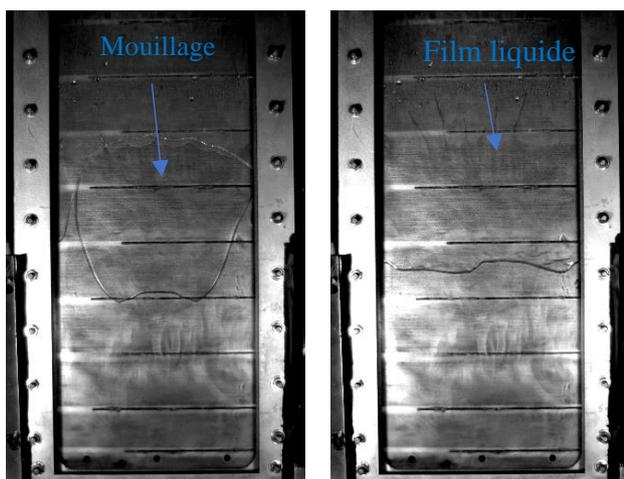


Figure 6a : Illustration du film liquide

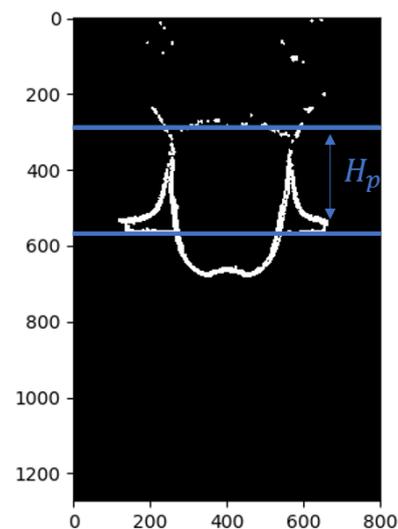


Figure 6b : Définition de la hauteur de projection

Bien que les contours détectés par le programme soient probablement ceux en contact avec la plaque de PMMA, nous admettrons dans cette étude que la hauteur de projection et la surface apparente calculées sont proches de celles en contact avec la plaque d'acier inoxydable.

3.3. Validation

Afin de vérifier le bon fonctionnement du programme, la surface apparente est calculée « manuellement » à différents instants pour plusieurs vidéos prises au hasard. Ce calcul manuel est réalisé à l'aide du logiciel ImageJ. Les valeurs ainsi calculées sont ensuite comparées à celles calculées par le programme. A titre d'exemple, la figure 7 montre l'évolution de la surface apparente calculée par le programme en fonction du temps (croissance uniquement) (o) et les valeurs calculées à la main (Δ) pour une vidéo. Cette comparaison a été réalisée pour 7 vidéos différentes.

Pour chacune de ces vidéos, un écart est calculé entre la valeur mesurée par ImageJ et la valeur calculée par le programme : $e = \frac{\text{valeur programme} - \text{valeur imagej}}{\text{valeur imagej}}$. La moyenne des écarts pour toutes les valeurs comparées donnera une information sur la précision du programme (les petites surfaces ne sont pas prises en compte car l'étude porte sur les derniers instants). Ce calcul permet d'aboutir à un écart moyen de 16%.

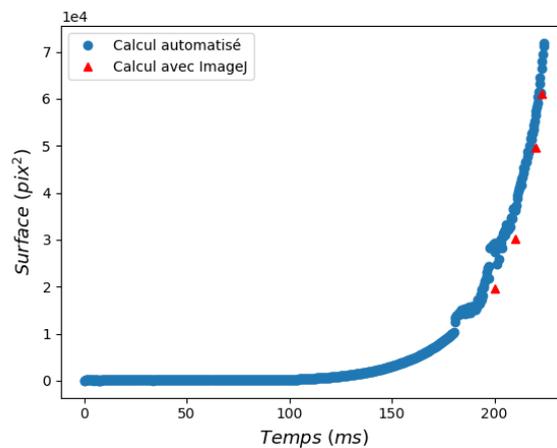


Figure 7 : Calcul automatique et par ImageJ de la surface d'une bulle prise au hasard

4. Influence de la croissance sur la hauteur projetée

4.1. Données de croissance considérées

Pour caractériser la dynamique de croissance avant éclatement et établir un lien avec la hauteur de projection, on considère en particulier deux paramètres, calculés pour chaque vidéo :

- La taille de la bulle à l'instant précédant l'éclatement, soit la surface apparente maximale mesurée lors de la croissance : S_{max}
- La vitesse de croissance au moment de l'éclatement : $U_f = \left(\frac{dS}{dt}\right)_{t=t_{\text{éclatement}}}$

4.2. Cas simple (sans perturbation d'interface)

Comme mentionné précédemment, les conditions d'ébullition dans l'évaporateur sont telles que les bulles créées peuvent avoir des formes très atypiques. En plus de ces formes atypiques, des perturbations et instabilités – probablement provoquées par le concours d'un certain nombre d'autres paramètres (confinement, surchauffe, hydrodynamique...) – au niveau de l'interface liquide/bulle peuvent être observées [7]. C'est pourquoi, dans un premier temps, l'étude a été limitée aux vidéos pour lesquelles l'interface de la bulle ne subit pas de perturbations. Sur les 200 vidéos disponibles, 60 contiennent ce type de bulles que nous appellerons par la suite

« conventionnelles », c'est à dire sans perturbations, et dont le programme a réussi à extraire les données.

Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 8. La hauteur de projection H_p y est tracée en fonction de la surface apparente maximale de la bulle S_{max} et de la vitesse avant éclatement U_f .

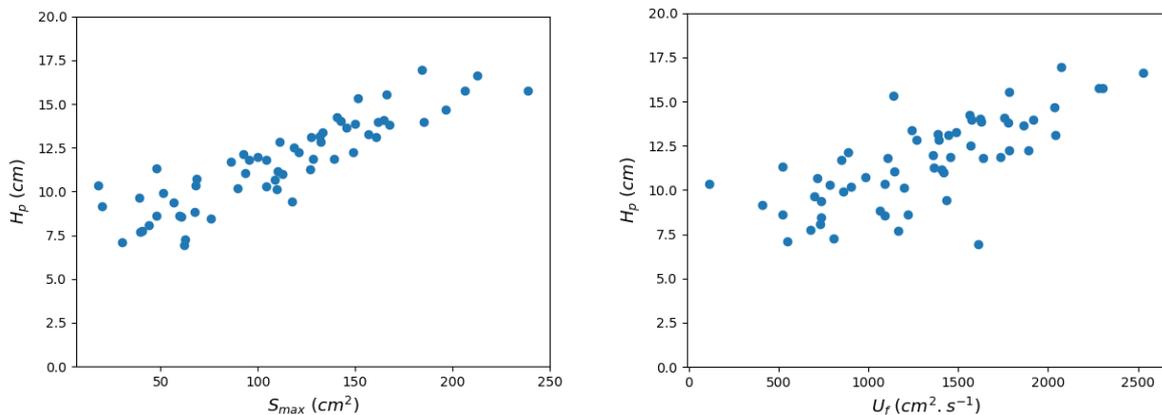


Figure 8 : Hauteur de projection en fonction de la surface apparente avant éclatement (gauche) et de la vitesse de croissance avant éclatement (droite). Cas sans perturbation de l'interface

Une corrélation est observée dans les deux cas. Autrement dit, plus la surface apparente avant éclatement est grande, plus la hauteur des gouttelettes projetées est importante. De même, plus la vitesse de croissance de la bulle est grande au moment de l'éclatement, plus la hauteur de projection est importante. Cela peut s'expliquer par le fait que l'interface entre la bulle et le liquide – qui fusionne avec l'interface libre au moment de l'éclatement – se transforme en gouttelettes lors de la rupture. L'énergie cinétique acquise par l'interface lors de la croissance est alors transmise aux gouttelettes.

4.3. Cas avec perturbations

Le traitement de toutes les vidéos disponibles (avec et sans perturbation de l'interface) a permis de rassembler un total de 146 vidéos exploitables, les vidéos restantes n'ayant pas pu être traitées par le programme. La même analyse sur ces vidéos montre une tendance similaire : on observe toujours sur la figure 9 une dépendance de la hauteur de projection à la surface apparente maximale et à la vitesse d'éclatement.

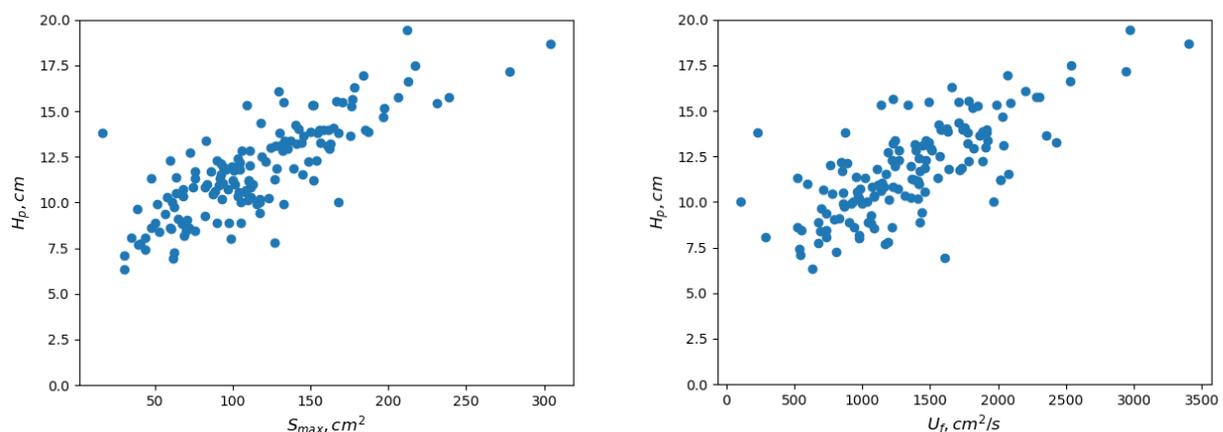


Figure 9 : Hauteur projetée en fonction de la surface apparente avant éclatement (gauche) et de la vitesse de croissance avant éclatement (droite). Cas général (avec et sans perturbations)

5. Conclusion

Des vidéos de croissance de bulles de vapeur d'eau dans un évaporateur fonctionnant à des pressions proches du point triple ont été traitées et analysées afin de caractériser la formation d'un film liquide par la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles. Cette caractérisation, qui passe par la définition et l'étude de la hauteur de projection H_p , est supposée porter l'information principale de la formation de ce film.

Il a été mis en évidence que le paramètre H_p est corrélé d'une part à la surface apparente maximale de la bulle et d'autre part à sa vitesse de croissance avant éclatement. Les corrélations ont été obtenues dans le cas où l'interface entre la bulle et le liquide est perturbée et non perturbée. Ainsi, la dépendance de la hauteur de projection aux paramètres de croissance a pu être mise en évidence. Il s'agit alors pour la suite de déterminer l'impact des propriétés thermophysiques du fluide et autres conditions de croissance sur ces paramètres. De cette étude découlera un potentiel modèle de prédiction du paramètre H_p .

Références

- [1] Michaie, S., Rullière, R. & Bonjour, J. Towards a more generalized understanding of pool boiling at low pressure: Bubble dynamics for two fluids in states of thermodynamic similarity. *Experimental Thermal and Fluid Science* 101 (2019), 217–230.
- [2] Van Stralen, S. J. D., Cole, R., Sluyter, W. M. & Sohal, M. S. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18 (1975), 655–669.
- [3] Giraud, F., Toubanc, C., Rullière, R., Bonjour, J. & Clausse, M. Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure. *Applied Thermal Engineering* 106 (2016), 180–191.
- [4] Lord Rayleigh. VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 34 (1917), 94–98.
- [5] Plesset, M. S. & Zwick, S. A. The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids. *Journal of Applied Physics* 25 (1954), 493–450.
- [6] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. & Griffith, P. On bubble growth rates. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), 657–666.
- [7] Giraud, F. & Tremeac, B. Influences of confinement on subatmospheric water vaporization phenomena in a vertical rectangular channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 145 (2019), 118725.

Analyse des mécanismes fondamentaux intervenant lors de la condensation en gouttes

Jérémy LETHUILLIER¹, Marc MISCEVIC¹, Pascal LAVIEILLE¹

¹Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)

UMR CNRS 5213 - Université Paul Sabatier (UPS) - 118, route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex 9.

Résumé - La condensation en gouttes est un régime particulièrement efficace dans l'optique de gérer d'importants flux de chaleur. La modélisation des transferts de masse et de chaleur passe par la connaissance de la distribution de la taille des gouttes. Expérimentalement, il est très difficile d'obtenir cette distribution, notamment celle des plus "petites" gouttes (inférieures à quelques microns). Celle-ci est communément déterminée à l'aide d'une approche statistique. Afin de valider cette approche, un modèle numérique de suivi d'individus a été développé. Les résultats obtenus sont conformes aux distributions des gouttes de "grandes" tailles (gouttes observables expérimentalement) disponibles dans la littérature. En revanche, la distribution des gouttes de "petites" tailles n'est pas en accord avec celle obtenue par les modélisations disponibles dans la littérature, toutes basées sur une approche statistique. En s'appuyant sur les résultats de l'étude réalisée avec le modèle individu-centré, une nouvelle formulation de l'approche statistique est proposée.

Nomenclature

r	Rayon de courbure, m	
N_s	Densité de site de nucléation, m^{-2}	<i>Indices et exposants</i>
G	Vitesse de croissance des gouttes, $m.s^{-1}$	a apparition
n	Distribution des "petites" gouttes, $m^{-2}.m^{-1}$	b balayage
N	Distribution des "grosses" gouttes, $m^{-2}.m^{-1}$	c coalescence
A	Surface, m^2	d disparition
$N_{n,s}$	nombre de site de nucléation	l liquide
S	Taux de renouvellement par balayage, $m^2.s^{-1}$	max maximum
		min minimum
		sat saturation
<i>Symboles grecs</i>		t traitement
θ	Angle de contact d'avancée, rad	
τ	Temps caractéristique, s	
δt	pas de temps, s	

1. Introduction

La condensation est rencontrée dans de nombreuses applications, telles que la production d'énergie, la climatisation ou encore la récupération d'eau. Il existe 2 types de régime de condensation : la condensation en gouttes et la condensation en film. Au début des années 1900, les expériences de Schmidt et al [1] sur la condensation en gouttes ont mis en évidence des coefficients de transfert supérieurs d'un ordre de grandeur par rapport à la condensation en film.

La modélisation du régime de condensation en gouttes nécessite 2 modèles distincts : un modèle de transfert au travers d'une goutte unique et un modèle de la distribution de la taille des gouttes. Le modèle des transferts au travers d'une goutte unique communément utilisé est basé sur la prise en compte de 4 résistances thermiques entre le substrat et la phase vapeur liées respectivement i) au dépôt induit par le traitement de surface, ii) à la conduction dans le liquide, iii)

à la résistance de l'interface liquide-vapeur et iv) à la modification des conditions de saturation induite par la courbure de l'interface [2]. En ce qui concerne la distribution de la taille des gouttes, on rencontre 2 types d'approche dans la littérature. Une approche statistique, largement utilisée, qui décompose la distribution en 2 parties distinctes : une distribution des "grosses" gouttes déterminée à l'aide d'une loi semi-empirique et une distribution des "petites" gouttes obtenue à partir d'une modélisation statistique.

Une seconde approche, dite individu-centrée, propose de modéliser chacune des gouttes en suivant son cycle de vie : nucléation, croissance, coalescence et évacuation. Les résultats des études utilisant cette seconde approche sont en accord avec les distributions obtenues expérimentalement (c'est à dire avec les distributions des gouttes de taille supérieure à quelques microns). En revanche, pour les gouttes plus petites, aucune donnée de référence de la distribution des tailles n'est encore disponible. Il s'agit d'un problème important car les "petites" gouttes (dans la plage de quelques nanomètres à quelques micromètres) comptent pour une part non-négligeable dans les transferts de chaleur [3].

Dans un premier temps, une analyse de l'approche statistique est réalisée, en particulier sur la modélisation de la distribution des gouttes de "petites" tailles. Puis une présentation du modèle individu-centré est effectuée. Les 2 approches sont ensuite comparées et analysées. Enfin, une étude des mécanismes intervenants dans le renouvellement de la surface est proposée.

2. Analyse de l'approche statistique

Dans cette approche, les gouttes sont séparées en 2 classes distinctes en fonction de leurs mécanismes de croissance respectif. Les "petites" gouttes croissent uniquement par condensation de la vapeur alors que les "grosses" gouttes croissent principalement par coalescence avec d'autres gouttes. Afin de distinguer, ces 2 classes de gouttes, on définit un rayon r_e correspondant à la distance moyenne entre 2 sites de nucléation. On peut relier ce rayon r_e à la densité de site de nucléation N_s . Dans le cas où le substrat est hydrophile, $r_e = \frac{1}{\sin(\theta)\sqrt{(4N_s)}}$ et $r_e = \frac{1}{\sqrt{(4N_s)}}$ pour un substrat hydrophobe. Pour la distribution des "grosses" gouttes, la plupart des auteurs utilisent la loi semi-empirique de Rose et Glicksman [4] :

$$N(r) = \frac{1}{3\pi r r_{max}} \left(\frac{r}{r_{max}} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (1)$$

Où r_{max} correspond au rayon à partir duquel une goutte commence à bouger sur la surface. Sa valeur dépend de la configuration étudiée (surface inclinée, gradient de mouillabilité, cisaillement, ...). Cette loi a été validée expérimentalement par de nombreux auteurs [5, 6, 7].

La distribution des "petites" gouttes est déterminée à partir de l'équation différentielle proposée par Wen [8] basée sur un bilan du nombre de gouttes dans une classe de rayon donnée : le nombre de gouttes entrant dans la classe de taille δr autour de r est égal au nombre de gouttes quittant la classe (en raison de leur croissance) additionné par le nombre de disparition (en raison du balayage par les grosses gouttes en mouvement). En considérant une largeur de classe δr tendant vers 0, l'équation différentielle suivante est obtenue [8] :

$$\frac{d}{dr} (G(r)n(r)) + \frac{n(r)}{\tau} = 0 \quad (2)$$

Avec $n(r)$ la distribution de la taille des gouttes plus petite que r_e , $G(r) = \frac{dr}{dt}$ la vitesse de croissance par condensation de la vapeur [2] et τ correspondant au temps nécessaire pour re-

nouveler l'intégralité des gouttes d'une classe donnée. Les auteurs attribuent ce renouvellement au balayage par les grosses gouttes en mouvement. La valeur de ce temps caractéristique est ainsi supposée constante quel que soit r .

Pour résoudre cette équation différentielle (2) sans la connaissance de τ , il est nécessaire de fixer deux conditions aux limites. Celles-ci sont imposées en $r = r_e$, en considérant la continuité de la distribution et de sa dérivée.

$$n(r_e) = N(r_e) \quad (3)$$

$$\left(\frac{d \log n(r)}{d \log r} \right)_{r_e} = \left(\frac{d \log N(r)}{d \log r} \right)_{r_e} = -\frac{8}{3} \quad (4)$$

On peut d'ores et déjà faire quelques commentaires concernant cette approche. Premièrement, la condition aux limites pour obtenir la valeur du taux de renouvellement par balayage τ est basée sur la pente d'une loi semi-empirique, dans une zone où les données sont difficiles à collecter expérimentalement (taille de goutte proche d'un micron).

Par ailleurs, la distribution de taille de goutte $n(r)$ peut être calculée mais comme aucune donnée n'est encore disponible, elle ne peut pas être validée. De telles données semblent très difficiles à obtenir expérimentalement car une très haute résolution optique serait nécessaire pour pouvoir mesurer la taille des gouttes de plusieurs ordres de grandeur de moins que le champ de visualisation. Ainsi, pour obtenir des données de référence de la distribution de taille des petites gouttes qui peuvent être comparées aux résultats de l'approche statistique, une modélisation de type individu centré a été développée et est détaillée dans la section suivante.

3. Modélisation de type individu centré

Dans cette approche, une unique population de goutte est considérée. L'objectif étant de ne plus s'appuyer sur le modèle semi-empirique de la distribution des "grosses" gouttes. Dans un premier temps, on impose un nombre $N_{ns} = N_s \times A$ de sites de nucléation uniformément répartis sur une grille régulière de surface A . Les résultats détaillés ci-dessous ont été obtenus en considérant une densité de sites de nucléation $N_s = 1,5625 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$, conduisant à un pas d'espace de $8 \mu\text{m}$ entre deux sites de nucléation consécutifs. Ce pas d'espace est analogue au double du rayon r_e dans l'approche statistique car deux gouttes dont le rayon est inférieur à la moitié du pas d'espace ne peuvent pas coalescer tant que la grille est régulière. Cependant, afin d'être plus représentatif de la distribution des sites de nucléation sur un substrat réel, une perturbation aléatoire est appliquée sur la position de chacun de ces sites pour rendre leur distribution hétérogène. Une fois réparties de façon aléatoire, les positions des sites de nucléation sont maintenues fixes pendant toute la durée de la simulation numérique.

L'algorithme utilisé dans cette seconde approche est présenté sur la figure 1. Initialement, une goutte de rayon r_{min} est placée sur chacun des sites de nucléation. La distribution de la taille des gouttes est déterminée en suivant l'évolution temporelle de toutes les gouttes sur la surface, chaque goutte étant caractérisée par son rayon r et son couple de coordonnées (x, y) . Pendant les intervalles de temps où aucune coalescence ne se produit, il n'est pas nécessaire de discrétiser l'évolution temporelle car la croissance de chaque goutte est connue [2]. Le pas de temps δt est donc calculé à chaque itération et correspond au temps qui s'écoulera avant le prochain phénomène de coalescence. Si ce temps écoulé avant la prochaine coalescence est trop faible, le pas de temps est imposé à une valeur constante δt_{min} aussi petite que possible mais permettant que le temps de calcul ne devienne pas trop important. Les paires de gouttes qui entrent en contact coalescent, formant instantanément une nouvelle goutte dont le rayon est

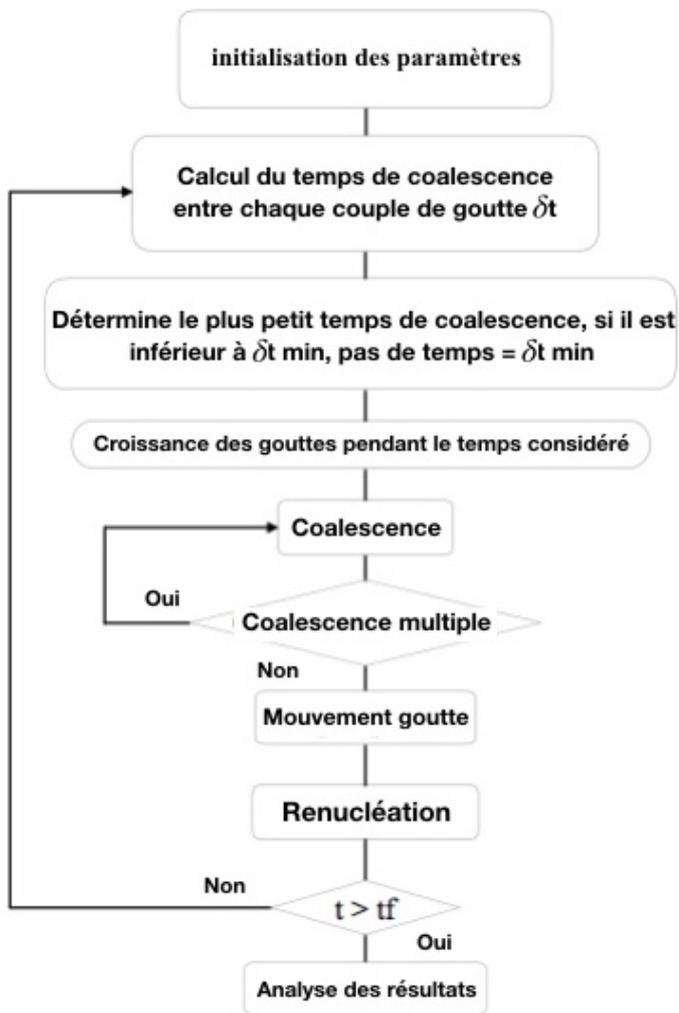
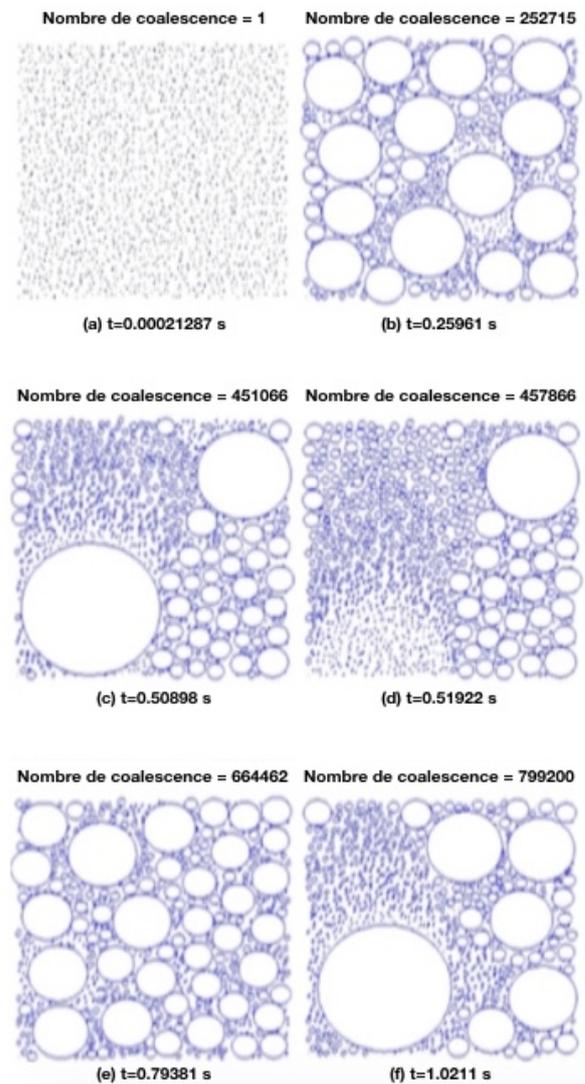


Figure 1 : Algorithme de type individu centré


 Figure 2 : Exemples de distribution obtenue à différents instants ($N_{ns} = 2025$, $\delta t_{min} = 10^{-5} s$, $\theta = 85^\circ$, $r_{max} = 65 \mu m$, $\Delta T = 1 K$)

simplement déterminé par la conservation du volume total. La goutte ainsi formée est placée au centre de masse des deux gouttes impliquées dans la coalescence. Ce déplacement, même s'il est faible, peut engendrer d'autres coalescences. Ainsi, une partie de l'algorithme teste si des coalescences en cascade se produisent. Une fois que toutes les coalescences ont eu lieu, les sites de nucléation sont vérifiés afin de déterminer ceux qui sont disponibles. Si la position d'un des sites n'est pas recouverte par une goutte, un nucleus est placé avec un rayon $r = r_{min}$. Enfin, pour être représentatif d'une configuration expérimentale où une force externe est imposée aux gouttes (force de gravité dans le cas d'une surface inclinée, force de cisaillement dans le cas d'un flux de vapeur forcé), les gouttes ayant atteint une valeur imposée r_{max} sont mises en mouvement dans une direction imposée avec une vitesse constante.

Les valeurs des différents paramètres du modèle détaillé ci-dessus sont imposées de manière à obtenir un temps de calcul raisonnable (quelques jours). Tout d'abord, la surface est imposée à $A = 360 \times 360 \mu m$, correspondant à un nombre de sites de nucléation $N_{ns} = 2025$. Le pas de temps minimum δt_{min} est fixé à $10^{-5} s$. L'insensibilité des résultats à ce pas de temps a été vérifiée.

La figure 2 montre un exemple des différentes étapes de la simulation avec cet ensemble de paramètres. Sur la figure 2.a, la croissance des gouttes vient de commencer, de sorte qu'il n'y a pas eu de coalescences. Quelques dixièmes de seconde plus tard, le nombre de coalescences est supérieur à 200 000 (figure 2.b). Sur la figure 2.c, une goutte a atteint le rayon r_{max} et commence ainsi à balayer le substrat. De nouveaux nuclei apparaissent alors sur la zone balayée, elles croissent rapidement car la résistance thermique des petites gouttes est faible (Figure 2.d) et le cycle recommence (Figures 2.e et 2.f).

4. Comparaison des distributions obtenues par chacune des approches

La comparaison de la distribution de la taille des gouttes obtenue à partir de l'approche statistique et du modèle individu-centré est présentée sur la figure 3. La frontière entre les "petites" et les "grosses" gouttes du modèle statistique se situe à $r_e = 4\mu m$. On observe un bon accord entre la distribution de la taille des "grosses" gouttes de Rose et Glicksman (Eq.1) (gouttes ayant des rayons supérieurs à r_e) et celle obtenue avec la simulation numérique.

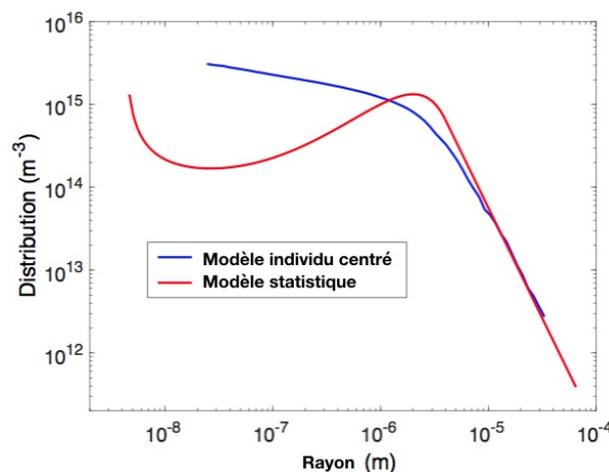


Figure 3 : Comparaison des distributions obtenues par les deux approches ($N_{ns} = 2025$, $\delta t_{min} = 10^{-6}s$, $\theta = 85^\circ$, $r_{max} = 65\mu m$, $\Delta T = 1K$).

Ce modèle est donc prédictif en ce qui concerne la distribution des "grosses gouttes", ce qui nous donne confiance dans l'approche développée.

En revanche, les distributions des "petites" gouttes (de rayon inférieur à r_e) sont très différentes d'une approche à l'autre, avec un écart pouvant aller jusqu'à plus d'un ordre de grandeur. De plus, les valeurs de la distribution et de sa dérivée en $r = r_e$ sont sensiblement différentes. Etant donné que le modèle individu-centré donne des valeurs correctes (sur la base du fait qu'il a été validé par rapport à la distribution des "grosses" gouttes), on peut en déduire que le modèle statistique, bien qu'il soit largement utilisé dans la littérature, ne modélise pas correctement la distribution des "petites" gouttes (au moins dans la configuration étudiée ici). La section suivante propose une explication concernant l'incapacité du modèle statistique à prédire correctement la distribution des petites gouttes.

5. Temps caractéristique de renouvellement de la surface

Le temps caractéristique τ dans l'équation (2) représente le temps nécessaire pour renouveler la population d'une classe de largeur dr centrée sur r . Les différentes études disponibles sup-

posent que ce temps est uniquement lié au phénomène de balayage. Cela signifie que ce temps de renouvellement est le même quelle que soit la classe de goutte considérée.

Les différences observées sur les distributions des gouttes de "petites" tailles (fig 3) peuvent s'expliquer par le caractère très discriminant de cette hypothèse. Afin de comparer les deux approches, le temps caractéristique τ est calculé pour chacune des classes à partir de l'équation 2 en utilisant les données numériques obtenues à partir du modèle individu-centré en considérant tous les types de coalescences (c'est à dire à la fois les coalescences issues d'un balayage et celles issues de la croissance de deux gouttes statiques). La figure 4 présente les variations de τ en fonction de r (courbe bleue). Le temps caractéristique τ varie de $2 \cdot 10^{-4} s$ pour une goutte d'environ $0.1 \mu m$ de rayon à plus de $1 s$ pour des gouttes proches de r_{max} (les oscillations observées pour les plus grosses gouttes sont liées au fait que la population devient de moins en moins importante au sein d'une même classe lorsque le rayon se rapproche de r_{max}). Le modèle statistique prédit quant à lui un τ constant de l'ordre de $10^{-2} s$. Il a déjà été démontré qu'avant qu'une goutte n'atteigne un rayon donné, un très grand nombre de coalescences a eu lieu. Le nombre de coalescences est d'autant plus important que le rayon r de la classe considérée est petit. Il est relativement intuitif que τ ne soit pas constant mais soit une fonction de r .

Pour analyser le rôle des différents mécanismes impliqués dans la variation de τ , on peut les introduire dans l'équation de bilan proposée par Wen [8] :

$$AG_1 n_1 dt = AG_2 n_2 dt - S \bar{n} dt \delta r \quad (5)$$

Où $AG_1 n_1 dt$ (respectivement $AG_2 n_2 dt$) est le taux de gouttes entrant (respectivement sortant) dans la classe de taille de goutte dans la plage $\delta r = r_2 - r_1$ en raison de la croissance induite par le processus de condensation. Le troisième terme correspond à un taux net de disparition, c'est-à-dire la différence entre le taux de disparition et le taux d'apparition. En effet, lorsqu'une coalescence se produit, les deux gouttes impliquées disparaissent de leurs classes respectives et la goutte résultante apparaît dans une autre classe. De plus, les coalescences liées au balayage des gouttes en mouvement se distinguent des coalescences impliquant deux gouttes de rayons inférieures à r_{max} . On peut alors décomposer \bar{n} dans l'équation 5, comme la somme de 3 termes :

$$\bar{n} = \bar{n}_{ac} + \bar{n}_{dc} + \bar{n}_{db} \quad (6)$$

Où les indices "a" et "d" signifient apparition et disparition, et "c" et "b" signifient coalescence et balayage, respectivement. En considérant que $\bar{n}_{ij} = \frac{\bar{n}}{\tau_{ij}}$ et en faisant tendre δr vers 0, on obtient l'équation différentielle modifiée suivante :

$$\frac{d}{dr} (G(r)n(r)) + n(r) \left(-\frac{1}{\tau_{ac}} + \frac{1}{\tau_{dc}} + \frac{1}{\tau_{db}} \right) = 0 \quad (7)$$

Pour déterminer la valeur de ces 3 temps caractéristiques, les valeurs de rayon sont enregistrées lors de la simulation dès qu'une coalescence a lieu ou lorsqu'une goutte balaie la surface. Ainsi, pour chaque classe, on obtient un certain nombre d'événements par unité de temps. Le rapport entre le nombre total de gouttes et ce nombre d'événements par unité de temps permet d'obtenir les valeurs des différents temps caractéristiques. La figure 4 montre les variations de ces différents temps caractéristiques en fonction de r .

Plus la valeur de τ est petite, plus la classe est renouvelée rapidement. On observe que le taux de renouvellement par balayage est bien inférieur au taux de renouvellement par coalescence. Pour les petites gouttes, il existe deux ordres de grandeur entre le temps caractéristique

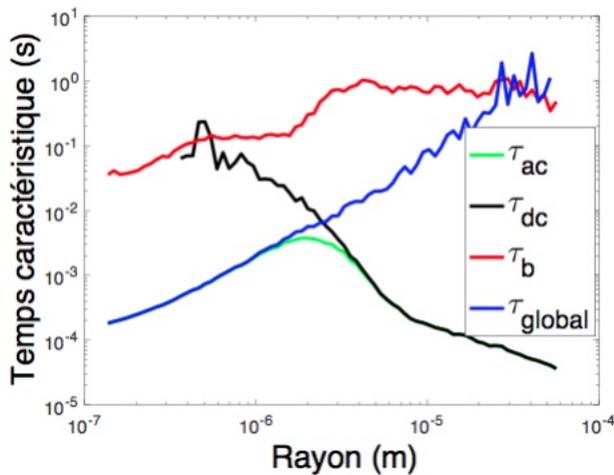


Figure 4 : Variation des différents temps caractéristique (global, balayage, disparition par coalescence et apparition par coalescence) en fonction du rayon.

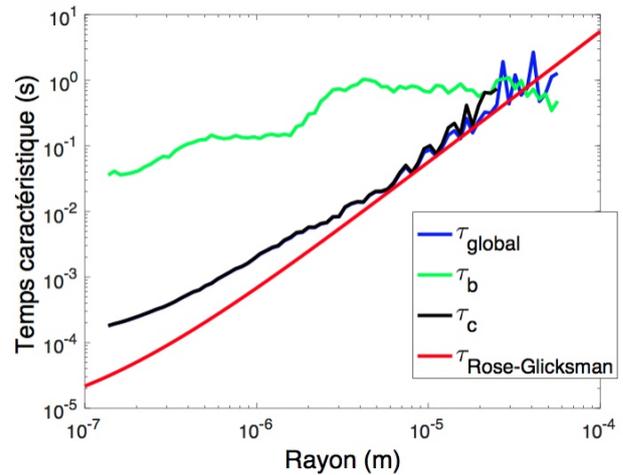


Figure 5 : Variation des différents temps caractéristique (global, Rose-Glicksman, balayage et coalescence) en fonction du rayon.

des pertes dues au balayage et le temps caractéristique des pertes dues aux coalescences. Cela signifie que pour ces tailles, le balayage ne représente que 1 % des pertes. Ainsi, l'effet du balayage est totalement négligeable par rapport à l'effet de la coalescence.

La courbe noire représente le taux d'apparition par coalescence. Plus le rayon des gouttes augmente, plus il est proche de celui représentant le taux de disparition par coalescence (courbe verte). Lorsqu'une "grosse" goutte fusionne avec une "petite" goutte, le volume de la goutte résultante est pratiquement égal à celui de la "grosse" goutte initiale de sorte que son rayon ne varie pas sensiblement (il y a une apparition et une perte dans la même classe). Les courbes se rapprochant de plus en plus impliquent que les "grosses" gouttes coalescent peu entre elles, elles coalescent majoritairement avec des gouttes de "petites" tailles.

Afin de mieux comprendre le rôle du balayage et des coalescences dans le temps caractéristique de renouvellement de la surface, comparons ce temps de renouvellement caractéristique global avec celui associé à chacun de ces deux mécanismes (figure 5). On notera que le temps caractéristique de coalescence τ_c est ici lié à l'équilibre net entre les pertes et les apparitions par coalescence ($\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{dc}} - \frac{1}{\tau_{ac}}$). La figure 5 présente également le temps caractéristique τ_{RG} obtenu à partir de la distribution de la taille des gouttes de Rose et Glicksman [4]. Son expression est obtenue en injectant la distribution de la taille des gouttes de Rose et Glicksman [4] dans l'équation 2 :

$$\tau_{RG} = \frac{r}{G(r) \left(\frac{8}{3} + \frac{2A_2r + A_3}{A_2r + A_3} - \frac{r}{r - r_{min}} \right)} \quad (8)$$

Avec A_2 , A_3 , des fonctions de θ et des caractéristiques du fluide et de la surface. On peut tirer deux conclusions de la figure 5 :

- Le temps caractéristique déduit de la distribution de Rose et Glicksman (équation 1) est relativement proche du temps caractéristique de renouvellement global pour les rayons compris entre r_e et r_{max} . Ce n'est pas une surprise car il est admis dans la littérature que la loi de Rose et Glicksman prédit avec précision la distribution du rayon des grosses

gouttes. Pour les petites gouttes, la différence est notable, soulignant que cette distribution ne peut pas être étendue pour les gouttes inférieures à r_e .

- La deuxième remarque concerne la différence de l'ordre de grandeur entre τ_c et τ_b . On a déjà remarqué que le balayage est négligeable par rapport à la coalescence pour les petites gouttes. Cela peut être étendu en ce qui concerne les résultats rapportés sur la figure 5 : jusqu'à $r = 10\mu m$ l'évolution de τ est presque superposée à celle de τ_c . La différence induite par le balayage ne devient sensible que pour les gouttes ayant des rayons proches de r_{max} .

6. Conclusion

La première conclusion que l'on peut tirer du modèle individu centré est que celui-ci permet de prédire relativement précisément la distribution des "grosses" gouttes dans le cas étudié. Il s'agit de la distribution validée expérimentalement, ce qui donne une certaine confiance quant aux résultats de ce modèle. En revanche, des différences notables sont observées entre les distributions des "petites" gouttes obtenues par ce modèle et celles du modèle statistique classiquement admis dans la littérature.

L'hypothèse d'un temps caractéristique de renouvellement de la surface constant semble non pertinente. D'autant plus que celui-ci représente uniquement le mécanisme de balayage de la surface par les gouttes ayant atteint r_{max} . Or la décomposition du temps caractéristique global a mis en évidence le fait que les coalescences induites par le balayage sont totalement négligeables devant les autres types de coalescences.

Le temps caractéristique déduit de la distribution de Rose et Glicksman permet de déterminer assez précisément τ dans la gamme r_e et r_{max} mais échoue pour les gouttes plus petites que r_e . Une des perspectives serait d'étendre son domaine de validité à l'ensemble des rayons (de r_{min} jusqu'à r_{max}).

Ces conclusions demandent à être confirmées dans des cas plus proches des configurations expérimentales présente dans la littérature. Pour cela l'algorithme devra être optimisé afin de réduire les temps de calcul.

Références

- [1] E. Schmidt and W. Schurig and W. Sellschopp, Versuche über die Kondensation von Wasserdampf in Film- und Tropfenform, *Technische Mechanik und Thermodynamik*, pp 53-56, 1930
- [2] Sunwoo Kim and Kwang J. Kim, Dropwise Condensation Modeling Suitable for Superhydrophobic Surfaces, Volume 133, Issue 8, *Journal of Heat Transfer*, 2011
- [3] Clark Graham and Peter Griffith, Drop size distributions and heat transfer in dropwise condensation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp 337-346, 1973
- [4] J.W. Rose and L.R. Glicksman, Dropwise condensation, the distribution of drop sizes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp 411-425, 1973
- [5] R. Parin and D. Del Col and S. Bortolin and A. Martucci, Dropwise condensation over superhydrophobic aluminium surfaces, *Journal of Physics : Conference Series* 745, 2016
- [6] Mohammad Rejaul Haque and Chuang Qu and Edward C. Kinzel and Amy Rachel Betz, Condensation Dynamics and Droplet Size Distribution, *ASME 2017 15th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels* Cambridge, Massachusetts, USA, 2017
- [7] J. W. Rose, Dropwise condensation theory and experiment : A review, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, pp 115-128, 2002
- [8] Hai Wu Wen and Ru Maa Jer, On the heat transfer in dropwise condensation, *The Chemical Engineering Journal*, pp 225-231, 1976

Caractérisation du comportement thermique des batteries Li-ion en vue d'une gestion optimale passive

Thermal management of Li-ion batteries using PCM- Metal foam composite: Experimental and numerical investigations

Mohamed Moussa EL IDI^{1*}, Mustapha KARKRI¹, Mahamadou Abdou TANKARI¹, Cherif LAROUCI², Toufik AZIB², Gilles LEVEBRE¹

¹Université Paris- Est, CERTES, 61 Av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France.

²ESTACA, ESTACA'LAB, 12 avenue Paul Delouvrier, 78180 Montigny-le-Bretonneux.

*(auteur correspondant : moussa.elidi@gmail.com)

Résumé – Le conditionnement optimal des batteries Li-ion est indispensable pour leur assurer une meilleure performance, une autonomie et une durée de vie optimale. Les méthodes classiques se basent sur un contrôle thermique actif forcé ou naturel souvent encombrant et coûteux avec une efficacité limitée. L'utilisation des matériaux à changement de phase (MCP), de manière passive, représente une alternative intéressante. Les MCP ont la capacité d'emmagasiner de l'énergie thermique dans un volume réduit. Cependant, ils présentent des inconvénients comme la vitesse de décharge, qui réduit l'aptitude du système au cyclage, ou encore leur faible conductivité thermique qui limite la capacité d'échange. Les mousses métalliques à grande porosité apparaissent comme une solution attractive qui peut améliorer la conductivité thermique effective sans réduire la densité de stockage. Dans ce travail, la gestion thermique passive des batteries Li-ion par un composite MCP-mousse métallique a été étudiée au moyen d'un nouveau dispositif expérimental développé au laboratoire. Un accent particulier a été mis sur l'optimisation de la quantité du MCP utilisé et la durée indispensable pour évacuer la quantité de chaleur stockée dans le MCP.

Mots-clés : Véhicule électrique ; batteries Li-ion ; gestion thermique ; matériaux à changement de phase ; stockage par chaleur latente ; système passif.

Abstract – Thermal management plays an important role in Li-ion batteries, especially under extreme operating conditions. Usually, air or coolant circuits (active system) are employed as thermal management systems in Li-ion batteries. However, those systems are expensive in terms of investment, operating and maintenance costs. The use of phase change materials (PCM), in a passive way, represents an interesting alternative. PCMs have the ability to store thermal energy in a reduced volume. Despite their advantage, their thermal conductivity is very. One way to increase their poor thermal conductivity is to embed them into open cell metallic foams. This work aims to develop a new Li-ion batteries thermal management system using PCM/ Metal foam composite. A new experimental test bench has been developed in order to characterize the thermal behavior of li-ion cell during charge/ discharge. Particular emphasis was placed on optimizing the amount of PCM.

Keywords: Phase change material, Battery Thermal Management System, Passive system, Thermal, Storage.

Nomenclature

I	courant électrique, A	h	coefficient d'échange convectif
U	tension électrique, V	Re	nombre de Reynolds
T	température, K	k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
m	masse, kg	r	rayon, m
C_p	capacité calorifique massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	H	hauteur, m
L_f	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	t	temps, s
C	coefficient d'inertie	q	densité de flux thermique, $W.m^{-2}$

<i>Symboles grecs</i>	F	mousse métallique	
ε	porosité	l	liquide
<i>Indices et exposants</i>	s	solide	
P	matériau à changement de phase	<i>Li-ion</i>	batterie, type li-ion

1. Introduction

La gestion thermique des batteries types Lithium-ion est indispensable pour leur assurer une meilleure performance, une autonomie et une durée de vie optimale. Les performances de ces batteries pourraient être améliorées par une gestion thermique permettant de garder leur température de fonctionnement dans une plage convenable (entre 15-35°C). Habituellement, des circuits d'air ou de liquide de refroidissement sont utilisés comme systèmes de gestion thermique. Cependant, ces systèmes sont coûteux en matière d'investissement et d'exploitation et doivent être dimensionnés sur la puissance maximale à extraire [1].

L'utilisation des matériaux à changement de phase pour absorber la chaleur à dissiper peut représenter une alternative moins coûteuse et plus facile à mettre en place. En effet, les MCP peuvent stocker passivement la chaleur excédentaire produite par les batteries et être utilisés en tant que systèmes passifs [2]. Cependant, les MCP présentent quelques inconvénients comme par exemple la difficulté de décharger l'énergie thermique stockée, ce qui limite l'aptitude du système au cyclage, ou encore leur faible conductivité thermique qui limite les capacités d'échanges thermiques. Cependant la conductivité thermique des MCP peut être améliorée par l'ajout d'un matériau conducteur de chaleur, tels que les ailettes métalliques, le graphite expansé et les mousses métalliques [3]. Les mousses métalliques possèdent en particulier des caractéristiques spécifiques telles qu'une porosité élevée (porosité entre 0.8 et 0.98), grande conductivité thermique et une large surface de contact par unité de volume. Ce qui les qualifie à être une bonne solution pour intensifier les échanges thermiques des MCP.

Dans cet article nous nous intéressons à l'étude des phénomènes thermiques dans une cellule Li-ion, au dimensionnement et à l'optimisation d'un système de gestion passive par un composite MCP-mousse métallique. L'objectif est de garder la cellule à une température au-dessus de 30°C sous une sollicitation de 1C. Pour ce faire, un nouveau banc d'essais a été développé afin de suivre l'évolution de la température d'une cellule Li-ion et son flux thermique dégagé lors d'une sollicitation. La chaleur réellement dissipée par la cellule a été calculée à partir des résultats expérimentaux et grâce à un code de calcul développé sous Matlab. La simulation du comportement thermique du MCP et du composite MCP-mousse métallique est faite sous COMSOL Multiphysics et Matlab. Les résultats sont présentés et discutés.

2. Dispositif expérimental

Le banc d'essais expérimental mis au point est représenté sur la figure 1. La cellule étudiée, de capacité 2500 mAh, est branchée à une alimentation à courant continu qui assure la charge de la batterie et à une charge active qui assure la décharge. La cellule est cylindrique de dimensions : $r=9.255\text{mm}$; $H=70\text{mm}$. Des relais électromécaniques sont insérés permettant l'ouverture et la fermeture du circuit électrique. La température surfacique de la cellule est mesurée par deux thermocouples de type T. Un fluxmètre cylindrique enrobe la cellule pour mesurer le flux thermique dissipé en fonction du temps. Un programme LabVIEW a été élaboré pour suivre les cycles charge/décharge des batteries. Il permet d'assurer à la fois la commande des relais, de l'alimentation et de la charge active ainsi que l'acquisition des données mesurées. La batterie étudiée est suspendue par ses câbles d'alimentation afin

d'éviter les échanges thermiques par conduction entre la surface de la batterie et l'environnement extérieur, figure 1 (b).

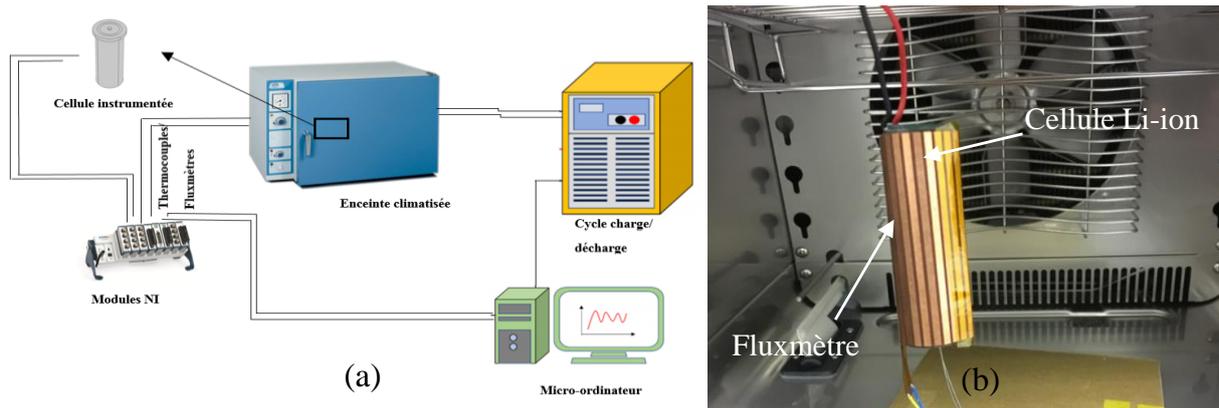


Figure 1 : Banc d'essai expérimental

3. Modélisation

3.1. Modèle physique

Pour simplifier les simulations numériques le problème est considéré en 2D. Le modèle physique est représenté par la figure 2. Il s'agit d'une cellule Li-ion entourée soit par un MCP pure ou par un composite MCP-mousse métallique. Il s'agit d'une mousse en aluminium de porosité 0.93 et d'une densité de pores de 40PPI. Les parois externes sont considérées adiabatiques.

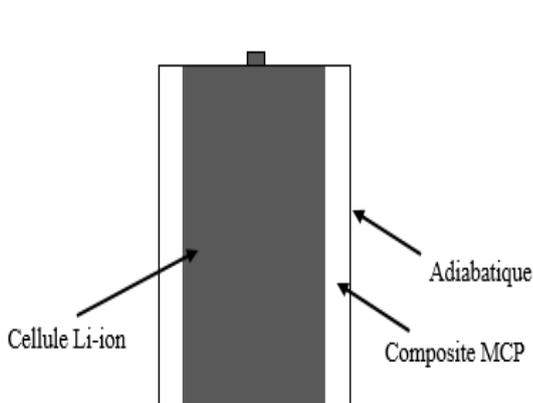


Figure 2 : Modèle physique

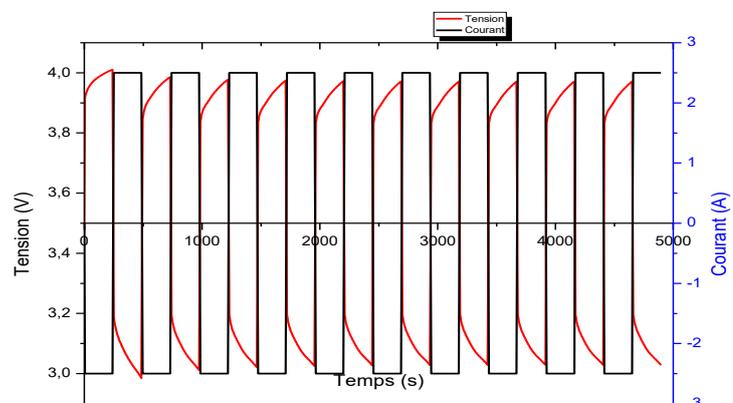


Figure 3 : Profil charge/décharge

3.2. Modèle mathématique

Nous utilisons dans cet article le théorème de volumes moyens qui a été introduit initialement par Whitaker [4]. Les extensions de Forchheimer et Brinkmann de la loi de Darcy pour modéliser l'écoulement du MCP liquide dans les mousses ont été utilisées. Le changement de phase est modélisé par la méthode « enthalpie-porosité » connue aussi sous le nom de méthode enthalpique de Voller [5]. Afin de simplifier le calcul, le problème est considéré bidimensionnel, le MCP en phase liquide est considéré comme un fluide newtonien incompressible avec l'approximation de Boussinesq et en régime laminaire. Les propriétés thermophysiques du MCP sont considérées comme constantes dans les deux phases solide/liquide. Le tableau 1, représente les propriétés thermophysiques de la paraffine RT27 utilisée comme un MCP [6].

3.2.1. Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

3.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\rho_p}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho_p}{\varepsilon^2} (\vec{V}\vec{V}) \cdot u = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\varepsilon} \nabla^2 u - \left(\frac{\mu}{K} + \frac{\rho_p C}{\sqrt{K}} |u| \right) u + S_u \quad (2)$$

$$\frac{\rho_p}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\rho_p}{\varepsilon^2} (\vec{V}\vec{V}) \cdot v = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\varepsilon} \nabla^2 v - \left(\frac{\mu}{K} + \frac{\rho_p C}{\sqrt{K}} |v| \right) v + S_v + \rho_p g \beta (T - T_{ref}) \quad (3)$$

Ou $S_u = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)} u$ et $S_v = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)} v$ sont des termes sources déduites de la loi de

Kozeny-Carman. A est une constante exprimée en $\text{kg/m}^3\text{s}$. Elle doit être suffisamment élevée pour que le champ de vitesse soit nul lorsque le MCP est entièrement en phase solide. B est une constante utilisée pour éviter la division par zéro lorsque le MCP est totalement solide. S_u et S_v tendent vers l'infinie lorsque le MCP est entièrement solide et vers zéro lorsque le MCP est entièrement liquide. b est définie comme la fraction liquide au sein de la zone de transition :

$$b(T) = \begin{cases} 0 & T < (T_m - \Delta T / 2) \\ (T - (T_m - \Delta T / 2)) / \Delta T & (T_m - \Delta T) \leq T < (T_m + \Delta T) \\ 1 & T > (T_m + \Delta T / 2) \end{cases} \quad (4)$$

La viscosité a été modifiée en utilisant le terme : $S(T) = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)}$ faisant en sorte

qu'elle a une très grande valeur lorsque le MCP est en état solide et la valeur appropriée lorsque ce dernier est en état liquide :

$$\mu_p(T) = \mu_{pl} (1 + S(T)) \quad (5)$$

3.2.3. Equation de conservation d'énergie

Dans le MCP :

$$\varepsilon \rho_p C_p \frac{\partial T_p}{\partial \tau} + \rho_p C_p (u \frac{\partial T_p}{\partial x} + v \frac{\partial T_p}{\partial y}) = k_{peff} \nabla^2 T_p + h_{pF} a_{pF} (T_F - T_p) \quad (6)$$

Pour tenir compte de la chaleur latente lors de la transition solide-liquide, on introduit la fonction gaussienne suivante :

$$D(T) = e^{\left(\frac{-(T-T_m)^2}{(\Delta T/4)^2} / \sqrt{\pi(\Delta T/4)^2} \right)} \quad (7)$$

Cette fonction vaut zéro partout sauf dans la zone de la transition. Son intégrale vaut 1, ce qui assure la conservation de l'énergie latente lors de la transition. Le changement de phase se produit sur un intervalle de température $\Delta T = 3^\circ\text{C}$. Les fonctions $b(T)$ et $D(T)$ permettent de définir respectivement la chaleur spécifique modifiée et la conductivité thermique du MCP:

$$C_{p-p} = C_{p-ps} + (C_{p-pl} - C_{p-ps}).b(T) + L_f D(T), \quad k_p(T) = k_{ps} + (k_{pl} - k_{ps}).b(T) \quad (8)$$

Dans la mousse métallique :

$$(1 - \varepsilon) \rho_F c_{p-F} \frac{\partial T_F}{\partial t} = k_{F,eff} \nabla^2 T_F - h_{pF} a_{pF} (T_F - T_p) \quad (9)$$

Les conductivités thermiques effectives de MCP et de la mousse métallique sont calculées à partir des formules développées par Boomsma K et al [7]. Le coefficient d'échange convectif est déduit à partir des relations de Zukauskas [8]:

$$N_u = \begin{cases} 0.76 \text{Re}^{0.4} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 0 < \text{Re} \leq 40 \\ 0.52 \text{Re}^{0.5} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 40 < \text{Re} \leq 1000 \\ 0.26 \text{Re}^{0.6} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 1000 < \text{Re} \leq 20000 \end{cases} \quad (10)$$

	L_f	ρ_s	C_{p-s}	μ	k_s	k_l	C_{p-l}	ρ_l
	kJ.kg^{-1}	kg.m^{-3}	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$	Pa.s^{-1}	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Kg.m^{-3}
RT27	179	870	1800	0.0034	0.24	0.15	2400	760
Alum	-	2700	900	-	220	-	-	-

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques de RT27 de la mousse.

4. Propriétés thermophysiques et structurales de la mousse

Les propriétés thermophysiques de la mousse métallique utilisée dans notre étude sont représentées dans le tableau 1. De nombreuses recherches ont été menées dans le but de développer des modèles analytiques permettant de calculer la perméabilité et le coefficient d'inertie des mousses. Dans ce travail, nous utilisons le modèle de Calmidi et al. [9] pour calculer la perméabilité et le coefficient d'inertie.

$$K = 0.00073 d_p^2 (1 - \varepsilon)^{-0.0024} \left(\frac{d_f}{d_p} \right)^{-1.11}, \quad C = 0.00212 d_p^2 (1 - \varepsilon)^{-0.132} \left(\frac{d_f}{d_p} \right)^{-1.63} \quad (11)$$

Où d_f désigne le diamètre équivalent des ligaments de la mousse métallique et d_p le diamètre équivalent des pores (modèle de Calmidi et al. [9], Eq (12)). La surface spécifique est calculée à l'aide de la formule suivante [9] :

$$\frac{d_f}{d_p} = 1.18 \sqrt{\frac{1 - \varepsilon}{\pi}} \left(\frac{1}{1 - e^{-(1 - \varepsilon)/0.04}} \right), \quad a_{ps} = \frac{3\pi d_f (1 - e^{-(1 - \varepsilon)/0.004})}{(0.59 d_p)^2} \quad (12)$$

Le modèle numérique utilisé dans le cadre de cette étude est le modèle de M. Moussa et al. qui a été validé par comparaison avec des résultats expérimentaux [10], [11].

5. Résultats

5.1. Déroulement des essais et définition du régime permanent

Les essais ont été réalisés pour différents courants et pour une tension maximale de 3.8V et sans pause entre deux cycles consécutifs. Un cycle correspond à une charge suivie d'une décharge. La figure 2, présente les profils de tension et de courant lors d'un essai 1C (2.5A).

Cela signifie que si la batterie, pleinement chargée, est déchargée par un courant de 2.5 A, elle va atteindre sa tension d'arrêt après une heure de décharge. Les essais sont arrêtés une fois le régime permanent atteint comme montre la figure 3. En effet, la température augmente au début et tend vers une valeur constante qui caractérise le régime permanent.

5.2. Evolution de la température et de la densité de flux de la cellule

La figure 4, présente l'évolution de la température de la cellule pour un cycle de charge/décharge à 1C (2.5A). D'après la littérature, deux sources interviennent dans la génération de la chaleur dans une batterie. La première est générée par effet Joule, considérée comme source irréversible, et la deuxième source de nature réversible, qui correspond à la chaleur produite à l'interface entre l'électrolyte et les électrodes, est d'origine thermodynamique [12] [13]. Globalement nous observons dans cette figure une légère diminution de la température lors de la charge et également une augmentation lors de la décharge. On constate qu'au bout d'un cycle, la chaleur absorbée par la réaction lors de la charge et totalement restituée lors de la décharge. Ce phénomène réversible est dû à la variation d'entropie causée par l'insertion/désinsertion des ions Li^+ dans la structure cristalline du matériau actif de l'électrode négatif. La figure 5 présente l'évolution de la densité de flux thermique surfacique de la cellule. On remarque que le profil obtenu a la même allure que la température. On distingue clairement la zone de transition et la zone permanent.

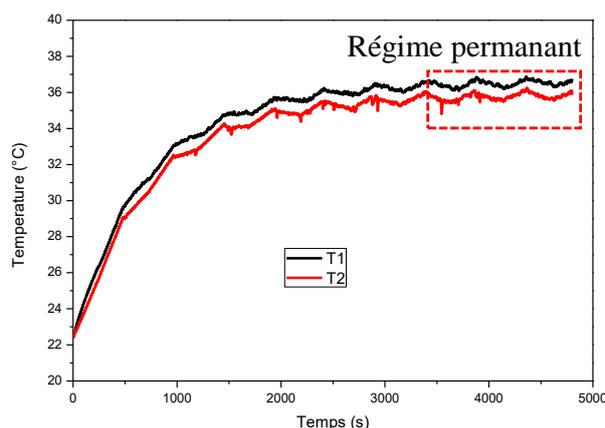


Figure 4 : Evolution de la température

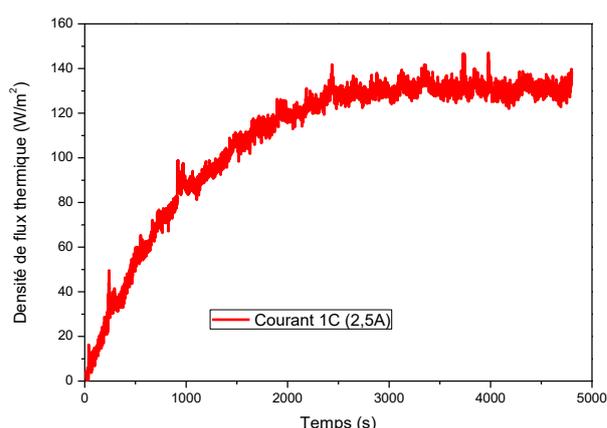


Figure 5 : Evolution de la densité de flux

5.3. Etude de l'influence de courant de charge/ décharge sur la température de la cellule

La figure 6, présente l'évolution de la température de la cellule en fonction de la capacité de la batterie (1C, 2/5C, 4/5C) ; la température ambiante étant fixée à 22.5°C. On observe que plus le courant est élevé, plus la température surfacique de la cellule est élevée. En effet, les deux sources de chaleur réversible et irréversible sont dépendantes du courant de sollicitation.

5.4. Calcul de la quantité de MCP nécessaire

Pour déterminer la quantité de la paraffine RT27 nécessaire pour absorber la chaleur dissipée par la cellule, il faut en premier lieu calculer la chaleur totale dissipée par la cellule. La quantité de la chaleur est l'intégrale de la densité de flux.

$$Q_{\text{Li-ion}} = \int_{t_1}^{t_f} \iint_S q_{\text{Li-ion}} \cdot ds \cdot dt \quad (14)$$

L'intégrale est calculée numériquement par la méthode des trapèzes. La masse de MCP est ensuite déduite comme suit :

$$Q_{Li-ion} = mCp_{Ps}(T_{ini} - T_{PF}) + mL_f + mCp_l(T_{final} - T_{PF}) \quad (15)$$

L'épaisseur de la couche du MCP qui entoure la cellule est calculée à partir du volume de MCP nécessaire qui est déduit à partir de la masse :

$$e = \Delta r = \sqrt{\frac{V_{PCM} + \pi r_{Li-ion}^2 H_{Li-ion}}{\pi H}} - r_{Li-ion} \quad (16)$$

L'épaisseur calculée est de 2.8mm. Nous approximations à 3mm.

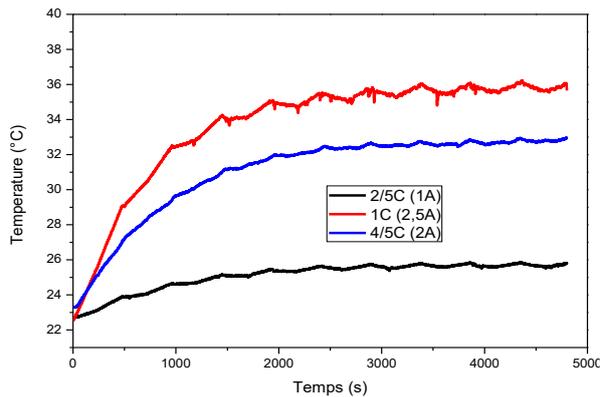


Figure 6 : Influence du courant sur la température

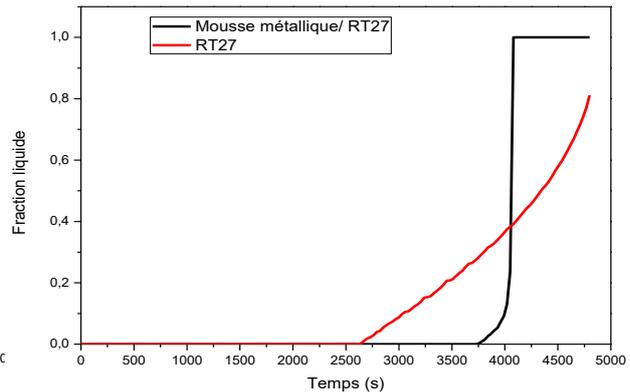


Figure 7 : Evolution de la fraction liquide

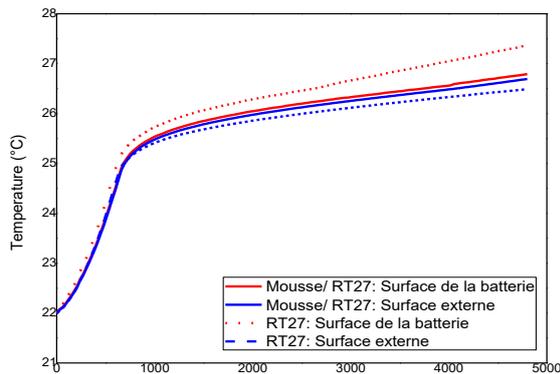


Figure 8 : Influence de l'ajout d'une mousse

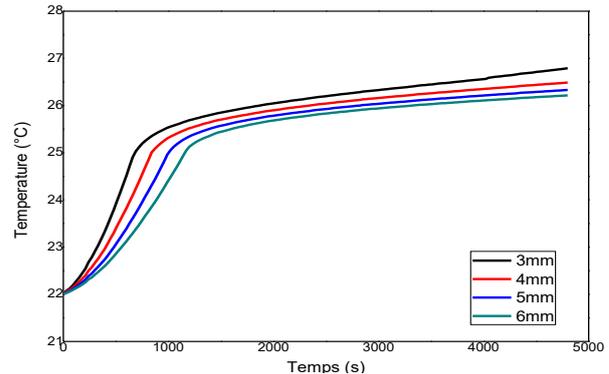


Figure 9 : Impact de l'épaisseur du composite

5.5. Optimisation de la quantité de MCP utilisée

La figure 7, présente l'évolution de la fraction liquide pour la paraffine pure et pour le composite paraffine/ mousse d'aluminium. Les résultats montrent que la fusion se déclenche rapidement dans le cas d'un MCP pur que dans le cas d'un composite MCP/mousse métallique mais avec une cinétique de fusion plus faible. En effet, l'ajout d'une mousse métallique permet d'améliorer la conductivité thermique et d'intensifier le transfert thermique. Mais on constate que le MCP n'est pas totalement fondu. De ce fait une bonne partie de MCP reste solide ce qui réduit nettement la quantité de la chaleur stockée. La figure 8, présente l'évolution de la température moyenne de la surface de la cellule et de la surface externe dans les deux cas, MCP pur et composite MCP/mousse. On constate que l'utilisation d'un composite MCP/ Mousse est plus efficace avec une température de la cellule plus faible et un écart entre les températures moins important. Ensuite les performances du composite MCP/ Mousse sont évaluées pour différentes épaisseurs (3mm, 4mm, 5mm et 6mm). Nous remarquons que l'ajout d'un volume de plus n'a pas une grande influence sur la température

de la cellule, figure 9. Cependant, le système sera d'autant plus lourd que le volume de composite est plus important.

6. Conclusion

Dans ce travail un nouveau banc expérimental a été développé pour étudier la gestion thermique d'une batterie type Li-ion. Un système de gestion passif par un composite mousse métallique/ paraffine RT27 a été dimensionné et optimisé. Les résultats ont montré que l'ajout d'une mousse d'aluminium permet une gestion thermique plus efficace de la cellule. Cette étude constitue la première pierre d'un projet de recherche qui a pour but la mise en place d'un système de gestion thermique semi-passif des batteries Li-ion optimisé et efficace au sein du laboratoire CERTES et en collaboration avec l'ESTACA.

Références

- [1] Lucia Ianniciello, Pascal Henry Biwolé, Patrick Achard, Electric vehicles batteries thermal management systems employing phase change materials, *Journal of Power Sources*, 378 (2019) 383-403.
- [2] A. Sharma, V.V. Tyagi, C.R. Chen, D. Buddhi, Review on thermal energy storage with phase change material and applications, *Renew. Sust. Energy Rev.* 13 (2) (2009) 318–345.
- [3] C.Y. Zhao, W. Lu, Y. Tian, Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs), *Solar Energy* 84 (2010) 1402–1412
- [4] S. Whitaker, *The Method of Volume Averaging*, vol. 13. Dordrecht: Springer Netherlands, 1999
- [5] Gau, C. and Viskanta, R., "Melting and Solidification of a Pure Metal on a Vertical Wall," *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, 1986 (108) 174-181
- [6] Moussa Aadm, Mustapha Karkri, Mimoun El Hammouti, Heat transfer characteristics of thermal energy storage of a composite phase change materials: Numerical and experimental investigations, *Energy* 72 (2014) 381-392.
- [7] Boomsma K, Poulikakos D. On the effective thermal conductivity of a three dimensionally structured fluid-saturated metal foam. *Int J Heat Mass Tran* 2001; 44:827–36
- [8] Zukauskas AA. Convective heat transfer in cross-flow. In: Kakac S, Shah RK, Aung W, editors. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. New York: Wiley; 1987
- [9] V. Calmidi, *Transportation phenomena in high porosity fibrous metal foams*, 1998, PhD thesis, University of Colorado.
- [10] Mohamed Moussa El Idi, Mustapha Karkri. Etude numérique de stockage d'énergie thermique dans un composite : mousses métalliques/matériaux à changement de phase. *Congrès Français de Thermique SFT 2019*, Jun 2019, Nantes, France. hal-02399163.
- [11] El Idi Mohamed Moussa, Mustapha Karkri, A numerical investigation of the effects of metal foam characteristics and heating/cooling conditions on the phase change kinetic of phase change materials embedded in metal foam, *Journal of energy storage* 26 (2019), 100985
- [12] Charles-Victor Hémerly, *Etude des phénomènes thermiques dans les batteries Li-ion*, thèse de l'université de Grenoble, 2013
- [13] Z. Nouhou Bako, M. Abdou Tankari, G. Lefebvre, A. Seidou Maiga, "Experiment-Based Methodology of Kinetic Battery Modeling for Energy Storage", *IEEE Transactions on Industry Applications* 55 (2018) 593 – 599.

Modélisation et simulation numérique de l'étalement d'un fluide dense et à haute température

Modelling and numerical simulation of the spread of a dense and high-temperature fluid

Thomas SCHIANO^{1*,2}, Barbara BIGOT¹, Jean-François HAQUET¹, Pierre SARAMITO², Claude SMUTEK³

¹CEA-Cadarache, DES/IRESNE/DTN/SMTA/LMAG
Cadarache, 13115 Saint-Paul-lez-Durance.

²Laboratoire Jean Kuntzmann, Université de Grenoble
700 Avenue Centrale, Saint Martin d'Herès.

³Laboratoire GéoSciences Réunion, Université de La Réunion, Institut de Physique du Globe de Paris,
Sorbonne Paris-Cité

15 av. René Cassin, 97400 Saint-Denis.

*(auteur correspondant : thomas.schiano@cea.fr)

Résumé - Un modèle d'étalement à surface libre multiphasique, à haute température, tridimensionnel, siège de phénomènes physiques couplés tels la solidification due aux échanges par rayonnement ou convection, ou bien conduction avec le substrat est présenté. Une réduction à un modèle monophasique permet de comparer les critères de similitudes relatifs à un écoulement géophysique (lave du Python de la Fournaise à 1400 K) et à l'étalement d'un corium (cœur du réacteur fondu potentiellement mélangé avec l'acier de la cuve à 2500 K) lors d'un accident nucléaire grave. Des simulations utilisant la méthode du Lagrangien augmenté permettent de prédire l'arrêt de tels écoulements, et le suivi de leur front.

Mots-clés : Écoulements non-isothermes multiphasiques ; Fluides non-newtoniens ; Coulée de lave ; Accidents graves ; Étalement.

Abstract - A free surface, high-temperature, tridimensional, multiphase spreading flow model is introduced. It is the seat of coupled physical phenomena, such as solidification due to radiation and convection, and conduction with the substrate. A single phase reduction of this model is used to compare the scales for two cases : that of geophysical flows (lava spread for Python de la Fournaise), and accidental spread (molten core spread at 2500 K in severe nuclear accidents). Simulations using the augmented Lagrangian method are being undertaken in order to predict spread terminal length, and front tracking.

Keywords: Non-isothermal multiphase flows; Non-newtonian fluid; Lava spread; Severe accidents; Spreading.

Nomenclature

u	vitesse, m/s	θ	température, K
p	pression, Pa	λ	coefficient de transfert convectif, W/(m ² K)
g	accélération de la gravité, m/s ²	η	viscosité dynamique, Pa.s
L	longueur de la coulée, m	ρ	masse volumique, kg/m ³
h	hauteur de la coulée, m	σ	tenseur des contraintes de Cauchy, Pa
K	Consistance, Pa.s	$\dot{\gamma}$	tenseur de taux de déformation, s ⁻¹
k	conductivité thermique, W/(mK)		

Indices et exposants

ν	vecteur unité	sub	substrat
α	fraction volumique	j	phase j dans l'étalement

1. Introduction

L'étude des écoulements de fluides complexes (c'est-à-dire non newtoniens) à surface libre est en plein essor. Les modèles déjà appliqués aux coulées de lave [1] pourraient être étendus à l'étalement d'un corium dans le puits de cuve d'un réacteur nucléaire lors d'accidents graves en prenant en compte les spécificités d'un tel écoulement (présence de phases gazeuse et solide) [2]. Ainsi, les méthodes numériques de ces écoulements ont vu des progrès aux niveaux des algorithmes permettant de résoudre des modèles possédant des singularités, tels que les modèles de fluides à seuil [3, 4]. En effet, la méthode du Lagrangien augmenté présentée par Fortin et Glowinski [5] permet de s'affranchir de la régularisation des équations, permettant de mieux capter les zones d'arrêt de l'écoulement, ainsi que d'obtenir un suivi du front plus précis.

Ce choix de modélisation d'une contrainte seuil est motivé par les mesures effectuées sur la lave [6] et sur le corium [7], permettant de décrire l'arrêt de l'écoulement par formation d'une zone à taux de déformation nulle. Pour le corium, l'expérience VE U7 réalisée au CEA [8] a montré que lors du refroidissement, une importante phase solide est présente dans la coulée liquide. En se basant sur le modèle de contrainte seuil développé par Ancey et Jorrot [9] et des mesures expérimentales, une nouvelle modélisation de la contrainte seuil en fonction de la température a été développée par le laboratoire LJK.

Actuellement, pour l'étude du corium, les outils de simulations numériques disponibles, basés sur des méthodes Lagrangiennes [10] ou Eulériennes [11] ne permettent pas la modélisation d'écoulements à seuil. En adaptant la librairie C++ Rhéolef [12], ces écoulements pourront alors être modélisés.

2. Modèle physique

La figure 1 présente un schéma de l'étalement d'un corium dans un puits de cuve ainsi que les échanges thermiques entre la coulée et son environnement.

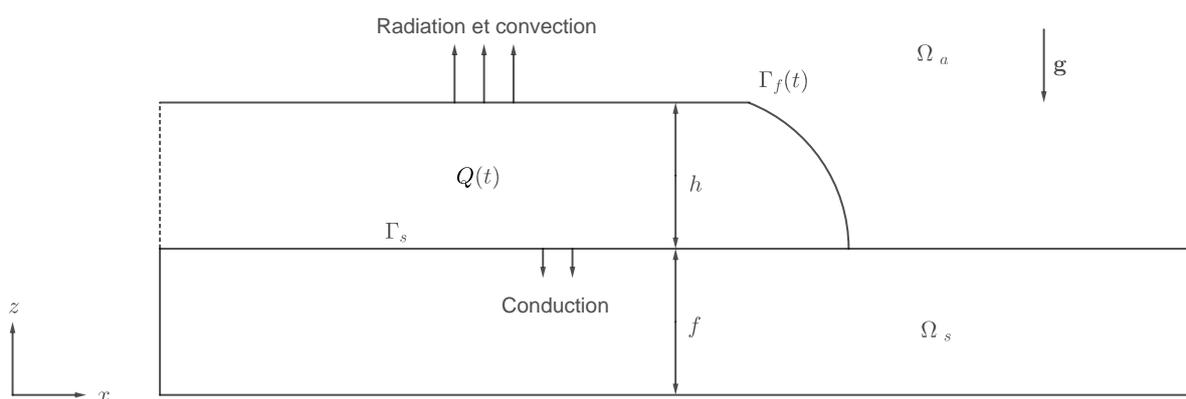


Figure 1 : Schéma de principe de l'étalement.

Une coulée $Q(t)$ de hauteur $h(t)$ s'étale sur un substrat f . Des échanges par rayonnement et convection avec le milieu ambiant Ω_a s'opèrent à la surface libre $\Gamma_f(t)$, tandis que des échanges conductifs avec le substrat Ω_s sont localisés à l'interface Γ_s . Dans la coulée $Q(t)$, se trouvent

une phase continue liquide porteuse, une phase solide dispersée provenant de la solidification de la coulée liquide lors du refroidissement ou de l'ablation du substrat. Une phase gazeuse peut aussi être présente par dégazage du substrat en béton.

2.1. Modèle multiphasique

La loi constitutive d'Herschel-Bulkley [13], décrite dans l'équation (1) est utilisée afin de décrire pour la phase continue liquide le tenseur des contraintes déviatoriques en fonction du tenseur des taux de déformation. Il s'agit d'une extension du modèle de Bingham au cas où $n > 1$.

$$\begin{cases} \tau = K(\theta)|\dot{\gamma}|^{n-1}\dot{\gamma} + \tau_y(\theta)\frac{\dot{\gamma}}{|\dot{\gamma}|}, & \text{si } \dot{\gamma} \neq 0 \\ |\tau| < \tau_y, & \text{sinon,} \end{cases} \quad (1)$$

avec $|\dot{\gamma}|$ la norme matricielle appliquée au tenseur des taux de déformation. Du fait du manque d'information sur la rhéologie de la phase solide du corium dans la littérature, le choix de la loi de comportement pour cette phase reste à déterminer. Le béton du substrat au contact avec le corium s'échauffe et conduit à un dégazage dans la coulée.

Le système d'équations (2, 3, 4) définit les lois de conservation tridimensionnelles de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie décrites pour une phase j :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_j \rho_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \mathbf{u}_j) = \dot{M}_j, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_j \rho_j \mathbf{u}_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \mathbf{u}_j \otimes \mathbf{u}_j) = \nabla \cdot (\alpha_j \sigma_j) + \alpha_j \rho_j \mathbf{g} + \mathbf{I}_j, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_j \rho_j \mathbb{H}_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \mathbb{H}_j \mathbf{u}_j) = \alpha_j \frac{\partial p_j}{\partial t} + (\mathbf{u}_j \cdot \nabla) \alpha_j p_j + \nabla \cdot (\alpha_j k_j \nabla \theta_j) + \alpha_j \frac{\tau_j : \dot{\gamma}_j}{2} + \Pi_j, \quad (4)$$

avec $\sigma_j = -p_j \mathcal{I} + \tau_j$ où τ_j est la partie déviatorique du tenseur des contraintes. $\sum_j \dot{M}_j = 0$, $\sum_j \mathbf{I}_j = 0$, $\sum_j \Pi_j = 0$ et $\sum_j \alpha_j = 1$ sont les conditions qui représentent la conservation des masse, quantité de mouvement, énergie et volume total du système entier. Les fonctions \dot{M}_j , \mathbf{I}_j et Π_j représentent les échanges de ces grandeurs entre les phases à l'interface entre celles-ci.

La description utilisée pour l'équation de la conservation de l'énergie (4) utilise l'enthalpie spécifique notée \mathbb{H} , afin d'introduire plus simplement le changement de phase. En effet, au cours du refroidissement de la coulée, la fraction solide augmente, tel qu'observée pour le corium [2]. Les enthalpies le long d'une isobare sont donc ainsi définies : $\mathbb{H}_s = c_{ps}\theta$, $\mathbb{H}_l = c_{ps}\theta_{solidus} + \mathbb{H}_{ls} + c_{pl}(\theta - \theta_{solidus})$, $\mathbb{H}_g = c_{pg}\theta$. La quantité \mathbb{H}_{ls} est une enthalpie de changement de phase, permettant de prendre en compte la solidification ou la fusion de la coulée, avec c_{ps} , c_{pl} et c_{pl} les capacités calorifique pour le solide, le liquide et le gaz.

Ne connaissant pas la hauteur h du fluide intervenant dans la condition de surface libre donnée par :

$$\sigma_j \cdot \nu_f = 0 \text{ en } \Gamma_f(t), \quad (5)$$

où ν_f est le vecteur unitaire sortant placé à la surface libre, il faut introduire la fonction de niveau de la surface libre qui se définit comme $\phi = f(x, y) + h(t, x, y) - z$ et qui s'annule lorsque $z \in \Gamma_f(t)$. Le transport de la surface libre est alors décrit par l'équation (6), tel que :

$$\partial_t h + u_x \partial_x (f + h) + u_y \partial_y (f + h) = u_z \text{ en }]0; +\infty[\times \Omega. \quad (6)$$

La résolution d'une formulation 3D revient à trouver les inconnues du problème que sont : $h, \tau_j, u_j, p_j, \theta_j$ satisfaisant la loi de comportement (eq. 1), les équations de bilan (eq. 2, 3, 4) et l'équation de transport de la ligne de niveau de la surface libre (eq. 6). Pour garantir l'unicité de la solution physique, les conditions initiales et aux limites appropriées sont appliquées.

2.2. Équations monophasiques adimensionnées : cas d'une éruption volcanique

Dans cette section, on considère une configuration d'écoulement isotrope (hauteur h de l'ordre de grandeur de sa longueur L). En réduisant le modèle multiphasique précédent à un modèle monophasique adimensionné, on retrouve celui d'une lave sur un substrat semi-infini qui a été proposé dans [1]. Dans ce cas, on ne considère pas de dégazage ni d'ablation du substrat, ni de solidification de la coulée. Les échanges se font par conduction avec le substrat, par rayonnement et convection avec l'air ambiant.

L'adimensionnement des quantités du système sont les suivantes : le temps $t = T\tilde{t}$, la hauteur $h = H\tilde{h}$, la vitesse $\mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}}U$ avec $U = \frac{\rho g H^3}{\eta L} = \left(\frac{\rho g H^2}{K_e L}\right)^{\frac{1}{n}} H$, la pression $p = P\tilde{p}$ avec $P = \rho g h$, la température $\theta = \theta_a + (\theta_e - \theta_a)\tilde{\theta}$ avec θ_a la température de l'air ambiant et θ_e la température initiale de la coulée, la contrainte seuil $\tau_y(\theta) = \tau_{y0}\tilde{\tau}_y(\theta)$ et la consistance du tenseur des contraintes $K(\theta) = K_e\tilde{K}(\theta)$. Dans la suite, toutes les quantités sont adimensionnées et par souci de simplicité les tildes sont enlevés pour alléger l'écriture. Ainsi la loi constitutive (eq. (1)) devient :

$$\begin{cases} \tau = \left(\frac{B(\theta)}{E} + K(\theta)E^{n-1}\right) \dot{\gamma}, & \text{si } E \neq 0 \\ T \leq B(\theta), & \text{sinon.} \end{cases} \quad (7)$$

avec $B(\theta) = \tau_{y0}(\theta)Bi$, $T = |\tau|$ et $E = |\dot{\gamma}|$ et où le nombre de Bingham, $Bi = \frac{\tau_{y0}L}{\eta U}$, définit le rapport entre la contrainte seuil et la contrainte visqueuse.

Les équations de conservation monophasiques adimensionnées pour la masse, la quantité de mouvement et l'enthalpie (eq. 2, 3, 4) se réexpriment telles que :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (8)$$

$$\mathcal{R}e (\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) = \nu_z - \nabla p + \nabla \cdot \tau, \quad (9)$$

$$\partial_t \theta + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Pe} \left(\nabla^2 \theta + Br \frac{\tau : \dot{\gamma}}{2} \right). \quad (10)$$

Les nombres adimensionnels caractéristiques de l'écoulement ainsi obtenus sont le Reynolds $\mathcal{R}e = \frac{\rho UL}{\eta}$, le Péclet $Pe = \frac{\rho c_p UL}{k}$ et le Brinkman $Br = \frac{U^2 \eta}{k(\theta_e - \theta_a)}$. Ce dernier donne le rapport entre l'énergie des forces visqueuses dissipées et l'énergie transférée par conduction thermique.

Dans le cas d'une coulée de lave, l'éjection de celle-ci se fait par une cheminée, notée Γ_e , par laquelle la lave sort avec une vitesse ascendante notée w_e . Dans ce cadre, les conditions aux limites inférieures sur la vitesse et supérieures sur la surface libre sont :

$$u_x = u_y = 0 \text{ et } u_z = w_e \text{ en } \Gamma_e \cup \Gamma_s, \quad (11)$$

$$\sigma \cdot \nu_f = 0 \text{ en } \Gamma_f(t). \quad (12)$$

En exprimant et projetant l'équation (15), on obtient une condition sur le tenseur des contraintes et la pression à l'interface. Pour les échanges thermiques, les conditions aux limites inférieures (avec le substrat Γ_s et le conduit de cheminée Γ_e) et supérieure, en $\Gamma_f(t)$, avec l'air ambiant sont les suivantes :

$$\theta = 1 \text{ en } \Gamma_e, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & (\partial_x(f+h)\partial_x\theta + \partial_y(f+h)\partial_y\theta) - \partial_z\theta = \\ & -\frac{k_{sub}}{k} ((\partial_x(f+h)\partial_x\theta_{sub} + \partial_y(f+h)\partial_y\theta_{sub}) - \partial_z\theta_{sub}) \text{ en } \Gamma_s. \end{aligned} \quad (14)$$

$$-(\partial_x(f+h)\partial_x\theta + \partial_y(f+h)\partial_y\theta) + \partial_z\theta + Rp_\mu(\theta)\theta + Nu\theta = 0 \text{ en } \Gamma_f(t), \quad (15)$$

avec $\mu = \frac{\theta_a}{\theta_e - \theta_a}$ et $p_\mu(\theta) = \theta^3 + 4\mu\theta^2 + 6\mu^2\theta + 4\mu^3$,

L'ensemble de ces équations et de ces conditions initiales et aux limites précédentes permettent d'avoir un problème bien posé pour le cas monophasique.

La grandeur caractéristique intéressante est le nombre de rayonnement $R = \frac{\xi\sigma_{SB}(\theta_e - \theta_a)^3 L}{k}$ avec σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann et ξ l'émissivité.

L'équation adimensionnée de la chaleur dans le substrat avec les conditions initiale et aux limites permettant d'obtenir l'évolution de sa température θ_{sub} sont les suivantes :

$$\partial_t\theta_{sub} = \frac{1}{P_{esub}} (\nabla^2\theta_{sub}), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \theta_{sub}(t=0) &= 0, \\ \theta_{sub} &= \theta \text{ en } \Gamma_s, \\ \theta_{sub}(z = -\infty) &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Le nombre de Péclet pour le substrat est obtenu en faisant l'hypothèse que le temps caractéristique T a pour valeur $\frac{L}{U}$.

2.3. Comparaison corium - lave

Les critères de similitude obtenus dans la section précédente sont calculés pour les états initiaux des coulées de lave et de corium. Les cas étudiés sont ceux d'une éruption du Python de la

Fluide	Reynolds Re	Péclet Pe	Brinkman Br	Bingham Bi
Lave (Python de la Fournaise 2010)	$4.75 \cdot 10^{-1}$	$2.91 \cdot 10^6$	$2.08 \cdot 10^{-5}$	4.630
Corium (Essai VE U7)	$1,40 \cdot 10^1$	$1.04 \cdot 10^6$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$1.890 \cdot 10^{-1}$

Tableau 1 : Critères de similitude de l'écoulement pour la lave à 1420 K et le corium à 2450 K.

Fournaise en 2010 [15] ainsi que l'essai d'étalement VEU7 réalisé au CEA [8]. La température initiale de la lave est de 1420 K, celle du corium est de 2450 K.

Le tableau 1 permet d'observer que le régime d'écoulement est laminaire, et que le transport d'énergie dans la phase continue est majoritairement advectif dans les deux cas. Le nombre de Brinkman est trois ordres de grandeur plus important pour le corium que pour la lave, indiquant une plus grande influence de la variation d'énergie du système par cisaillement/déformation dans le cas du corium, même si cette valeur reste faible. Le nombre de Bingham du corium est aussi plus faible pour le corium à haute température, indiquant que le matériau est initialement moins viscoplastique que la lave.

Il est intéressant de noter que lorsque la température du corium diminue, ses propriétés physiques changent. En calculant la viscosité dynamique avec le modèle proposé par Ramaciotti [16], on obtient pour la lave et le corium des valeurs semblables du nombre de Brinkman pour des températures similaires. En utilisant aussi le modèle d'Ancey et Jorrot de la contrainte seuil [9], le nombre de Bingham obtenu à la température de 1500 K pour le corium est de 1.9, traduisant un régime viscoplastique. Le comportement des laves à hautes températures et celui du corium en cours de refroidissement lors de son étalement sont donc proches.

Fluide	Rayonnement R	Stanton St
Lave	$3.78 \cdot 10^1$	$1.37 \cdot 10^{-5}$
Corium	$2.70 \cdot 10^1$	$1.85 \cdot 10^{-4}$

Tableau 2 : Nombres adimensionnés des échanges thermiques avec le milieu.

D'après les résultats du tableau 2, où le nombre de Stanton se définit comme $St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{\lambda}{\rho U c_p}$, les échanges thermiques sont dominés par les transferts radiatifs et non par les transferts convectifs ou conductifs. Ainsi les deux écoulements sont principalement refroidis par la surface libre.

Cette étude des critères de similitude met en évidence des propriétés physiques et thermiques proches entre les deux écoulements. Par conséquent, la modélisation faite pour les coulées de laves peut être un point départ pour une modélisation de l'étalement du corium.

3. Résultats et discussion

Des résultats utilisant le modèle monophasique ont été comparés à une coulée de lave du Python de la Fournaise qui a eu lieu en 2010 [15]. Ces résultats sont présentés sur la figure 2 qui montre une visualisation de la coulée de lave au moment de son arrêt à $t = 25h$. Pour obtenir ces résultats, une hypothèse de Saint-Venant a été faite pour réduire le modèle précédent, du

fait d'un rapport d'aspect de la coulée très petit : $\varepsilon = \frac{H}{L} = 0.001$. En effet, la hauteur de la couche de magma est de l'ordre du mètre, alors que la coulée est de l'ordre du kilomètre. Cette hypothèse n'est pas valable dans le cas de l'expérience VE U7 pour le corium, car le rapport d'aspect est de $\varepsilon = 0.15$ dans ce cas, limitant à priori la réduction possible du modèle 3D à 2D.

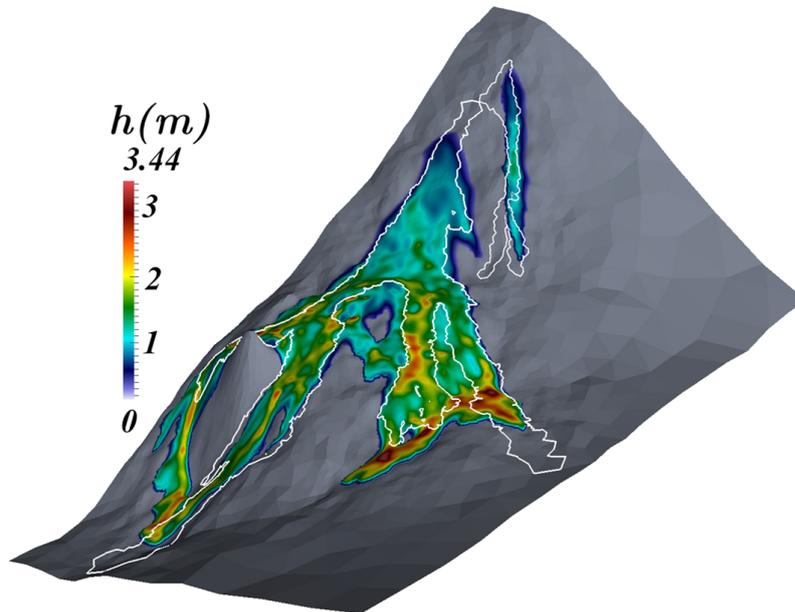


Figure 2 : Simulation de la coulée de lave. La ligne blanche délimite la coulée arrêtée observée. $t = 25$ h. Extrait [1].

Une simulation employant la méthode des éléments finis implémentée dans Rheolef [12] et l'algorithme du Lagrangien augmenté est réalisée. Un maillage auto-adaptatif est utilisé afin de réduire le temps de calcul lors du suivi du front. Les contours de l'étalement à l'arrêt observés sont représentés par une ligne blanche sur la figure 2. Les quantités utilisées sont décrites dans l'article de Villeneuve et al. [6]. L'origine temporelle choisie est le début de l'éruption, le débit de lave étant connu. Les résultats de la simulation montrent un bon accord avec les relevés. Cependant certaines bifurcations obtenues lors de la simulation n'ont pas été observées lors de l'éruption et quelques différences subsistent. D'après Bernabeu et al. [1], cela provient de la résolution du relevé des positions des cheminées volcaniques et de la topologie utilisée lors de la simulation, ainsi que de l'hypothèse de couche mince utilisée dans ce cas, qui ne permet pas de prendre en compte les variations de viscosité et de contrainte seuil en fonction de la température dans la hauteur.

4. Conclusion et perspectives

Un modèle d'écoulement multiphasique anisotherme tridimensionnel à surface libre et à forte densité est proposé. Sa réduction au cas monophasique isotrope a permis de mettre en évidence des similitudes entre les coulées de lave et de corium. Une simulation d'une coulée de lave du Python de la Fournaise sous une hypothèse de Saint Venant a été effectuée et montre un bon accord avec les observations [6]. Afin de prendre en compte les spécificités de l'étalement du corium lors d'un accident grave d'un réacteur nucléaire, la modélisation présentée dans cet article sera implémentée dans Rheolef puis validée à partir des essais en corium prototypique réalisés au CEA. Ce logiciel validé sera utilisé pour les études de cas réacteurs de 2^{ème} et 3^{ème} générations en présence ou non de moyen de mitigation.

Références

- [1] Bernabeu, Noé, Pierre Saramito, et Claude Smutek, Modelling Lava Flow Advance Using a Shallow-Depth Approximation for Three-Dimensional Cooling of Viscoplastic Flows, *Geological Society, London, Special Publications* 426, n1 (2016) : 40923. <https://doi.org/10.1144/SP426.27>.
- [2] Journeau, Christophe, Eric Boccaccio, Claude Brayer, Gérard Cognet, Jean-François Haquet, Claude Jégou, Pascal Piluso, et José Monerris, Ex-Vessel Corium Spreading : Results from the VULCANO Spreading Tests, *Nuclear Engineering and Design* 223, n1 (juillet 2003) : 75102. [https://doi.org/10.1016/S0029-5493\(02\)00397-7](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(02)00397-7)
- [3] Saramito, Pierre, et Anthony Wachs, Progress in Numerical Simulation of Yield Stress Fluid Flows, *Rheologica Acta* 56, n3 (mars 2017) : 21130. <https://doi.org/10.1007/s00397-016-0985-9>.
- [4] Saramito, Pierre, *Complex Fluids*, New York, NY, Springer Berlin Heidelberg, 2016.
- [5] Fortin, M., et R. Glowinski, *Augmented Lagrangian Methods : Applications to the Numerical Solution of Boundary-Value Problems.*, Elsevier, 2000.
- [6] Villeneuve, Nicolas, Daniel R. Neuville, Pierre Boivin, Patrick Bachèlery, et Pascal Richet, Magma Crystallization and Viscosity : A Study of Molten Basalts from the Piton de La Fournaise Volcano (La Réunion Island), *Chemical Geology* 256, n34 (novembre 2008) : 24251. <https://doi.org/10.1016/j.chemgeo.2008.06.039>.
- [7] Roche, M.F., Steidl, P.F., Leibowitz, L., Fink, J.K., Sehgal, Viscosity of corium concrete mixtures at high temperatures, *Argone Nat. Lab. Report ACE-TR-C37*, (1993).
- [8] Journeau, Christophe, Jean-Francois Haquet, Bertrand Spindler, Claus Spengler, et Jerzy Foit, The VULCANO VE-U7 Corium Spreading Benchmark, *Progress in Nuclear Energy* 48,(avril 2006) : 21534. <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2005.09.009>.
- [9] Ancy, Christophe, et Hélène Jorrot, Yield Stress for Particle Suspensions within a Clay Dispersion, *Journal of Rheology* 45, n2 (mars 2001) : 297319. <https://doi.org/10.1122/1.1343879>.
- [10] S. Koshizuka, Y. Oka, Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, *Nuclear Science and Engineering*,(1996) : 123 :3, 421-434, DOI : 10.13182/NSE96-A24205.
- [11] Spindler, B., et J.M. Veteau, The Simulation of Melt Spreading with THEMA Code, *Nuclear Engineering and Design* 236,n4 (février 2006) : 42541. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2005.09.016>.
- [12] Saramito, Pierre, , *Efficient C++ finite element computing with Rheolef*,CNRS-CCSD ed. 2018
- [13] Herschel, Winslow H., Consistency of Rubber Benzene Solutions, *Industrial & Engineering Chemistry* 16,n9 (septembre 1924) : 927927. <https://doi.org/10.1021/ie50177a019>.
- [14] Clausius, R., Ueber verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie, *Annalen der Physik und Chemie* 201,n7 (1865) : 353400. <https://doi.org/10.1002/andp.18652010702>.
- [15] Roult, Geneviève, Aline Peltier, Benoît Taisne, Thomas Staudacher, Valérie Ferrazzini, et Andrea Di Muro, A New Comprehensive Classification of the Piton de La Fournaise Activity Spanning the 1985–2010 Period. Search and Analysis of Short-Term Precursors from a Broad-Band Seismological Station, *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 241242,(octobre 2012) : 78104. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2012.06.012>.
- [16] Ramacciotti, Muriel, Christophe Journeau, François Sudreau, et Gérard Cognet, Viscosity Models for Corium Melts, *Nuclear Engineering and Design* 204,n13 (février 2001) : 37789. [https://doi.org/10.1016/S0029-5493\(00\)00328-9](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(00)00328-9).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciement à Laurence BUFFE pour l'aide et les discussions apportées à cette étude.

Thème 8

Milieux poreux

Etude expérimentale et modélisation thermomécanique du frittage de l'alumine	375
Séchage de copeaux de bois et de bagasse : comparaison expérimentale et numérique	383
Modélisation d'un compresseur à hydrogène par adsorption / désorption cyclique sur charbon actif .	391
Optimisation topologique par algorithmes génétiques appliquée aux échangeurs de chaleur	399
Développement d'un isolant thermique ligno-cellulosique et identification de ses propriétés thermo-physiques	407

Etude expérimentale et modélisation thermomécanique du frittage de l'alumine

Experimental study and thermal mechanical modelling for alumina.

Maxence RENAUX^{1,2*}, Damien MERESSE¹, Julien PELLE¹, Celine MORIN¹, Christian COURTOIS², Christelle NIVOT², Anthony THUAULT²

¹Univ. Polytechnique Hauts-de-France, CNRS, UMR 8201 – LAMIH, 59313 Valenciennes, France

²Univ. Polytechnique Hauts-de-France, EA 2443 - LMCPA, 59600 Maubeuge, France

*maxence.renaux@uphf.fr

Résumé - Le frittage par micro-ondes permet de chauffer et de densifier les matériaux céramiques, comme l'alumine Al_2O_3 , très rapidement ($\leq 30min$). Néanmoins les phénomènes mis en jeu sont encore mal compris, et les moyens de mesures ne permettent d'accéder qu'aux températures en surface. Afin de prévoir les propriétés du matériau final, une modélisation thermique sous Matlab et une modélisation mécanique sous Abaqus sont mises en place puis couplées. Elles permettent d'avoir respectivement accès au champ de température et à l'évolution de la densité au sein de l'échantillon.

Mots-clés : Modélisation Thermomécanique ; Alumine ; Frittage ; Micro-ondes ; Densification.

Abstract - Microwave sintering allows to heat and densify ceramic materials, like alumina Al_2O_3 , very quickly ($\leq 30min$). However, the phenomena involved are still poorly understood, and the measurement techniques only allow access to the surface temperature. In order to predict the properties of the final material, thermal modelling under Matlab and mechanical modelling under Abaqus are developed and then coupled. They allow to estimate the temperature field and the evolution of the density inside the sample.

Keywords: Thermo mechanical modelling; Alumina; Sintering; Microwave; Densification.

Nomenclature

ρ_D	Masse volumique alumine dense, $kg.m^{-3}$	σ	Contrainte, Pa
$\rho_{r,i}$	Densité relative élément i	ε	Déformation
$\rho_{r,0}$	Densité relative initiale	$\dot{\varepsilon}$	Taux de déformation, s^{-1}
d	Diamètre de grain, m	η	Viscosité dynamique, Pa.s
d_0	Diamètre de grain initial, m	σ_s	Contrainte de frittage, Pa
C_p	Chaleur spécifique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	γ	Energie de surface, $J.m^{-2}$
P_v	Puissance volumique absorbée, $J.m^{-3}$	N_s	Exposant contrainte de frittage
G_{ij}	Conductance thermique $W.K^{-1}$	ξ	facteur de correction
λ	Conductivité thermique $W.m^{-1}.K^{-1}$	R	Rayon d'un grain, m
S	Surface d'échange, m^2	G_p	Module de viscosité en volume
T	Température, K	K_p	Module de viscosité en cisaillement
ε_{ray}	Emissivité de l'alumine	$\dot{\varepsilon}$	Trace du tenseur de taux de déformation
σ_{ray}	Constante Stefan-Boltzmann, $J.s^{-1}.m^{-2}.K^{-4}$	δ_{ij}	Symbole de Kronecker

1. Introduction

1.1. Contexte

Le frittage est un procédé de fabrication qui, à partir d'un matériau pulvérulent et sous l'effet de l'application d'un traitement thermique, permet d'obtenir un matériau densifié. En général, le frittage des matériaux céramiques est réalisé dans un four dit conventionnel (CV). Néanmoins, des procédés de fritrages rapides, comme le micro-onde (MO), sont de plus en plus étudiés afin de réduire drastiquement les temps de traitement thermique ($\leq 30\text{min}$) et les temps de paliers. En chauffant uniquement l'échantillon et/ou son environnement proche, les rampes de chauffage par micro-ondes peuvent être très élevées ($\geq 100\text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$) et nécessitent moins d'énergie (moins de 10^6 J en MO contre 10^8 J en CV).

1.2. Problématique et démarche

Les mesures de température pour le frittage par MO sont réalisées par pyrométrie laser et par caméra thermique. Seules les températures à la surface sont accessibles et il n'est pas possible de connaître les gradients thermiques au sein de l'échantillon. Or, ces gradients peuvent entraîner une hétérogénéité de taille de grain ou de densité dans le volume. Une des finalités de l'étude est de développer un outil numérique prédictif pour étudier l'évolution des propriétés microstructurales, comme la densité et la taille de grain, de l'alumine Al_2O_3 frittée par micro-ondes entre 1200°C et 1700°C en moins de 30 minutes et ainsi de contrôler ses propriétés. L'outil numérique est basé sur deux modèles qui permettent de simuler les phénomènes physiques intervenant au cours du procédé de frittage par micro-ondes. Le modèle mécanique [1], développé sous ABAQUS avec une routine sous Fortran, en milieu continu, calcule l'évolution des grandeurs physiques (contrainte de frittage, taille de grain) au cours de la densification pour un frittage conventionnel. Ce modèle sera ensuite appliqué pour le frittage par MO. Le modèle thermique, développé sous MATLAB, repose sur l'équation de diffusion de la chaleur. Celui-ci permet de calculer le champ de température au sein du matériau pendant le frittage en fonction des propriétés thermiques et des conditions aux limites, les hétérogénéités de température pouvant influencer sur les propriétés microstructurales. Les deux modèles sont ensuite couplés afin de prendre en compte les interactions thermomécaniques, puis confrontés avec les résultats expérimentaux.

2. Expérimentations

2.1. Matériau choisi

Le matériau utilisé, pour les mesures expérimentales, est l'alumine Al_2O_3 CT 3000 SG de la société Alcoa. La poudre est légèrement dopée en MgO (0,07 %) avec une taille de grain, indiquée par le fournisseur, aux alentours de $0,25\text{ }\mu\text{m}$ ($D_{50} = 0,3\text{ }\mu\text{m}$) et une surface spécifique de $5,55\text{ m}^2.\text{g}^{-1}$. La poudre est mise en forme par pressage uniaxial, sous une pression de 2 tonnes. La pastille formée est de 13 mm de diamètre et de 10 mm de hauteur.

2.2. Méthodes de frittage

Afin de confronter les résultats obtenus par modélisation aux expérimentations, deux types d'essais sont mis en place :

- essais de frittage conventionnel : les échantillons sont disposés dans un four Thermoconcept ($T_{max} = 1710^\circ\text{C}$), puis retirés au fur et à mesure de la montée en température.
- essais de frittage par micro-ondes : le micro-onde utilisé est un micro-onde de la société SAIREM (GMP 20 KSM), avec une fréquence de travail de 2,45 GHz et une cavité rectangulaire (WR340, $a = 86.36\text{mm}$ et $b = 43.18\text{mm}$) monomode résonante en mode TE_{105} , c'est à dire que seul le champ électrique peut interagir avec l'échantillon. L'émissivité du pyromètre monochromatique (Ircan, Modline 5, 350 à $2000\text{ }^\circ\text{C}$) utilisé pour mesurer la température est fixée à 0,8 pour l'alumine

[2]. L'échantillon est placé dans une boîte isolante thermique en alumine/silice fibreuses (Fiberfrax Duraboard) et entouré par un anneau en carbure de silicium (SiC). Le tout est placé dans la cavité du micro-ondes (cf. figure 1).

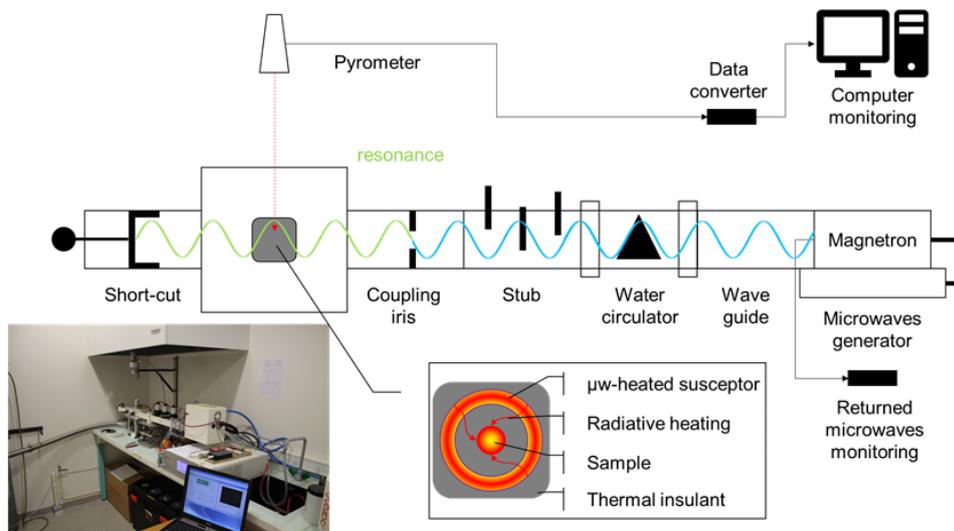


Figure 1 : Dispositif de frittage par micro-ondes utilisé pour les expérimentations, crédit : Anthony Thuault.

Les échantillons frittés sont caractérisés, et les mesures expérimentales alimentent une base de données puis sont comparées avec les résultats des simulations. Afin d'avoir un suivi à la fois en temps et en température des propriétés physiques du matériau au cours du frittage, des essais interrompus sont menés. Ils consistent à porter l'échantillon à une certaine température avec une rampe contrôlée. Une fois la température cible atteinte, le chauffage est coupé, et il est possible de considérer que, compte-tenu de la rapidité du refroidissement naturel (faible inertie), les caractéristiques du matériau n'évoluent plus.

2.3. Caractérisations

Les échantillons frittés sont récupérés et la densité finale est mesurée par pesée hydrostatique. Ensuite les échantillons sont découpés puis polis. Afin de révéler les joints de grain, une attaque thermique est effectuée ($T_{attaque} = T_{frittage} - 50^{\circ}\text{C}$). Des clichés au Microscope Electronique à Balayage (MEB) sont pris pour mesurer la taille de grain par la méthode des intercepts.

3. Modélisation thermomécanique

3.1. Modélisation thermique

En dessous de 800°C , l'alumine absorbe très peu les micro-ondes. Un anneau en carbure de silicium (SiC) est donc disposé autour. Le SiC absorbe, puis chauffe l'échantillon de manière radiative. Après cette température seuil, l'alumine absorbe légèrement les MO. Ce mode de chauffage est appelé hybride. L'absorption des MO par l'alumine est tellement faible qu'elle peut être considérée comme nulle. La configuration ainsi que les échanges thermiques mis en jeu sont récapitulés sur la figure 2 : conduction au sein de l'échantillon, convection entre l'échantillon et le SiC et au-dessus de l'échantillon, rayonnement entre l'échantillon et le SiC, production de chaleur grâce à l'absorption des micro-ondes.

Le modèle thermique est développé sous MATLAB par méthode nodale. Le logiciel a été choisi afin d'intégrer des lois de comportements personnalisées. Dans notre approche, le problème est considéré comme axisymétrique par rapport à l'axe z . L'échantillon est alors représenté par une tranche de largeur R et de hauteur H . Sur cette tranche, l'axe r est découpé en M nœuds espacés de dr , et l'axe z est découpé

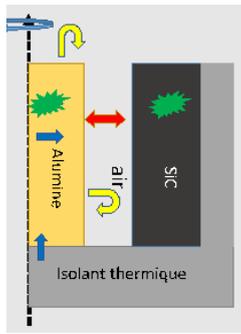


Figure 2 : Types d'échanges thermiques sur l'échantillon

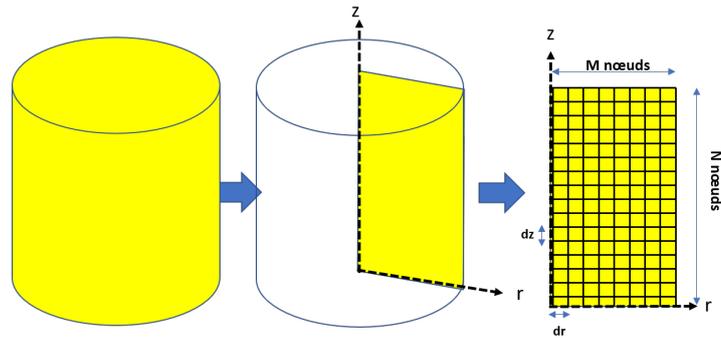


Figure 3 : Discrétisation de l'échantillon à partir d'une tranche

en N nœuds espacés de dz (cf. figure 3). L'équation de diffusion de la chaleur sur chaque maille est utilisée :

$$\iiint \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dV = \iiint P_v dV - \oint \vec{\varphi} \cdot \vec{n} dS \quad (1)$$

En discrétisant l'équation 1 entre un nœud i et ses voisins j et en utilisant une méthode nodale, l'équation suivante est obtenue :

$$\rho_i \cdot C_{p,i} \cdot V_i \frac{T_i^{l+1} - T_i^l}{\Delta t} = P_{v,i} \cdot V_i + \sum G_{ij} \cdot (T_j^{l+1} - T_i^{l+1}) \cdot S_{ij} + \sum G_{CL} \cdot (T_{CL}^{l+1} - T_i^{l+1}) \cdot S_{CL,i} \quad (2)$$

où l'indice l correspond au temps, G_{ij} aux conductances thermiques, les termes G_{CL} correspondent aux coefficients pour les échanges aux conditions limites (convection et rayonnement). La puissance dissipée par micro-ondes $P_{v,i}$ s'exprime en fonction des propriétés diélectriques du matériau, de la fréquence de travail et de la température. Au vue des faibles caractéristiques diélectriques de l'alumine [3] et également par rapport au SiC, il est possible de considérer que la puissance absorbée par l'alumine est nulle.

Pour l'alumine Les différents paramètres physiques sont calculés de la manière suivante pour l'alumine :

$$\rho_i = \rho_{r,i} \cdot \rho_D \quad (3)$$

où $\rho_{r,i}$ correspond à la densité relative de l'élément i qui est calculé par le modèle mécanique. ρ_D correspond à la masse volumique de l'alumine dense ($4000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$). Pour tenir compte des changements de propriétés dans la large gamme de température pour l'alumine [4], les équations suivantes sont utilisées entre 300 K et 2000 K :

$$C_{p,i}(T_i^l) = 1,126 \cdot 10^3 + 1,256 \cdot 10^{-1} T_i^l - \frac{3,47 \cdot 10^7}{T_i^{l2}} \quad (\text{avec } T \text{ en K}) \quad (4)$$

$$\lambda_i(\rho_{r,i}, T_i^l) = (5,5 + 34,5 e^{-3,3 \cdot 10^{-3}(T_i^l - 273)}) \frac{\rho_{r,i}}{1 + 8(1 - \rho_{r,i})^2} \quad (\text{avec } T \text{ en K}) \quad (5)$$

Les différents flux sont calculés de la manière suivante sur la face latérale :

$$\varphi_{i,convection}^l = h_{convection} (T_{air}^l - T_i^l) S_{i,ext} \quad (6)$$

où $h_{convection}$ est calculé à partir du nombre de Nusselt et des configurations [5] (convection naturelle pour un fluide dans un espace annulaire et pour un disque horizontal). Les calculs ont montré que la valeur maximale du coefficient est de $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

$$\varphi_{rayonnement}^l = \varepsilon_{ray} \cdot \sigma_{ray} \cdot (T_{SiC}^l - T_i^l)^4 \cdot S_{i,ext} \quad \text{avec } \sigma_{ray} = 5,76 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} \quad (7)$$

Ensuite, après prise en compte des différents flux (convection, rayonnement), le calcul par méthode nodale est effectué avec une résolution implicite, et il est alors possible d'obtenir la température T^{l+1} au pas de temps suivant qui sera utilisée pour l'itération thermique suivante et dans la modélisation mécanique.

3.2. Modélisation mécanique

Au cours du frittage, la densité du matériau évolue à partir de sa densité verte, conditionnée par sa mise en forme, jusqu'à sa densité finale qui varie en fonction du temps de chauffe, de la température de chauffe et du temps de palier. Estimer l'évolution de la densité locale du matériau permet de contrôler ses propriétés et de mieux prévoir ses applications futures.

Afin de comprendre les phénomènes de densification, un modèle à base physique développé par Olevsky [6] est utilisé pour le frittage en conventionnel. L'évolution de la densité du matériau est reliée aux variations de dimensions qui sont elles-mêmes reliées aux déformations et aux contraintes dans le matériau. Le comportement de l'échantillon est considéré comme viscoplastique, avec une loi de comportement analogue à celle d'un amortisseur [1] dont l'expression est la suivante :

$$\sigma_{ij} = 2\eta \cdot (\varphi \dot{\varepsilon}'_{ij} + \psi \dot{\varepsilon} \delta_{ij}) + \sigma_s \cdot \delta_{ij} \quad (8)$$

Dans l'équation 8, les termes η , φ , ψ et σ_s représentent respectivement la viscosité dynamique, le module normalisé de viscosité en cisaillement, le module normalisé de viscosité en volume, puis la contrainte de frittage. Une routine (nommée UMAT) est codée sous Fortran pour intégrer ces modifications dans ABAQUS. Une fois discrétisée [7] et en utilisant des corrélations [8] données pour G_p et K_p , l'équation 8 devient :

$$\sigma = 2G_p \dot{\varepsilon} + (K_p - \frac{2}{3}G_p) \dot{\varepsilon} \mathbf{I} + \sigma_s \cdot \mathbf{I} \quad (9)$$

$$\eta(T) = C_1 \cdot T \cdot \exp\left(\frac{C_2}{T}\right) d^3 \quad (10)$$

$$d^m = d_0^m + \beta \cdot T \quad (\text{avec } T \text{ en K, } m=1/0.37, \quad (11)$$

Les termes C_1 ($7,82 \cdot 10^{15}$ SI) et C_2 ($3,23 \cdot 10^4 K^{-1}$) de l'équation 10 sont tirées de données de la littérature [8] et tiennent compte des énergies d'activation des mécanismes de frittage (diffusion aux joints de grain) et de la diffusion des éléments [8].

$$G_p(\rho_r, T) = \eta \varphi = \eta \cdot \rho_r^{2n-1} \quad (12)$$

$$K_p(\rho_r, T) = \eta \psi = 3 \cdot f_s^2 \cdot \eta \cdot \rho_r^{2n-1} \quad \text{avec } f_s(\rho) = \frac{1}{2,5\sqrt{1-\rho_r}} \quad (13)$$

$$\sigma_s = \frac{2\gamma}{\xi R} \rho_r^{N_s} \left[\frac{\rho_r(1-\rho_0)}{\rho_0(1-\rho_r)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (14)$$

A partir de l'équation 9, il est possible de remonter au taux de déformation, au changement de volume représenté par $\dot{\varepsilon}$ et d'estimer la densité relative du matériau au cours du frittage.

$$\rho_r(\varepsilon) = \rho_0 \cdot \exp(\dot{\varepsilon}) = \rho_{r,0} \cdot \exp(-\varepsilon_{kk}) = \rho_{r,0} \cdot \exp(-\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22} - \varepsilon_{33}) \quad (15)$$

Cette modélisation permet alors d'obtenir l'évolution de la densité relative locale et de la taille de grain notamment en fonction du temps et de la température.

3.3. Couplage thermo-mécanique

Pour le couplage thermomécanique, schématisé sur la figure 4, la routine sous Matlab contrôle l'ensemble du processus. Les grandeurs sont initialisées, puis le champ de température est calculé au pas de temps suivant, puis intégré dans ABAQUS pour obtenir la densité relative au même instant. Pour la boucle suivante, les changements de températures et de densités sont prises en considération pour les grandeurs λ_i , ρ_i , V_i et S_i . La simulation s'arrête à la fin du chauffage.

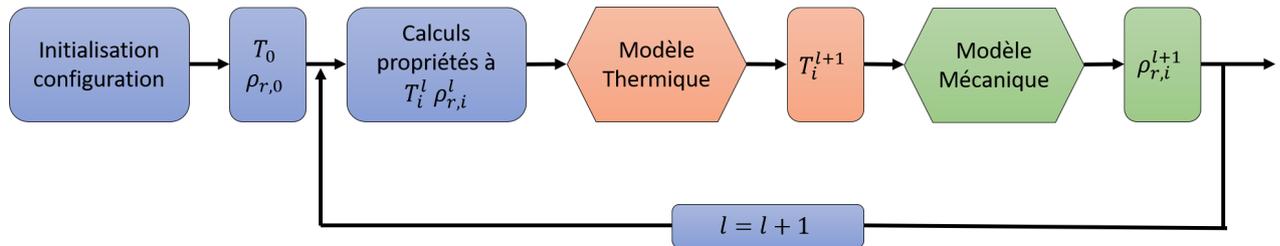


Figure 4 : Schéma du processus du couplage thermomécanique

4. Résultats

4.1. Comparaison avec la modélisation mécanique

Les mesures de densité et de taille de grain après les frittages CV et MO sont rassemblées sur les figures 5 et 6. Les calculs sont lancés à partir d'une densité relative initial $\rho_{r,0} = 0,56$ et avec une taille de grain initiale $d_0 = 250\mu m$, de $20^\circ C$ jusque $1600^\circ C$. Dans un premier temps, les résultats de la modélisation mécanique seule sont comparés avec les essais en conventionnel avec la rampe de $5^\circ C/min$ (figure 7) pendant 19500 secondes. La rampe est suffisamment lente pour considérer que la température est homogène dans l'échantillon. Les simulations montrent que la corrélation prise pour la viscosité (équation 10) ne permet pas de bien traduire le comportement du matériau. Le dopage en MgO de l'alumine modifie les mécanismes de frittage [9], ainsi un coefficient correctif est appliqué sur les constantes $C_1 (= 5,26 \cdot 10^{16} SI)$ et $C_2 (= 4,29 \cdot 10^4 K^{-1})$. De plus, l'expression de l'évolution de la taille de grain dans la formule 11 est remplacée par une loi empirique polynomiale (cf. figure 6) en fonction de la densité et non plus en fonction de la température. Cette observation avait déjà été faite pour des poudres d'alumine submicroniques [10] où la taille de grain n'est plus dépendante du cycle thermique mais de la densité.

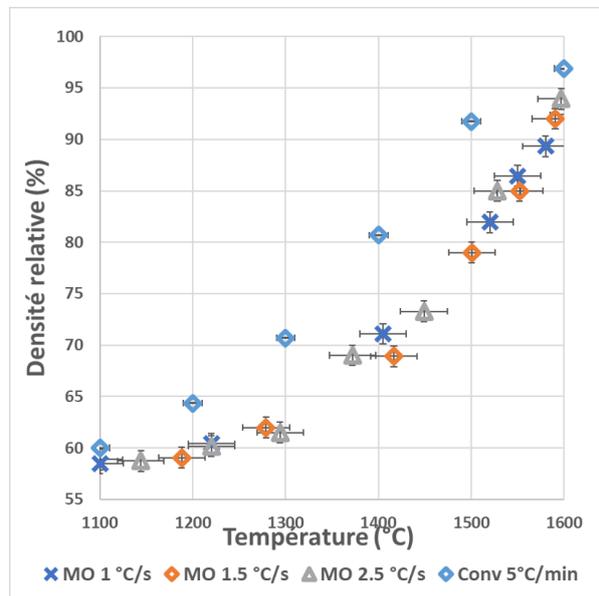


Figure 5 : Mesures de la densité en conventionnel (CV) et en micro-ondes (MO) en fonction de la température

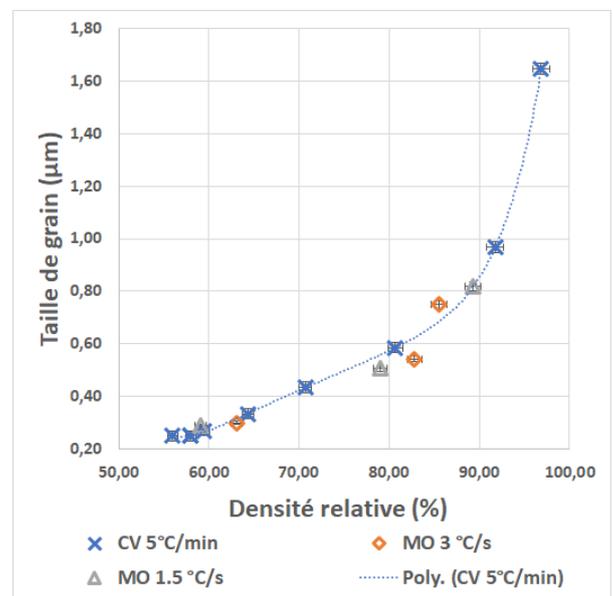


Figure 6 : Mesures expérimentales de la taille de grain à partir des clichés MEB en fonction de la densité relative

Les résultats de la figure 7 montrent que le modèle modifié du chauffage conventionnel permet de bien suivre l'évolution de la densité relative de l'alumine en fonction du temps et de la température avec une erreur relative moyenne de 1,5%. Pour les essais micro-ondes (cf. figure 8), il existe un biais entre les mesures expérimentales ($\geq 10\%$) et la modélisation. Celui-ci s'intensifie avec l'augmentation de la rampe. La différence pourrait s'expliquer avec un effet du champ électrique dans la cavité du micro-onde.

Ce phénomène a déjà été observé dans la littérature [11] mais n'est pas pris en compte dans le modèle de densification actuel.

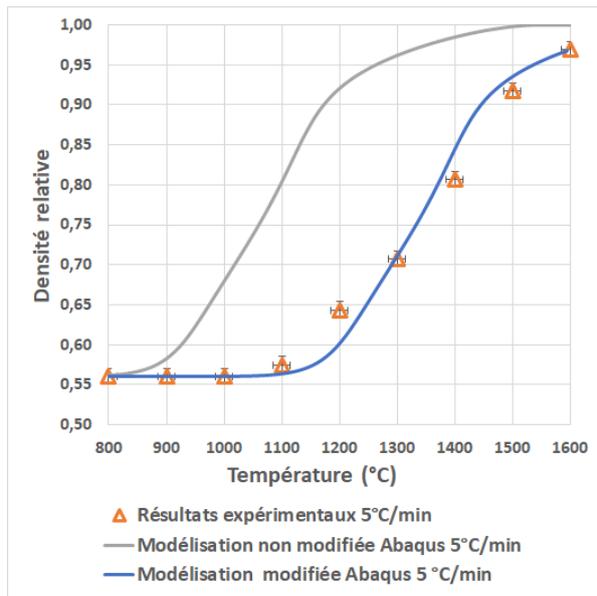


Figure 7 : Comparaison des résultats modélisés et expérimentaux en conventionnel

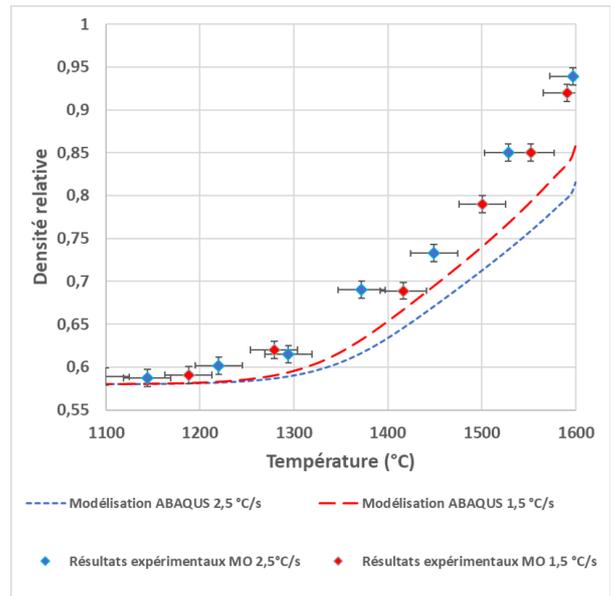


Figure 8 : Comparaison des résultats modélisés et expérimentaux par micro-ondes

4.2. Résultats du couplage

Une simulation avec un couplage thermomécanique est effectuée pour un frittage MO entre 20°C et 1650°C avec une rampe de 2,5 °C/s, pendant 650 secondes, avec une face inférieure isolée, des échanges par convection avec $h_{lat} = 20 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ et $h_{sup} = 5 \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ et des échanges par rayonnement avec $\varepsilon_{ray} = 0.8$ sur les faces latérales et supérieures. Les figures 9 et 10 représentent les résultats obtenus. Les résultats montrent qu'il existe un léger gradient thermique ($\Delta T_{max} = 40 \text{ °C}$). Ce gradient thermique impacte les propriétés microstructurales, le profil de densité obtenu est réparti de la même manière que le profil de température. Il existe une différence de densité d'environ 5% entre le cœur et la paroi de l'échantillon. Du point de vue expérimental, aucune hétérogénéité de densité ou de taille de grain n'a été décelée après observations MEB. Néanmoins, les gradients thermiques pourraient s'accroître avec un échantillon de dimension plus importante. De plus, aux vues des évolutions de la densité en fonction de la température, des profils linéaires pourraient être établis selon les domaines. Néanmoins, des informations comme l'évolution locale de la densité seraient perdues.

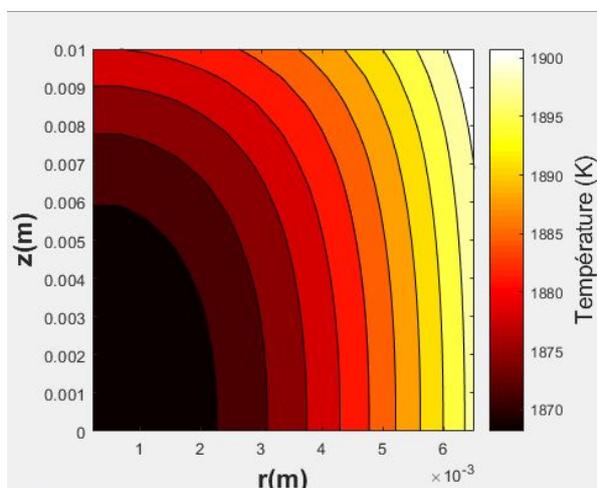


Figure 9 : Champ de température sur une tranche, essai MO 2,5°C/s après 650 s

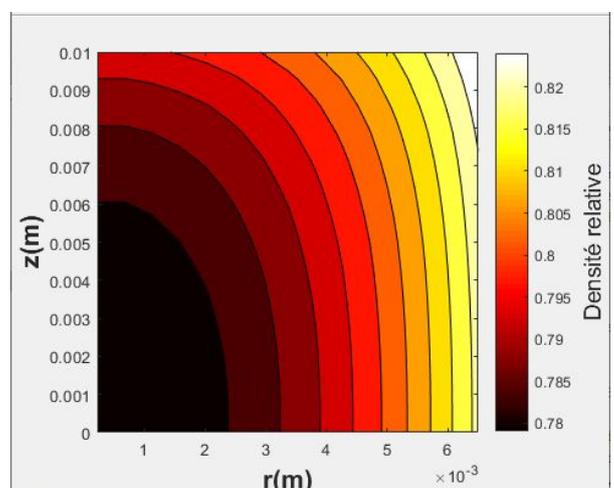


Figure 10 : Profil de densité sur une tranche, essai MO 2,5°C/s après 650 s

5. Conclusion

Les modélisations mécanique et thermique permettent respectivement d'estimer le champ de température au sein de l'échantillon et l'évolution de sa densité. Le modèle mécanique seul permet de donner une première estimation de l'évolution de la densité en négligeant l'hétérogénéité du champ de température. Le couplage permet de mettre en évidence des gradients de température et de densité dans l'échantillon. Leur estimation est intéressante dans la perspective de fabrication de pièces plus complexes et de plus grandes dimensions (applications structurelles ou remblais). Il reste à quantifier l'influence du champ électromagnétique sur le frittage pendant le chauffage par micro-ondes et à adapter les lois de densification.

Références

- [1] C. Van Nguyen, S. Sistla, S. Van Kempen, N. Giang, A. Bezold, C. Broeckmann, and F. Lange. A comparative study of different sintering models for Al_2O_3 . *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 124(4) :301–312, 2016.
- [2] R. Morrell. *Handbook of properties of technical and engineering ceramics. Part 1 : An introduction for the engineer and designer*. H.M.S.O, 1985.
- [3] J. Croquesel, D. Bouvard, J. Chaix, C. Carry, and S. Saunier. Development of an instrumented and automated single mode cavity for ceramic microwave sintering : Application to an alpha pure alumina powder. *Materials & Design*, 88 :98–105, 2015.
- [4] L. Gremillard, K. Biotteau-Deheuvles, P. Clement, M. Perron, P. Duvauchelle, S. Meille, and J. Chevalier. Modeling and in-situ evaluation of thermal gradients during sintering of large ceramic balls. *Ceramics International*, 43(9) :7338–7345, 2017.
- [5] J. PADET. Convection thermique et massique Nombre de Nusselt : partie 1. *Techniques de l'ingénieur Transferts thermiques*, (be8206), 2005.
- [6] E. Olevsky and D. Dudina. *Field-Assisted Sintering : Science and Applications*. Springer International Publishing, 2018.
- [7] N. Cox. Modeling shape distortion of 3-D printed aluminium oxide parts during sintering. Technical report, University of Pittsburgh, 2018.
- [8] K. Shinagawa. Micromechanical modelling of viscous sintering and a constitutive equation with sintering stress. *Computational Materials Science*, 13(4) :276–285, 1999.
- [9] F. Zuo, S. Saunier, S. Marinel, P. Chanin-Lambert, N. Peillon, and D. Goeuriot. Investigation of the mechanism(s) controlling microwave sintering of alpha-alumina : Influence of the powder parameters on the grain growth, thermodynamics and densification kinetics. *Journal of the European Ceramic Society*, 35(3) :959–970, 2015.
- [10] J. Croquesel, D. Bouvard, J. Chaix, C. Carry, S. Saunier, and S. Marinel. Direct microwave sintering of pure alumina in a single mode cavity : Grain size and phase transformation effects. *Acta Materialia*, 116(Supplement C) :53–62, 2016.
- [11] K. Rybakov, E. Olevsky, and E. Krikun. Microwave Sintering : Fundamentals and Modeling. *Journal of the American Ceramic Society*, 96(4) :1003–1020, 2013.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Communauté d'Agglomération Maubeuge Val de Sambre et à l'Université Polytechnique Hauts-de-France pour le financement des travaux de thèse de Maxence Renaux.

Séchage de copeaux de bois et de bagasse : simulation numérique et comparaison expérimentale.

Paul GUILLOU^{1*}, Olivier MARC¹, Laetitia ADELARD¹, Daniel MADYIRA², Esther AKINLABI², Jean CASTAING-LASVIGNOTTES¹

¹Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l’Energie, l’environnement et le bâtiment (PIMENT). Université de La Réunion, 15 Avenue René Cassin, Sainte-Clotilde 97715, La Réunion

²Department of Mechanical Engineering Science, Faculty of Engineering and the Built Environment, University of Johannesburg, South Africa.

* paul.guillou@univ-reunion.fr

Résumé – Les déchets issus de la biomasse représentent une ressource importante pouvant faire l’objet de diverses utilisations. Dans un certain nombre de cas (valorisation énergétique, isolation thermique), un séchage préalable peut être réalisé. Afin d’étudier les transferts couplés de masse et de chaleur dans ces matériaux lors du séchage, une comparaison de résultats expérimentaux et numériques est menée sur des copeaux de bois (*Cryptomeria japonica*) et de la bagasse, produits à La Réunion. Les évolutions de températures et d’humidité relatives ainsi que la teneur en eau globales sont comparés et ont permis l’identification de 4 coefficients de transferts apparents (thermique et hydrique).

Mots-clés : Milieu poreux ; Séchage ; Biomasse ; Modélisation ; Expérimentation.

Abstract – Biomass waste is an important resource that can be used in various ways. In a number of cases (energy recovery, thermal insulation), a previous drying can be realised. In order to study coupled heat and mass transfer in such materials during drying, a comparison of results from experiments and numerical simulations is conducted on wood chips (*Cryptomeria japonica*) and sugarcane bagasse, produced in Reunion Island. The changes in temperature and relative humidity as well as the global moisture content are compared and allowed the identification of 4 apparent transfer coefficients (heat and mass).

Keywords: Porous media; Drying; Biomass; Modelling; Experiment.

Nomenclature

L_v	Chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	dz	Hauteur, m
C_p	Chaleur massique spécifique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	HR	Humidité relative, %
α_h	Coefficient d’échange thermique externe, $W.m^{-2}.K^{-1}$	m	Masse, kg
α_m	Coefficient d’échange massique externe, $m.s^{-1}$	M	Masse molaire, $kg.mol^{-1}$
c	Concentration molaire, $mol.m^{-3}$	dt	Pas de temps, s
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	S	Surface, m^2
\dot{m}	Débit massique, $kg.s^{-1}$	T	Température, K
D	Diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$	X	Teneur en eau
U	Énergie interne, J	ε	Porosité
u	Énergie interne spécifique, $J.kg^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
h	Enthalpie spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>int</i>	Intérieur
dr	Épaisseur, m	<i>ext</i>	Extérieur
\dot{Q}	Flux de chaleur, W	<i>as</i>	Air sec
		<i>vap</i>	Vapeur d’eau
		<i>sol</i>	Solide
		<i>liq</i>	Liquide
		<i>app</i>	Apparent

1. Introduction

Le terme biomasse désigne à la fois les cultures énergétiques (plantes cultivées spécifiquement pour servir de combustible) et les déchets/sous-produits, tels que les résidus forestiers, la sciure de bois et une gamme d'autres déchets agricoles [1]. Dans un certain nombre d'utilisations (valorisation énergétique, isolation thermique), un séchage préalable peut être réalisé. Parmi les biomasses disponibles, deux font l'objet d'une attention particulière à l'île de La Réunion : la bagasse, co-produit résiduel de l'exploitation de la canne à sucre et, dans une moindre mesure, les copeaux de bois issus du *Cryptomeria japonica*. Le séchage de ces deux matériaux est relativement peu documenté bien que nécessaire pour toutes leurs applications. Aussi, pour compléter ces études nous avons choisi dans un premier temps une approche expérimentale consistant à sécher en étuve des quantités significatives (plusieurs centaines de grammes) de produit. Ce travail a été complété dans un deuxième temps par un modèle dynamique spécifique permettant de mieux en cerner le comportement. La modélisation fait apparaître 4 paramètres caractéristiques des transferts thermiques et massiques intervenants dans ces matériaux. Une première partie de ce travail présente le dispositif expérimental et les résultats obtenus. Le modèle numérique fait l'objet de la seconde partie. Enfin, la comparaison des évolutions mesurées et simulées en termes de température, d'humidité relative et de teneur en eau permet la détermination des 4 paramètres de transfert inconnus.

2. Protocole expérimental et matériels

Deux biomasses produites à l'île de La Réunion sont étudiées : des copeaux de bois de *Cryptomeria japonica* et de la bagasse. La première est le co-produit généré lors de l'usinage de grumes de bois pour la fabrication de mobiliers extérieurs. La deuxième est le résidu de l'exploitation de la canne à sucre utilisée, avec le charbon, comme co-combustible dans les deux centrales thermiques de l'île.

Pour chaque campagne de séchage, la biomasse est placée dans un cylindre réalisé en fibre de verre (Figure 2.a) d'une hauteur de 30 cm et d'un diamètre de 18 cm pour un volume de 7,63 litres. On positionne au centre, une sonde de température/humidité relative (Figure 2.a), permettant l'enregistrement des deux variables, toutes les 5 minutes, avec une précision de $\pm 0,4$ °C et de ± 2 %. L'ensemble est placé dans une étuve (Figure 2.b), à une température de consigne fixe, avec une précision de $\pm 0,2$ °C. Lors de la campagne de mesure, le cylindre est régulièrement pesé pour le suivi de la masse. Après environ 10 jours de séchage, lorsque la température, l'humidité relative et la masse sont stables, la température de consigne est fixée à 105°C, permettant d'obtenir la masse sèche [2].



Figure 2 : Dispositif expérimental de l'échantillon testé (ici, copeaux de bois de *Cryptomeria japonica*) placé dans le cylindre (a) puis dans l'étuve (b).

3. Modèle

La biomasse est généralement considérée comme un milieu poreux, non-isotropique et multiphasique [3]. Le processus de séchage est complexe et fait intervenir des transferts thermiques et massiques couplés [4]. Différentes approches peuvent être utilisées pour modéliser ce processus en fonction de l'échelle d'étude et de l'objectif visé [5]. Nous avons choisi ici l'approche locale de Whitaker [5]–[7]. Elle consiste à moyenniser les quantités des différentes phases et espèces sur un volume élémentaire représentatif (VER) sur lequel sont établies les équations de conservation, de transfert, d'état et d'équilibre.

Ainsi, les deux milieux poreux étudiés sont constitués de 3 phases : solide, liquide et gazeuse. La première est composée de la partie ligneuse de la biomasse. La deuxième est l'eau adsorbée sur cette matrice solide. La troisième phase est constituée d'air sec et de vapeur d'eau. La porosité du milieu est définie comme le rapport volumique de la phase gazeuse (vapeur d'eau et air sec) sur le volume total.

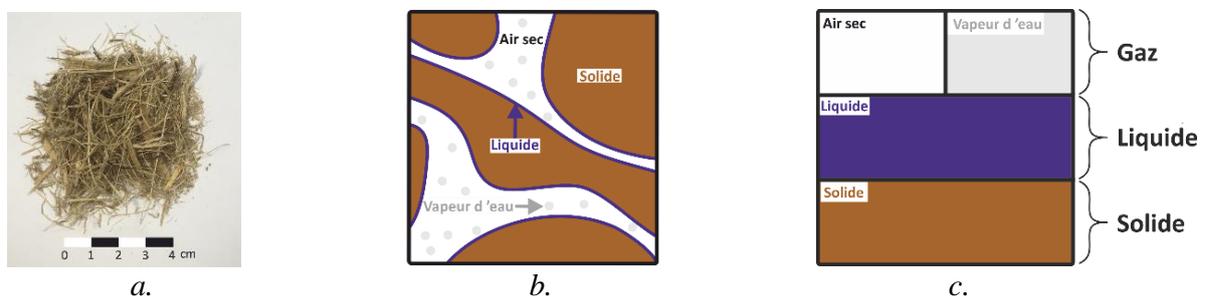


Figure 3 : La bagasse réelle (a), schématisée en présence des 3 phases (b) et la représentation moyennée (c).

La figure 3 représente l'approche choisie, avec comme exemple la bagasse. Le milieu réel (Figure 3.a) peut être schématisé par la figure 3.b où sont représentés les 3 phases (solide, liquide et gazeuse (air sec et vapeur d'eau)). La représentation moyennée de celles-ci est schématisée sur la figure 3.c. Afin d'appliquer cette approche à notre géométrie cylindrique et du fait de la symétrie de révolution (Figure 4), le domaine est discrétisé en volumes finis [8] selon deux dimensions, représentés par une hauteur élémentaire (dz) et un rayon élémentaire (dr). La figure 4.b représente un élément au sein de l'échantillon qui possède quatre surfaces communes aux volumes adjacents (Nord, Sud, Est, Ouest).

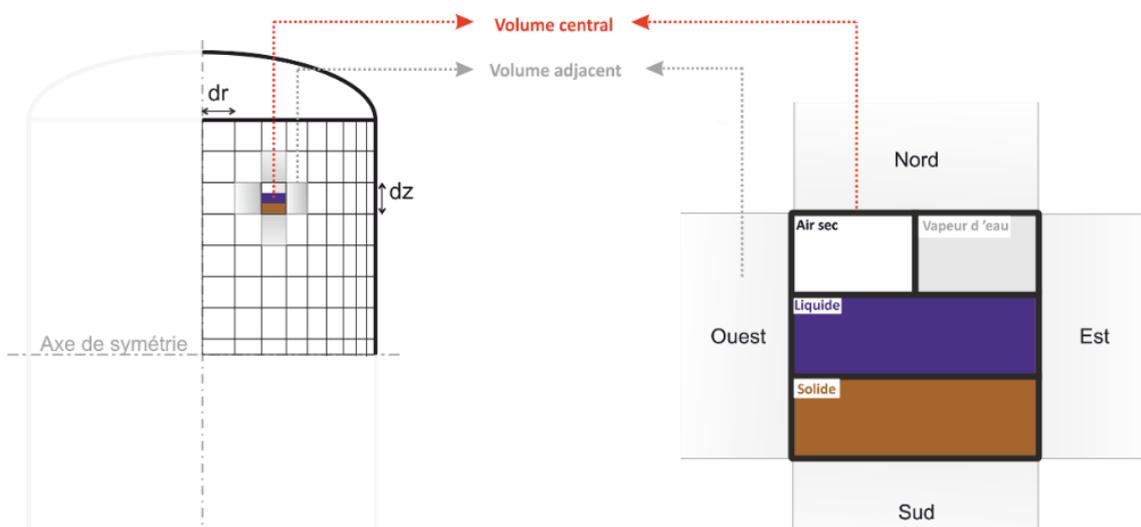


Figure 4 : Discrétisation spatiale du domaine cylindrique (gauche) et composé de plusieurs VER (droite).

Sur chaque VER les équations de conservation, de transfert, d'état et d'équilibre sont établies. Celles du tableau 2 représentent la conservation de l'eau adsorbée, de la vapeur d'eau et de l'air sec. La variation de l'eau adsorbée est exclusivement due au terme source d'évaporation. La vapeur d'eau peut recevoir ou perdre de la matière aux frontières du volume (1^{er} terme de droite) et possède ce même terme source due à l'évaporation de la phase liquide (2^{ème} terme de droite). Enfin, la variation de la masse d'air sec est exclusivement due aux flux de matière traversant les frontières du volume élémentaire.

Liquide	Vapeur d'eau	Air sec
$\frac{\partial m_{liq}}{\partial t} = -\dot{m}_{evap}$	$\frac{\partial m_{vap}}{\partial t} = \sum_{frontières} \pm \dot{m}_{vap} + \dot{m}_{evap}$	$\frac{\partial m_{as}}{\partial t} = \sum_{frontières} \pm \dot{m}_{as}$

Tableau 2 : Équations de conservation massique.

La conservation de l'énergie est établie en négligeant l'énergie cinétique et potentielle, le travail des forces extérieures de pression, les dissipations visqueuses ainsi que les échanges radiatifs. Le milieu est considéré à l'équilibre thermique local [4], [7] (température identique au sein d'un VER pour l'ensemble des phases) permettant d'obtenir l'équation de conservation de l'énergie sous cette forme, qui s'applique à l'ensemble des VER :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \sum_{frontières} (\pm \dot{m}_{vap} \cdot h_{vap} \pm \dot{m}_{as} \cdot h_{as}) + \sum_{frontières} \dot{Q} - L_v \cdot \dot{m}_{evap} \quad (1)$$

Les variations d'énergie sont dues au transfert diffusif (Fick) de la vapeur d'eau et d'air sec, au transfert de chaleur par conduction (Fourier) et au terme source lié à l'évaporation.

Diffusion	Conduction
$\dot{m}_i = -M_i \cdot S \cdot D_{app} \cdot \nabla c_i \quad i=vap,as$	$\dot{Q} = -\lambda_{app} \cdot S \cdot \nabla T$

Tableau 3 : Équations de transferts.

La phase gazeuse est considérée comme un mélange idéal de gaz parfait et composée de vapeur d'eau et d'air sec. L'équation d'équilibre liquide/vapeur de l'eau est issue de l'ASHRAE [9] et nous avons choisi l'isotherme de sorption de Smith modifié [10] pour représenter l'équilibre solide/vapeur.

Aux frontières du cylindre, les conditions aux limites sont établies pour le transfert de masse et de chaleur avec un coefficient d'échange constant [11] (α_m et α_h) :

Masse	Chaleur
$\dot{m}_i = -M_i \cdot S \cdot \alpha_m \cdot (c_{surf} - c_{ext}) \quad i=vap,as$	$\dot{Q} = -\alpha_h \cdot S \cdot (T_{surf} - T_{ext})$

Tableau 4 : Conditions aux limites.

Le modèle fait apparaître 4 paramètres spécifiques à la biomasse. On trouve au sein de l'échantillon : la conductivité apparente λ_{app} et la diffusivité apparente D_{app} (tableau 3). Ces grandeurs sont qualifiées d'apparente car elles représentent le transfert global au sein du lit de biomasse. Aux bornes de l'échantillon, les deux autres paramètres, α_m et α_h , sont caractéristiques des transferts de masse et de chaleur avec l'environnement. Bien que des ordres de grandeurs existent dans la littérature, la valeur de ces quatre paramètres est principalement

liée au type de biomasse et à son conditionnement. Dans notre cas, la détermination de ces valeurs est réalisée par identification comme nous le verrons par la suite.

4. Résultat

4.1. Campagnes de mesures

Les résultats concernent le séchage des copeaux de bois et de la bagasse soumis à une température fixe de 50°C. Ils sont présentés sur la figure 5 avec l'évolution, de la température et de l'humidité relative dans les échantillons et dans l'étuve, ainsi que de leur teneur en eau globale. Lorsque les biomasses sont introduites dans l'étuve, elles possèdent une température de 26°C et une humidité relative de 100%. Initialement les copeaux de bois ont une teneur en eau 0,92 et une masse de 0,576 kg. La bagasse possède une teneur en eau de 0,99 et une masse de 0,927 kg.

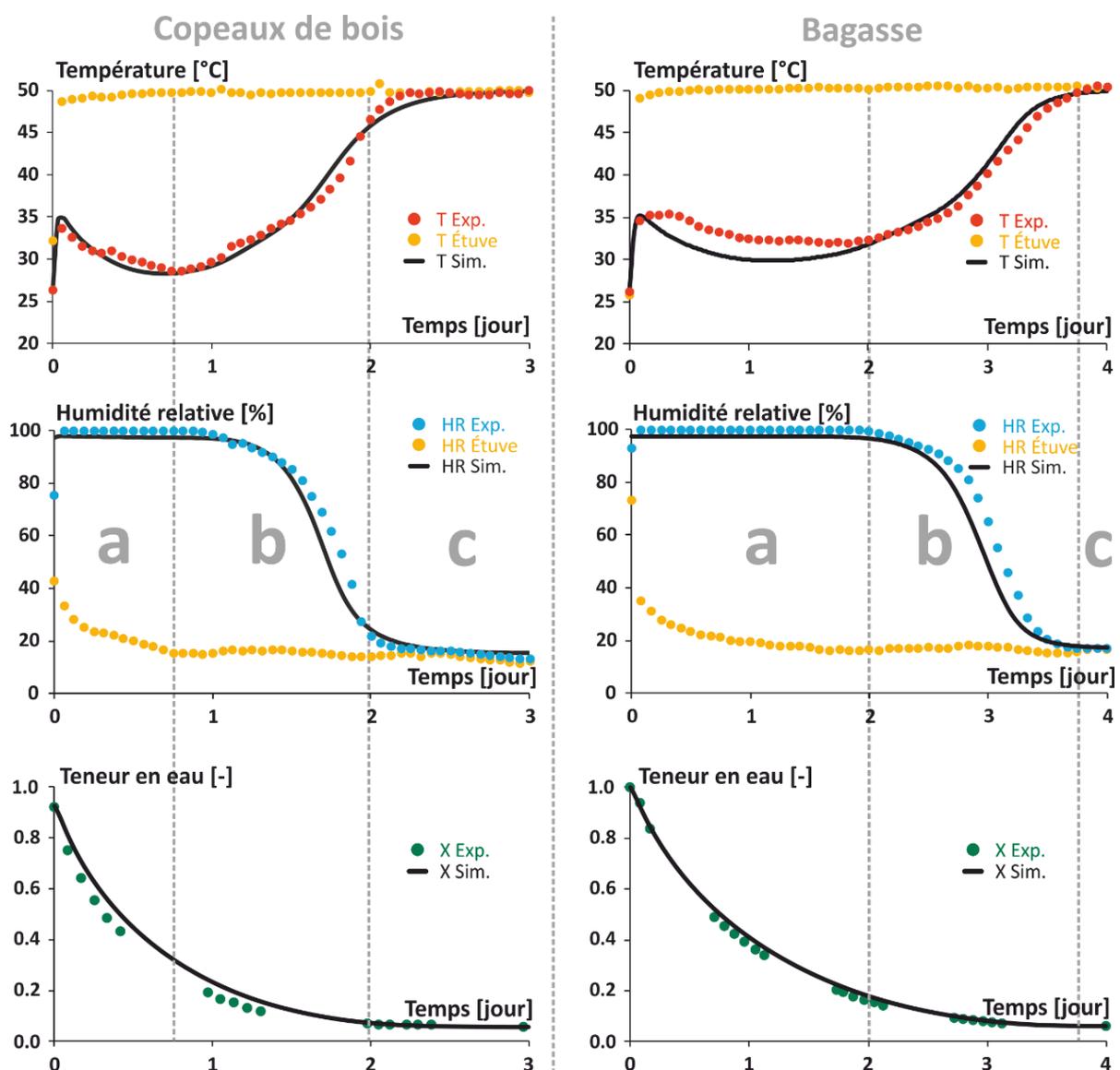


Figure 5 : Évolution de la température, de l'humidité relative et de la teneur en eau pour les copeaux de bois de *Cryptoméria japonica* (gauche) et la bagasse (droite) en fonction du temps.

Sur la figure 5 on observe trois phases de séchage (a, b, c). Lors de celles-ci, deux principaux flux thermiques sont en compétition. Le premier est un apport thermique de l'extérieur vers l'intérieur, par convection puis conduction qui tend à augmenter la température du milieu. Le

deuxième est l'évaporation de l'eau adsorbée, phénomène endothermique, qui tend à diminuer la température du milieu.

Lors de la première phase (a), l'apport de chaleur permet la mise en température du milieu jusqu'à 35°C en environ 1h30 pour les deux biomasses. Ensuite, l'évaporation l'emporte sur le transfert thermique et se traduit par une baisse de la température jusqu'à atteindre un pallier en température situé aux alentours de 28°C pour les copeaux de bois et 32°C pour la bagasse. La production de vapeur d'eau correspondante étant supérieure au flux pouvant être extrait de l'échantillon par diffusion, l'humidité relative reste constante et égale à 100%. La deuxième phase (b) débute lorsque le rapport des deux phénomènes thermiques (conduction et évaporation) s'inverse. La quantité d'eau restante à évaporer diminue et l'apport thermique permet une élévation de la température en environ 1,25 jours pour les copeaux de bois et 1,8 jours pour la bagasse. La production de vapeur d'eau diminue également et devient inférieure au flux capable d'être extrait par diffusion, conduisant à la baisse de l'humidité relative. Finalement, la dernière phase (c) correspond à la fin du séchage où les différentes variables tendent asymptotiquement vers les conditions extérieures. Par la suite, le passage de la température de consigne de l'étuve à 105°C permet de mesurer la masse sèche des échantillons : 0,2994 kg pour les copeaux de bois et 0,4635 kg pour la bagasse. Par conséquent, la teneur en eau finale atteinte est de 0,057 pour les copeaux de bois et de 0,047 pour la bagasse.

4.2. Résultats de simulation

Pour les simulations, les conditions aux limites imposées sont celles de l'étuve de séchage en termes de température et d'humidité relative. Les propriétés thermo-physiques utilisées sont prises constantes et présentées dans le tableau 4. Le maillage retenu est constitué de 9 éléments selon la hauteur et 15 éléments selon le rayon. Le système d'équations différentielles ordinaires est résolu par la méthode de Runge-Kutta 4 avec un pas de temps fixe de 0,01 secondes.

	ρ_{bag}	ϵ_{bag}	$C_{p\text{bag}}$	ρ_{cpx}	ϵ_{cpx}	$C_{p\text{cpx}}$	$C_{p\text{eau}}$	L_{veau}	$C_{p\text{vap}}$	$C_{p\text{as}}$
Unité	kg.m ⁻³	-	J.kg.K ⁻¹	kg.m ⁻³	-	J.kg.K ⁻¹	J.kg.K ⁻¹	kJ.kg ⁻¹	J.kg.K ⁻¹	J.kg.K ⁻¹
Valeur	125	0,51	1400	415	0,91	1500	4180	2257	1826	1006

Tableau 4 : Propriétés thermo-physique de la bagasse, des copeaux de bois, de l'eau liquide, de la vapeur d'eau et de l'air sec utilisés lors des simulations.

Afin de déterminer la valeur des coefficients de transferts apparents intervenant dans les équations de transferts (Tableau 3) et dans les conditions aux limites (Tableau 4), la méthode Nelder-Mead [12] a été choisie. Le critère à minimiser est l'écart entre les valeurs expérimentales et numériques pour la température, l'humidité relative et la teneur en eau selon :

$$Ecart = \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 + \left(\frac{\Delta HR}{HR} \right)^2 + \left(\frac{\Delta X}{X} \right)^2 \quad (2)$$

Les coefficients de transferts apparents identifiés sont présentés dans le tableau 5 :

	D_{app}	λ_{app}	α_m	α_h
	m ² .s ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	m.s ⁻¹	W.m ⁻² .K ⁻¹
Copeaux de bois	0,00011	0,051	0,089	6,1
Bagasse	0,00007	0,055	0,089	6,1

Tableau 5 : Coefficients de transferts identifiés pour les copeaux de bois et la bagasse.

Globalement, comme on peut le voir sur la figure 5, les simulations présentent des évolutions de température, d'humidité relative et de teneur en eau cohérentes avec celles obtenues expérimentalement.

5. Conclusion

Cette étude traite du séchage de copeaux de bois de *Cryptomeria japonica* et de la bagasse à travers une approche expérimentale et numérique. La première consiste à sécher les deux biomasses à 50°C et à mesurer l'évolution de la température, de l'humidité relative et de la teneur en eau des échantillons au cours du temps. La deuxième approche a permis le développement d'un modèle de séchage en volumes finis prenant en compte la conduction thermique, la diffusion moléculaire de la phase gazeuse (air sec et vapeur d'eau) ainsi que de l'évaporation au sein du milieu poreux. La comparaison des résultats expérimentaux et issus des simulations ont permis l'identification de quatre coefficients de transferts propres aux biomasses étudiées permettant une bonne représentation des trois phases de séchage. D'autres campagnes expérimentales sont actuellement menées avec des quantités de biomasse plus importantes (quelques kilogrammes) et équipées d'une dizaine de thermocouples afin de mieux appréhender le comportement local et les transferts internes intervenant dans ces matériaux.

Références

- [1] R. Shuma et D. M. Madyira, Production of Loose Biomass Briquettes from Agricultural and Forestry Residues, *Procedia Manufacturing*, vol. 7, p. 98-105, 2017, doi: 10.1016/j.promfg.2016.12.026.
- [2] Organisation internationale de normalisation, Biocombustibles solides - Dosage de la teneur en humidité - Méthode de séchage à l'étuve - Partie 1: Humidité totale - Méthode de référence, Norme ISO 18134-1:2015.
- [3] J. Colin, Séchage en continu du bois énergie comme moyen de préconditionnement en vue de sa conservation thermochimique : approches expérimentale et numérique, Thèse de doctorat, AgroParisTech, 2011.
- [4] K. Zhang et C. You, Experimental and Numerical Investigation of Lignite Particle Drying in a Fixed Bed, *Energy & Fuels*, vol. 25, n° 9, p. 4014-4023, sept. 2011, doi: 10.1021/ef200759t.
- [5] T. Defraeye, Advanced computational modelling for drying processes – A review, *Applied Energy*, vol. 131, p. 323-344, oct. 2014, doi: 10.1016/j.apenergy.2014.06.027.
- [6] S. Whitaker, Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media: A theory of drying. 1977.
- [7] A. Erriguible, P. Bernada, F. Couture, et M. Roques, Simulation of Convective Drying of a Porous Medium with Boundary Conditions Provided by CFD, *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 84, n° 2, p. 113-123, févr. 2006, doi: 10.1205/cherd.05047.
- [8] V. S. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow. 1980, ISBN 0-017-048740-5.
- [9] ASHRAE, Psychometrics: Theory and Practice. 1996, ISBN 1-883413-39-7.
- [10] M. Simo-Tagne, A. Zoulalian, Y. Rogeau, R. Rémond, et B. Bonoma, Modélisation des isothermes de sorption, caractérisation des propriétés thermodynamiques et détermination des humidités d'équilibre d'usage des bois tropicaux, *Revue des énergies renouvelables*, vol. 19, n° 1, p. 79-96, 2016.
- [11] P. Perré, Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et à haute température, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33, n° 11, 1990, doi: 10.1016/0017-9310(90)90004-E.
- [12] N. A. John et M. Roger, A simplex method for function minimization, *The Computer Journal*, vol. 7, n° 4, p. 308-313, 1965, doi: 10.1093/comjnl/7.4.308.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la Région Réunion ainsi qu'aux Fonds Européen de Développement Régional (FEDER). Les auteurs souhaitent également remercier Jérôme Vigneron pour son assistance technique lors de l'élaboration du dispositif expérimental.

Modélisation d'un compresseur à hydrogène par adsorption / désorption cyclique sur charbon actif

Modeling of a hydrogen compressor by cyclic adsorption / desorption on activated carbon

Giuseppe Sdanghi^{1,2}, Vincent Nicolas^{1*}, Kevin Mozet², Gaël Maranzana², Alain Celzard¹, Vanessa Fierro¹

¹Institut Jean Lamour, UMR CNRS-Université de Lorraine n°7198, ENSTIB, 27 rue Philippe Seguin, BP 21042 - 88051 EPINAL Cedex 9, France

²Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, UMR CNRS- Université de Lorraine n° 7563, 2 avenue de la Forêt de Haye, BP 160, F-54504 Vandœuvre-lès-Nancy, France

* (Corresponding author: vincent.nicolas@univ-lorraine.fr)

Résumé

Ce travail porte sur la modélisation d'un compresseur d'hydrogène, non mécanique et pouvant atteindre une pression de 70 MPa, basé sur l'adsorption-désorption cyclique par entraînement thermique sur charbon actif. La compression de l'hydrogène et la décharge sont simulées par éléments finis. Le réservoir/compresseur est modélisé par une géométrie 2D axisymétrique en résolvant les équations de conservation de l'énergie et de la masse d'hydrogène. Les résultats présentés porteront sur la validation du modèle par comparaison avec les évolutions expérimentales (température, pression et débit de sortie). De plus, une étude paramétrique est réalisée.

Mots-clés: Simulation numérique ; hydrogène; charbon actif ; compresseur thermique; adsorption

Abstract

This work focuses on the modeling of a 70 MPa non-mechanical hydrogen compressor based on cyclic adsorption-desorption on activated carbon. Hydrogen compression and discharge are simulated by finite elements. The reservoir is modeled by an axisymmetric 2D geometry by solving the equations of heat and mass conservation of hydrogen. The results presented will relate to the validation of the model by comparison with the experimental evolutions (temperature, pressure and output flow). In addition, a parametric study is carried out on several parameters.

Keywords: Numerical simulation; hydrogen; activated carbon; thermal compressor; adsorption

1. Introduction

Bien que les compresseurs mécaniques soient utilisés pour la compression de l'hydrogène dans le monde entier, ils ne sont pas la meilleure option puisqu'ils ont une faible efficacité et qu'il y a une fragilisation mécanique produite par l'hydrogène aggravée par la présence de plusieurs pièces mobiles [1]. En effet, l'hydrogène se dissout dans le métal, ce qui peut donner lieu à des phénomènes de cavitation ou de réduction de la ductilité du métal.

Ainsi, un compresseur non mécanique pourrait représenter une alternative appropriée pour la compression de l'hydrogène. Dans un tel système, la compression d'hydrogène provient de la désorption d'une quantité pré-adsorbée d'hydrogène, à 77 K, sur un lit de matériau poreux, lors du chauffage du système. Nous proposons, un compresseur hybride constitué d'un électrolyseur et d'un compresseur à adsorption-désorption cyclique d'hydrogène qui pourrait être utilisé dans des stations de ravitaillement en hydrogène, et représenter une solution prometteuse pour le développement de la chaîne d'approvisionnement en hydrogène. Outre les

compresseurs à hydrogène à hydrure métallique [2] et les compresseurs à hydrogène électrochimiques [3], les compresseurs à entraînement thermique basés sur l'adsorption-désorption cyclique d'hydrogène sur matériaux poreux présentent plusieurs avantages par rapport aux compresseurs mécaniques. Parmi ces avantages se trouvent une conception plus simple et l'absence de composants mobiles entraînant du bruit et des vibrations.

Les adsorbants carbonés se sont révélés être des matériaux appropriés pour une telle technologie. De tous les carbones nanoporeux étudiés pour le stockage de l'hydrogène, les charbons actifs (AC) sont la meilleure option. Outre le fait qu'ils fournissent en moyenne la capacité d'adsorption d'hydrogène la plus élevée de tous les matériaux carbonés (6,8% en poids à 77 K et 4 MPa), ils sont également moins chers et peuvent être produits à partir de matériaux renouvelables et à faible coût.

Pour autant que nous le sachions, la compression d'hydrogène dans un compresseur d'adsorption-désorption est une technologie assez nouvelle, et aucune étude n'a été menée à ce sujet jusqu'à présent. Dans une de nos précédentes études, nous avons montré, grâce à un modèle zéro dimension, que l'hydrogène peut être comprimé en utilisant cette technologie innovante jusqu'à 70 MPa. Pour atteindre ce résultat, 0,25 kg d'AC ont dû être utilisés, ainsi qu'un processus de chauffage de 77 à 298 K. Richard et al. [4] ont publié des résultats préliminaires sur la compression de l'hydrogène dans un système à base de carbone lors de l'introduction d'hydrogène à température ambiante dans un réservoir rempli d'AC initialement à 80 K et 0,14 MPa. L'augmentation de température qui en a résulté a fait augmenter la pression d'hydrogène, atteignant ainsi une valeur d'environ 5 MPa.

Dans cette étude, un modèle 2D axisymétrique a été développé pour modéliser la compression d'hydrogène jusqu'à 70 MPa dans un compresseur d'adsorption-désorption [5]. Un système composé d'un volume de réservoir de 0.5 L, rempli de 0,135 kg d'AC (MSC-30 de Kansai, Japon) et chauffé de 77 à 322 K a été considéré. Le chauffage s'est effectué en deux étapes: (i) de 77 K à la température ambiante, où le chauffage se produit par convection naturelle avec l'air; et (ii) de la température ambiante à 322 K où le réservoir est chauffé par des résistances électriques. Seule la deuxième étape est étudiée ici (chauffage résistif), afin d'étudier la quantité d'hydrogène à haute pression qui peut être produite par un tel système.

2. Modélisation

2.1. Géométrie

La Figure 1 montre la géométrie axisymétrique bidimensionnelle utilisée dans cette étude. Les rayons intérieur et extérieur du réservoir de compression sont respectivement de 0,025 et 0,04 m. La hauteur du réservoir intérieur est égale à 0,256 m, tandis que la hauteur totale comprenant les parois du réservoir est de 0,296 m. En haut, l'orifice de décharge a un diamètre de 4 mm. Des données expérimentales ont été enregistrées afin de suivre la température et la pression au point de localisation nommé TTC (0, 0,239 m). De plus, le débit de décharge d'hydrogène a également été enregistré.

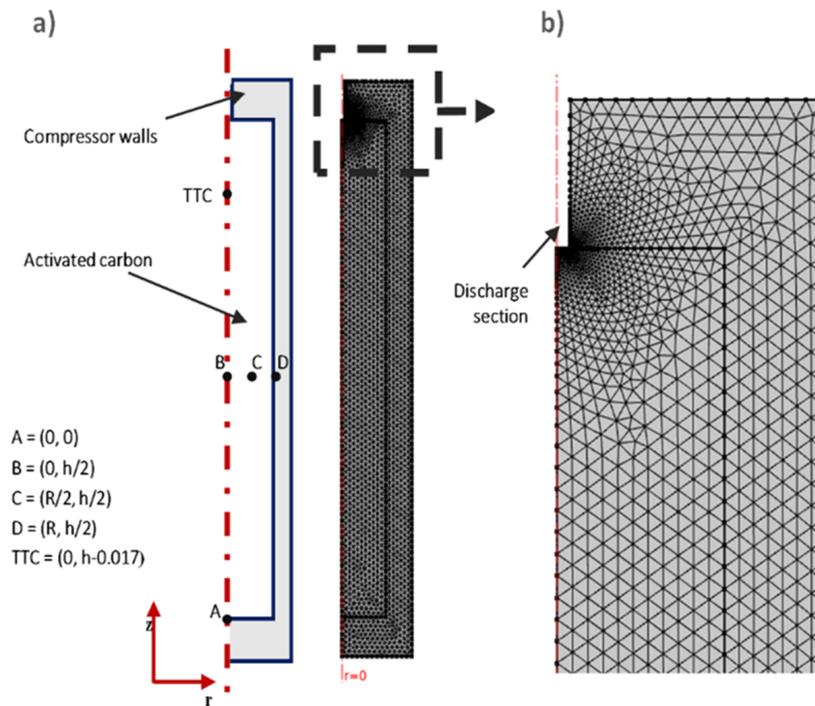


Figure 1: a) Modèle géométrique et maillage par éléments finis utilisés dans ce travail; et b) zoom sur la section de décharge

2.2. Équation de conservation de masse

Afin de décrire le bilan massique de notre compresseur à entraînement thermique, nous avons pris en compte la contribution de l'hydrogène à la fois dans la phase gazeuse et dans la phase adsorbée. Les hypothèses suivantes ont été émises:

- i. Le terme source de masse, K_g , indique la quantité d'hydrogène subissant un changement de phase, de la phase adsorbée à la phase gazeuse.
- ii. La vitesse moyenne liée au flux d'hydrogène à travers le milieu poreux, \vec{v}_g , est décrite par la loi de Darcy.
- iii. Aucun changement de volume avec le temps.

En accord avec les définitions précédentes, l'équation de conservation de masse pour l'hydrogène en phase gazeuse peut s'écrire:

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \rho_g)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g) = K_g \quad (1)$$

où ρ_g [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] est la densité de la phase gazeuse de l'hydrogène, ε_g [-] est la fraction volumique de la phase gazeuse de l'hydrogène, \vec{v}_g [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] est la vitesse moyenne liée au flux d'hydrogène à travers le milieu poreux et K_g [$\text{kg} \cdot (\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$] est le terme source de masse tel que défini ci-dessus. De la même manière, l'équation de conservation de masse suivante peut être écrite pour l'hydrogène en phase adsorbée:

$$\frac{\partial(\varepsilon_a \rho_a)}{\partial t} = -K_g \quad (2)$$

où ρ_a [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] est la densité de l'hydrogène adsorbé et ε_a [-] est la fraction volumique correspondante.

Le bilan massique lié à l'hydrogène dans la phase adsorbée peut être écrit en termes de quantité absolue d'hydrogène adsorbée sur la masse totale d'AC contenue dans le réservoir de compression, x_a [mol.kg⁻¹]. Ainsi, nous pouvons écrire:

$$\varepsilon_a \rho_a = \frac{V_a}{V_{tank}} \frac{x_a m_s M}{V_a} = x_a \varepsilon_s \rho_s M \quad (3)$$

où ρ_s [kg.m⁻³] et ε_a [-] sont la densité (m_s / V_s) et la fraction volumique du charbon actif, respectivement, et M [kg.mol⁻¹] est la masse molaire de l'hydrogène (0.002 kg.mol⁻¹).

Selon les hypothèses susmentionnées, en sommant (1) et (2) et considérant (3), l'équation globale de conservation de la masse se lit comme suit:

$$\frac{\varepsilon_g \partial \rho_g}{\partial t} + \rho_b M \frac{\partial x_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(-\varepsilon_g \rho_g \frac{k}{\mu} \vec{\nabla} P \right) = 0 \quad (4)$$

où k [m²] est la perméabilité intrinsèque de l'AC et μ [Pa.s] est la viscosité dynamique de l'hydrogène.

2.3. Équation de conservation de l'énergie

Le bilan énergétique exprime l'équilibre entre la quantité d'énergie accumulée dans le réservoir et les changements d'énergie dus principalement au flux de chaleur par conduction, à la chaleur transférée par le transfert de masse, à la chaleur dégagée lors de l'adsorption et à celle échangée avec l'environnement extérieur. Il peut être exprimé comme suit :

$$\frac{\partial(\rho \hat{H})}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \rho \hat{H} \vec{v}) + (\vec{\nabla} \cdot \vec{q}) = Q \quad (5)$$

où \hat{H} [J.kg⁻¹] est l'enthalpie totale du système, q [W.m⁻²] est le flux de chaleur dû à la conduction, et Q [W.m⁻³] est le terme source d'énergie. L'Eq. (5) a été appliquée à deux domaines différents: (i) le volume actif du réservoir, V_{tank} , où l'adsorption et la désorption d'hydrogène se produisent, et (ii) les parois du réservoir.

En considérant la contribution de l'hydrogène à la fois dans la phase gazeuse et celle dans la phase adsorbée, ainsi que la contribution de l'AC dans la quantité d'énergie accumulée à l'intérieur du réservoir, l'équation (5) peut être réécrite sous la forme suivante:

$$\left(\varepsilon_g c_{p,g} \rho_g + \rho_b M c_{p,a} x_a + \varepsilon_s c_{p,s} \rho_s \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon_g c_{p,g} T \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_b M c_{p,a} T \frac{\partial x_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(-\varepsilon_g \rho_g c_{p,g} T \frac{k}{\mu} \vec{\nabla} P \right) + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda_{eff} \vec{\nabla} T) = -\rho_s^a \Delta H_{ads} \frac{\partial x_a}{\partial t} \quad (6)$$

où $c_{p,g}$, $c_{p,a}$ et $c_{p,s}$ [J.kg⁻¹.K⁻¹] sont les capacités thermiques spécifiques à pression constante pour la phase d'hydrogène gazeuse, la phase adsorbée d'hydrogène et l'AC, respectivement. λ_{eff} [W.m⁻¹.K⁻¹] est la conductivité thermique effective du système, et ΔH_{ads} [J.mol⁻¹] est la chaleur d'adsorption, considérée comme constante dans le modèle numérique actuel.

Propriété	Valeur ou expression	Reference
Capacités thermiques spécifiques à pression constante [J.kg⁻¹.K⁻¹]		
Phase d'hydrogène gazeuse, $c_{p,g}$	$c_{p,g} = -2 \cdot 10^{-10} T^4 + 10^{-6} T^3 - 0.0024 T^2 + 3.0534 T + 13332$	Calculé à partir des données du NIST
Phase adsorbée d'hydrogène, $c_{p,a}$	$c_{p,a} = -5.3 \cdot 10^{-2} T^2 + 33.5 \cdot T + 3698.1$	[6]
Charbon actif, $c_{p,s}$	825	[5]

Conductivité thermique [W.m⁻¹.K⁻¹]		
Effective, λ_{eff}	$\lambda_{eff} = \varepsilon_g \lambda_g + \varepsilon_a \lambda_a + \varepsilon_s \lambda_s$	-
Phase d'hydrogène gazeuse, λ_g	$\lambda_g = 5 \cdot 10^{-4} T + 0.0243$	calculé à partir des données du NIST
Phase adsorbée d'hydrogène, λ_a	$\lambda_a = (7.12 + 0.233T) \cdot 10^{-2}$	[7]
Charbon actif, λ_s	0.7	[8]

Tableau 1 : Propriétés thermiques utilisées dans le modèle

Enfin, l'Eq. (7) a été appliquée aux parois du réservoir:

$$\rho_w c_{p,w} \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda_w \vec{\nabla} T) = 0 \quad (7)$$

où ρ_w [kg.m⁻³] est la densité, $c_{p,w}$ [J.kg⁻¹.K⁻¹] la capacité thermique spécifique, et λ_w [W.m⁻¹.K⁻¹] la conductivité thermique de la paroi. Nous avons supposé que les propriétés thermiques de l'acier inoxydable A286 utilisé étaient équivalentes à celles de l'acier inoxydable AISI 304.

2.4. Équation d'état de l'hydrogène et modèle d'adsorption

Afin de tenir compte de l'écart par rapport aux conditions idéales en raison des hautes pressions atteintes pendant la compression, l'équation de Van der Waals a été choisie parmi toutes les autres équations d'état possibles pour l'hydrogène. [9]:

$$\left(P + \frac{a n_g^2}{V_g^2} \right) (V_g - n_g b) = n_g R T \quad (8)$$

où a et b sont les paramètres constants de l'équation de Van der Waals (0.02476 J.m³.mol⁻² et 2.661×10^{-5} m³.mol⁻¹, respectivement) et R est la constante des gaz parfaits, 8.314 [m³.Pa.K⁻¹.mol⁻¹].

L'équation modifiée de Dubinin-Astakhov (MDA) proposée par Richard et al. [10] s'est avérée être un bon outil analytique pour représenter des données expérimentales de l'adsorption de différents gaz sur une large gamme de pressions et de températures dans des conditions supercritiques, en particulier dans le cas de l'adsorption d'hydrogène sur des ACs [4]:

$$x_a = x_{max} \exp \left(- \left(\frac{RT}{\alpha + \beta T} \right)^2 \ln^2 \left(\frac{P_s}{P} \right) \right) \quad (9)$$

L'Eq. (9) donne l'évolution de la quantité absolue d'hydrogène adsorbé en fonction de la pression et de la température, des quantités plus élevées d'hydrogène étant adsorbées à des pressions plus élevées et à des températures plus basses. Le modèle nécessite 5 paramètres: x_{max} [mol.kg⁻¹] est la quantité d'hydrogène adsorbé correspondant à la saturation de tout le volume poreux disponible, α [J.mol⁻¹] est un facteur d'enthalpie, β [mol.J⁻¹.K⁻¹] est un facteur d'entropie, et P_s [MPa] est la pression de pseudo-saturation [6,11].

2.5. Conditions initiales et limites

Le débit de décharge d'hydrogène, \dot{n}_{out} [kg.m⁻².s⁻¹], obtenu une fois les 70 MPa désirés atteints, a été simulé en utilisant l'expression suivante:

$$\dot{n}_{out} = h_m (P_{max} - P) \quad (10)$$

où P_{max} [MPa] est la pression d'utilisation de l'hydrogène (70 MPa), P [MPa] est la pression d'hydrogène à l'intérieur du réservoir, et h_m [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$] est une constante reliant le débit de refoulement à la différence de pression, et considérée comme un paramètre d'ajustement.

Le réservoir est soumis à un flux de chaleur radiatif et convectif avec des résistances électriques. Ainsi, le flux de chaleur provenant des parois extérieures du réservoir de compression, \dot{Q} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$], est donné par l'expression suivante:

$$\dot{Q} = h_c(T_F - T) \quad (11)$$

où h_c [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] est le coefficient de transfert de chaleur global, et T_F [K] est la température de l'environnement extérieur et est égale à 322 K pendant le processus de chauffage. De plus, la chaleur est également libérée du système lors de la décharge \dot{n}_{out} . Cette contribution supplémentaire a été calculée comme suit:

$$\dot{Q}_{flow} = \dot{n}_{out} c_{p,g} T \quad (12)$$

2.6. Modèle numérique

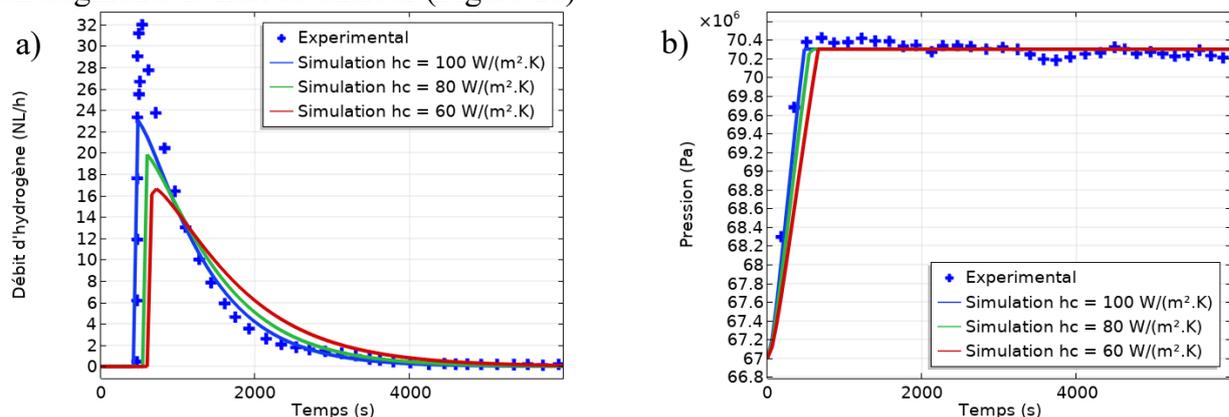
L'ensemble du système d'équations présenté dans cette section a été résolu en utilisant un logiciel de modélisation par éléments finis (ComsolTM). Un maillage composé de 4932 éléments triangles a été utilisé (Figure 1). Le maillage a été affiné à la section de décharge pour améliorer la prédiction du débit d'hydrogène à haute pression vers l'extérieur du réservoir de compression.

3. Résultats et discussion

Les Figures 2 et 3 montrent la comparaison avec les valeurs expérimentales et les valeurs données par le modèle numérique pour le débit de décharge d'hydrogène, la pression et la température, pour deux variations paramétriques: (i) le coefficient d'échange thermique, h_c , et (ii) le coefficient de transfert de masse, h_m .

Cette étude montre que le modèle a bien prédit les données expérimentales pour les valeurs de $h_c = 100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ et $h_m = 3 \cdot 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$. Néanmoins, une sous-évaluation du débit de décharge d'hydrogène et une surévaluation de l'évolution de la température peuvent être observées. L'observation attentive de l'évolution de la température montre une perturbation de la cinétique lors de la décharge d'hydrogène du compresseur à environ 310 K, comme le montre la Figure 2. Cette perturbation est similaire à un court plateau, également observé expérimentalement. Ce phénomène s'explique par le caractère endothermique de la décharge d'hydrogène lors de la désorption de l'hydrogène pré-adsorbé.

L'étude paramétrique sur le coefficient d'échange thermique met en évidence le fait que lorsque le flux de chaleur est augmenté, la pression arrive plus rapidement à la pression de fonctionnement (Figure 2b). De plus, un débit d'hydrogène plus important est disponible lors qu'on augmente le flux de chaleur (Figure 2a).



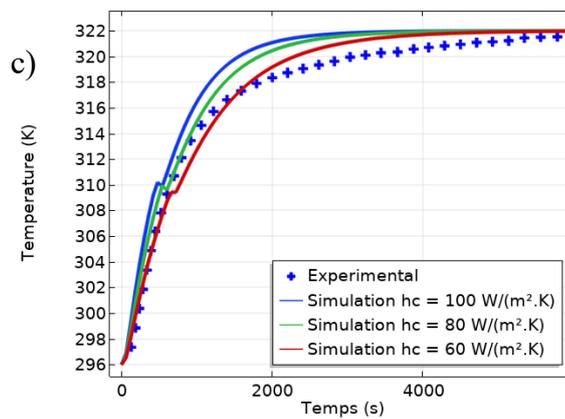


Figure 2: Comparaison des évolutions simulées et expérimentales (+) du débit de décharge d'hydrogène (a), de la pression (b) et de la température (c) en fonction du temps pour différentes valeurs de h_c .

La deuxième étude paramétrique concerne le coefficient de transfert de masse, h_m . Ce coefficient peut être comparé à un coefficient de perte de charge de la vanne d'ouverture et ne peut être obtenu que par ajustement des données expérimentales. On peut observer que plus h_m est faible, plus le débit de sortie est faible (Figure 3a) et, inversement, plus la pression dans le compresseur est élevée même après ouverture de la vanne (Figure 3b). En effet, pour de faibles débits de sortie (Figure 3a) et avec une température qui augmente (Figure 3c), la pression d'hydrogène continue d'augmenter selon la loi de Van der Waals. Lorsque la température atteint l'équilibre, avec un faible débit de sortie, toujours existant, la perte de masse prime sur l'augmentation de température, ce qui se traduit par une perte de pression dans le compresseur.

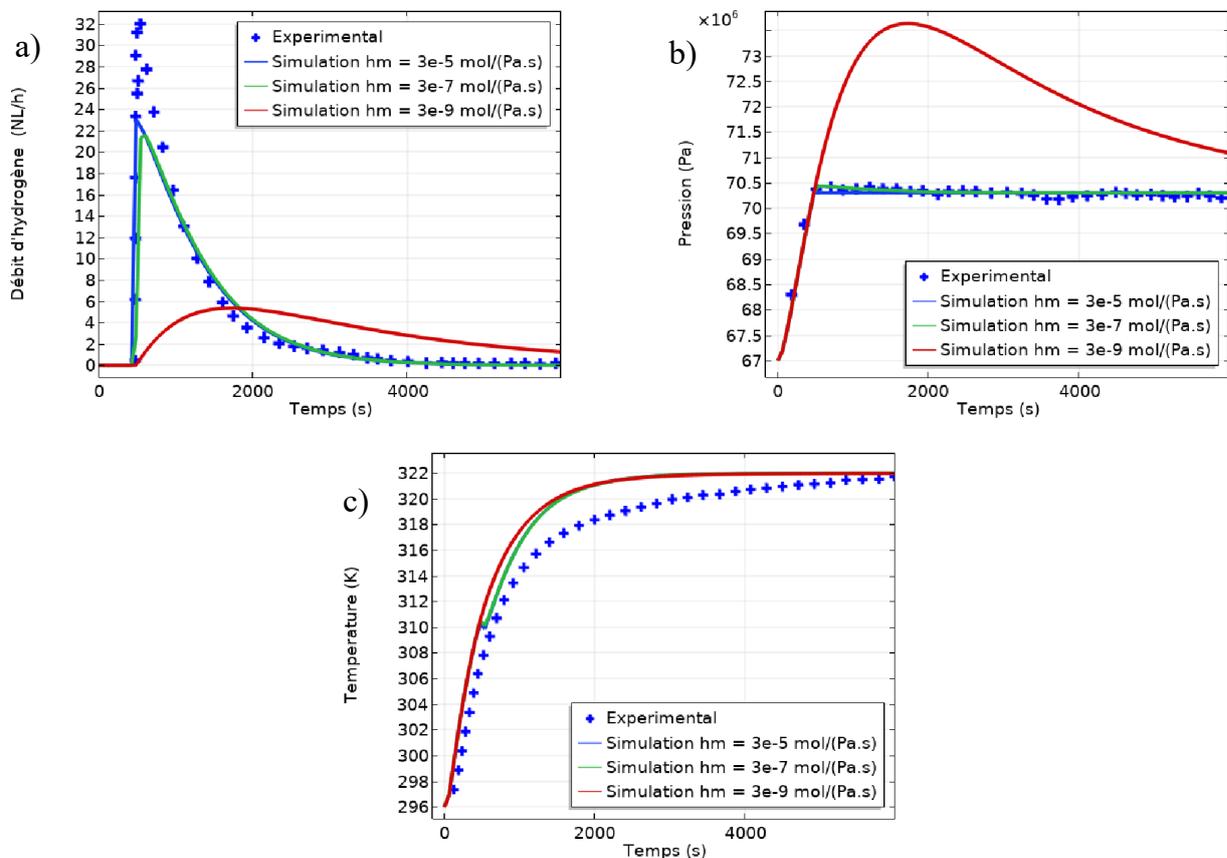


Figure 3: Comparaison des évolutions simulées et expérimentales (+) du débit de décharge d'hydrogène (a), de la pression (b) et de la température (c) en fonction du temps pour différentes valeurs de h_m .

4. Conclusions

Un compresseur à hydrogène non mécanique basé sur une adsorption-désorption cyclique, à entraînement thermique, d'hydrogène sur charbon actif (AC) a été modélisé. Une fois que l'hydrogène a été pré-adsorbé à 77 K, la désorption est déclenchée par échauffement du réservoir, augmentant ainsi la pression d'hydrogène à 70 MPa et plus. Cette pression correspond à l'objectif de pression requis de nos jours pour les véhicules à pile à combustible.

Ce travail décrit le chauffage et la décharge d'hydrogène à 70 MPa. La simulation numérique prédit correctement l'évolution de la pression, la température et le débit de décharge. Cette étude montre qu'un coefficient d'échange thermique, h_c , $100 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, et un coefficient de transfert de masse, h_m , de $3 \times 10^{-5} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Pa}^{-1}$, donnent les prédictions les plus proches des évolutions expérimentales. L'évolution de la température a montré une perturbation de la cinétique lors de la décharge d'hydrogène, qui peut s'expliquer par l'adsorption d'énergie liée à la désorption de l'hydrogène pré-adsorbé.

L'étude paramétrique de h_c montre qu'un débit de décharge plus important est disponible lorsque le flux de chaleur est plus élevé. La deuxième étude paramétrique concerne h_m et elle a montré que le débit de sortie est plus faible (Figure 3a), et que la pression à l'intérieur du compresseur est plus élevée lorsque le transfert de masse est plus faible.

References

- [1] G. Sdanghi, G. Maranzana, A. Celzard, V. Fierro, Review of the current technologies and performances of hydrogen compression for stationary and automotive applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 102 (2019) 150–170. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.11.028>.
- [2] M.V. Lototskyy, V.A. Yartys, B.G. Pollet, R.C. Bowman, Metal hydride hydrogen compressors: A review, *International Journal of Hydrogen Energy*. 39 (2014) 5818–5851. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.01.158>.
- [3] B. Rohland, K. Eberle, R. Ströbel, J. Scholta, J. Garche, Electrochemical hydrogen compressor, *Electrochimica Acta*. 43 (1998) 3841–3846. [https://doi.org/10.1016/S0013-4686\(98\)00144-3](https://doi.org/10.1016/S0013-4686(98)00144-3).
- [4] M.-A. Richard, D. Cossement, P.-A. Chandonia, R. Chahine, D. Mori, K. Hirose, Preliminary evaluation of the performance of an adsorption-based hydrogen storage system, *AIChE J.* 55 (2009) 2985–2996. <https://doi.org/10.1002/aic.11904>.
- [5] G. Sdanghi, V. Nicolas, K. Mozet, S. Schaefer, G. Maranzana, A. Celzard, V. Fierro, A 70 MPa hydrogen thermally driven compressor based on cyclic adsorption-desorption on activated carbon, *Carbon*. 161 (2020) 466–478. <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2020.01.099>.
- [6] G. Sdanghi, S. Schaefer, G. Maranzana, A. Celzard, V. Fierro, Application of the modified Dubinin-Astakhov equation for a better understanding of high-pressure hydrogen adsorption on activated carbons, *International Journal of Hydrogen Energy*. (2019). <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2019.09.240>.
- [7] R.W. Powers, R.W. Mattox, H.L. Johnston, Thermal Conductivity of Condensed Gases. II. The Thermal Conductivities of Liquid Normal and of Liquid Parahydrogen from 15 to 27 K, *Journal of the American Chemical Society*. 76 (1954) 5972–5973.
- [8] A. Delahaye, A. Aoufi, A. Gicquel, I. Pentchev, Improvement of hydrogen storage by adsorption using 2-D modeling of heat effects, *AIChE J.* 48 (2002) 2061–2073. <https://doi.org/10.1002/aic.690480919>.
- [9] K. Nasrifar, Comparative study of eleven equations of state in predicting the thermodynamic properties of hydrogen, *International Journal of Hydrogen Energy*. 35 (2010) 3802–3811.
- [10] M.-A. Richard, P. Benard, R. Chahine, Gas adsorption process in activated carbon over a wide temperature range above the critical point. Part 1: modified Dubinin-Astakhov model, *Adsorpt.-J. Int. Adsorpt. Soc.* 15 (2009) 43–51. <https://doi.org/10.1007/s10450-009-9149-x>.
- [11] M.M. Dubinin, Fundamentals of the theory of adsorption in micropores of carbon adsorbents: Characteristics of their adsorption properties and microporous structures, *Carbon*. 27 (1989) 457–467. [https://doi.org/10.1016/0008-6223\(89\)90078-X](https://doi.org/10.1016/0008-6223(89)90078-X).

Optimisation topologique par algorithmes génétiques appliquée aux échangeurs de chaleur

Topological optimization by genetic algorithms applied to heat exchangers

A. Lapertot^{1*}, C. Septet¹, B. Kadoch¹, O. Le Métayer¹.

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France

* (auteur correspondant : arnaud.lapertot@univ-amu.fr)

Résumé – Une étude d’optimisation topologique est mise en œuvre en utilisant les algorithmes génétiques. Elle consiste à trouver la répartition optimale de matière. Tout d’abord, le système est implémenté grâce à des modèles de transfert de chaleur et d’écoulement fluide. Ensuite, une optimisation mono-objective est appliquée à la conduction de chaleur, à l’écoulement fluide et aux milieux poreux. Enfin, un milieu poreux avec transferts de chaleur est étudié grâce à une optimisation multi-objectif.

Mots-clés : Conduction ; Echangeur ; Milieux poreux ; Optimisation topologique ; Transfert de chaleur.

Abstract – A topological optimization study is performed using genetic algorithms. It consists in finding the optimal distribution of material. First, the system is implemented using heat transfer and fluid flow models. Then, an optimization is applied to a problem of heat conduction, fluid flow and porous media. Finally, a porous media with heat transfer is studied thanks to a multi-objective optimization.

Keywords: Conduction; Heat exchanger; Heat transfer; Porous media; Topological optimization.

Nomenclature

A surface de contact, m^2
 c_p capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
 d diamètre des brins, m
 E énergie totale, J
 e énergie interne, J
 H largeur du domaine, m
 h_{sf} coefficient d’échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
 k conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 K perméabilité hydraulique, m^2
 L longueur du domaine, m
 l_c longueur caractéristique, m
 Nu nombre de Nusselt, -
 N_x, N_y nombre de mailles, -
 p pression, Pa
 P puissance thermique, W
 Pr nombre de Prandtl, -
 Re nombre de Reynolds, -
 S_c terme source conduction, $W.m^{-3}$
 S_f terme source fluide, $Pa.m^{-1}$
 S_{thm} terme source thermique, W
 T température, $^{\circ}C$
 \bar{T} température moyenne, $^{\circ}C$
 u vitesse, $m.s^{-1}$

y fraction massique, -
Symboles grecs
 α fraction volumique, -
 β coefficient de résistance inertielle, m^{-1}
 ϵ porosité, -
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
 μ viscosité cinématique, $Pa.s$
 ν surface spécifique, m^2
 ϕ proportion, %
 Δp perte de charge, Pa
 $\Delta x, \Delta y$ dimension des mailles, m

Indices et exposants

f fluide
 l liquide
 o isolant
 p conducteur
 s solide
 thm thermique
 v vapeur

Abréviations

NSGA Non dominated Sorting Genetic Algorithm

1. Introduction

L'optimisation topologique a pour objectif de trouver la répartition optimale de matière en minimisant ou en maximisant une fonction coût dans un volume donné soumis à des contraintes. Initialement très employées dans l'optimisation de pièces mécaniques et de certains systèmes fluides, ces méthodes intéressent de plus en plus les industriels pour optimiser les performances de systèmes thermiques. Par exemple, elles sont utilisées en électronique de puissance pour améliorer le refroidissement des composants par des dissipateurs thermiques [1]. Elles sont aussi utilisées pour améliorer les performances thermo-hydrauliques des échangeurs de chaleur [2]. Certaines études ont utilisé les méthodes d'optimisation sur des problèmes d'écoulements fluides en milieux poreux pour déterminer la répartition optimale des zones perméables et imperméables [3].

Cet article propose de résoudre des problèmes d'optimisation topologique mono-objectif et multi-objectifs par les algorithmes génétiques appliqués à des problèmes de conduction de chaleur, d'écoulement fluide et d'écoulement en milieux poreux. Pour cela, les modèles de transfert de chaleur, d'écoulement fluide et des milieux poreux sont implémentés. Ensuite, le système est résolu grâce à la méthode des volumes finis et d'un schéma numérique explicite en temps. Enfin, les algorithmes génétiques permettent d'obtenir la meilleure topologie pour différentes configurations pour un problème mono-objectif ou d'obtenir un ensemble de solutions pour un problème multi-objectifs. Pour ce dernier, la topologie optimale est obtenue grâce à une méthode d'aide à la décision.

2. Modélisation des échangeurs de chaleur

2.1. Conduction

Les transferts de chaleur dans les domaines solides sont traités par résolution de l'équation de la chaleur. Cette équation est définie en fonction d'un terme temporel $\partial T_s / \partial t$, d'un terme spatial $\vec{\nabla} \cdot (k_s \vec{\nabla} T_s)$ et d'un terme source S_s :

$$\rho_s c_{p_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (k_s \vec{\nabla} T_s) = S_s \quad (1)$$

Le champ de température dans le domaine solide T_s est calculé par la méthode des volumes finis [4].

2.2. Ecoulement fluide

Le système des équations d'Euler de mélange avec espèces est utilisé pour le modèle fluide. Ce dernier est composé d'une phase liquide et d'une phase vapeur. Sous forme conservative, le modèle est défini comme suit : la première équation correspond à la conservation de la masse de la phase liquide, la deuxième à la conservation de la masse du mélange, la troisième et la quatrième à la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie totale :

$$\partial U / \partial t + \vec{\nabla} \cdot F(U) = 0 \quad (2)$$

où $U = (\rho_l \alpha_l \quad \rho_f \quad \rho_f \vec{u} \quad \rho_f E_f)^t$ et $F = (\rho_l \vec{u} \alpha_l \quad \rho_f \vec{u} \quad \rho \vec{u} \otimes \vec{u} + p \bar{I} \quad (\rho_f E_f + p) \vec{u})^t$ sont les vecteurs des variables conservatives et des flux conservatifs, respectivement. $E_f = e_f + \frac{1}{2} \|\vec{u}\|^2$ est l'énergie totale du mélange et $e_f = y_l e_l + y_v e_v$ est l'énergie interne du mélange. $\rho_f = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v$ correspond à la masse volumique du mélange, $y_l = \alpha_l \rho_l / \rho_f$ la fraction massique du liquide et $y_v = \alpha_v \rho_v / \rho_f$ celle de la vapeur.

La méthode de résolution retenue est un schéma de Godunov au 1^{er} ordre [5] avec une résolution approchée des problèmes de Riemann aux bords par un solveur de type HLLC [6]. Un schéma d'Euler explicite en temps est implémenté en prenant compte d'un critère de stabilité numérique CFL .

2.3. Ecoulement en milieux poreux

L'écoulement en milieux poreux est également implémenté à l'aide de l'équation d'Euler de mélange avec espèces. Dans ce cas, le vecteur des termes sources additionnels $S = (0 \ 0 \ \vec{S}_f \ S_{thm})^t$ est non nul. De plus, le système d'équations prend en compte la porosité ϵ qui est définie par le rapport entre le volume fluide et le volume total pour chaque maille.

$$\partial \epsilon U / \partial t + \vec{\nabla} \cdot \epsilon F(U) = \epsilon S(U) \quad (3)$$

La loi empirique de Darcy-Forchheimer est utilisée pour relier le gradient de pression et la vitesse. Cette loi est exprimée pour une structure de particules sphériques compacte. Ce type de structure répond à la loi d'Ergun [7].

$$\vec{S}_f = -\mu_f \vec{u} / K - \beta \rho_f \vec{u} \|\vec{u}\| \quad (4)$$

où $K = d^2 \epsilon^3 / 1,2 A (1 - \epsilon)^2$, $\beta = 1,8 (1 - \epsilon) / d \epsilon^3$ et $\mu_f = y_l \mu_l + y_v \mu_v$. Cette formulation est utilisée de façon qualitative pour des écoulements dans des mousses métalliques.

2.4. Echanges de chaleur entre le fluide et le solide

Une loi d'échange est implémentée pour calculer la part de flux de chaleur échangé noté S_{thm} reliant la température du solide T_s et du fluide T_f . La matrice solide et la matrice fluide correspondent aux champs de T_s et T_f , respectivement. La loi est définie telle que :

$$S_{thm} = h_{sf} \nu (T_s - T_f) \text{ avec } h_{sf} = \frac{k_f}{l_c} Nu = \frac{k_f}{l_c} Re^{0,9} \left(1 - 1,5 \left(\frac{l_c}{d} \right)^{-3/2} \right) Pr^{1/3} \quad (5)$$

où $k_f = y_l k_l + y_v k_v$ la conductivité du mélange et $l_c = 4\epsilon/\nu$ la longueur caractéristique. Enfin, la température du solide est recalculée après intégration des transferts thermiques dans la matrice fluide.

Résoudre un problème d'optimisation multicritère revient à rechercher l'optimum de plusieurs objectifs. Cependant, les optimums globaux n'existent pas forcément. Par conséquent, l'optimisation a pour but de trouver l'ensemble des meilleurs compromis pour toutes les fonctions objectifs. L'ensemble de ces solutions est appelé le front de Pareto. L'algorithme génétique NSGA-II [8] est utilisé pour résoudre ce problème d'optimisation multicritère sous contraintes. Les variables et les objectifs sont définis dans chaque partie. Dans notre étude, nous avons utilisé un domaine de calcul rectangulaire de dimension constante $L * H$ avec $L = 0,1 \text{ m}$ et $H = 0,02 \text{ m}$ avec un maillage cartésien régulier de $N_x * N_y$ éléments (nombre de variables). $\Delta x = L/N_x$ et $\Delta y = H/N_y$ sont les tailles des mailles, respectivement.

3. Résultats d'un problème d'optimisation mono-objectif

3.1. Conduction de chaleur

L'espace est composé de $N_x * N_y = 100 * 50$ éléments conducteurs et isolants. Une condition limite de type symétrie est appliquée au bord droit du domaine (pointillés sur la figure 1). Une condition de température $T_{dissipateur} = 20 \text{ °C}$ est appliquée au Sud-Est du domaine (trait bleu figure 1). Les autres bords sont adiabatiques. Aucun fluide ne circule dans le domaine. Nous supposons que chaque élément isolant émet une source volumique de chaleur S_0 . Le

système se place en régime permanent donc $\partial T/\partial t = 0$. La conductivité est N_k fois plus forte pour des éléments conducteurs que pour des éléments isolants : $k_p = N_k * k_0$ sachant que la conductivité de l'isolant est égale à $k_0 = 1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Les variables pour le problème d'optimisation correspondent aux éléments isolants (valeur 0) et conducteurs (valeur 1). Enfin, la résistance thermique adimensionnelle R_{thm} s'exprime en fonction de la température moyenne \bar{T} dans l'ensemble du domaine [9].

$$R_{thm} = \frac{\bar{T} - T_{dissipateur}}{S_0 L H / k_0} \quad (6)$$

Le problème d'optimisation est de trouver la meilleure topologie des éléments conducteurs et isolants afin de minimiser la résistance thermique. La proportion des éléments conducteurs est une contrainte qui est fixée à 30 %. La figure 1 présente la topologie obtenue par l'algorithme génétique pour la dernière itération. Cette topologie a une forme arborescente. En effet, pour éviter la surchauffe localisée du composant, les éléments conducteurs doivent se répartir dans tout le domaine. La cartographie de température montre que la chaleur émise par les éléments isolants est dissipée par les branches des éléments conducteurs. La chaleur est ainsi transportée jusqu'à la zone froide. Ce résultat a été aussi démontré dans l'article [9].

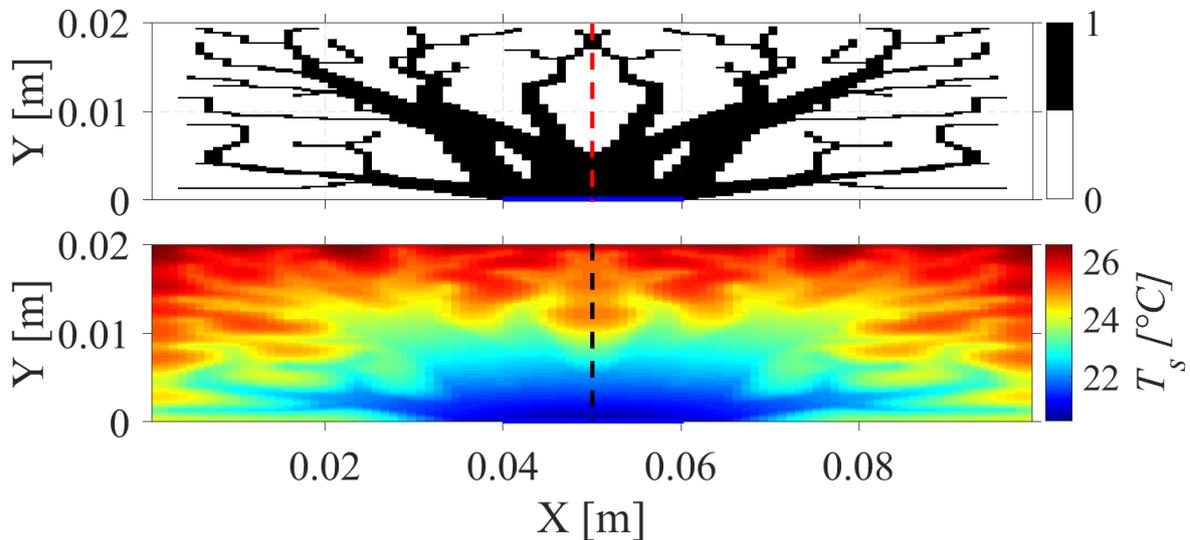


Figure 1 : Représentation de la meilleure répartition des éléments conducteurs et isolants (haut) et du champ de température du solide (bas) pour $k_p/k_0 = 250$ et une proportion $\phi = 30\%$.

3.2. Écoulement fluide

L'espace est composé de $10 * 10$ éléments fluides ou solides. Les éléments solides sont soumis à des conditions d'adhérence à la paroi (vitesse nulle aux bords) qui sont responsables des forces de frottements et des pertes de charges. Les éléments solides sont adiabatiques et le fluide se place en milieu diphasique avec $\alpha_l = 50\%$. Le solide et le fluide considérés sont l'inox 316L et N-pentane respectivement. Le domaine est composé d'une entrée et d'une sortie pour le fluide sur les bords du domaine. Les autres frontières sont supposées imperméables et adiabatiques. En entrée, la vitesse d'écoulement est de $0,02 \text{ m/s}$ et la température est de 20 °C . En sortie, la pression est de 1 bar et la température est de 20 °C . Le système se place en régime instationnaire. Les variables correspondent soit les éléments fluides (valeur 0), soit les éléments solides (valeur 1). Enfin, les pertes de charge Δp sont calculées à partir d'un bilan de pression entre l'entrée et la sortie de l'écoulement fluide.

$$\Delta p = \sum_{\text{entrée}} p - \sum_{\text{sortie}} p \quad (7)$$

L'algorithme génétique est ensuite appliqué pour obtenir la meilleure topologie qui minimise les pertes de charge. La proportion d'éléments solides dans le domaine est contrainte ici à 40 %. La figure 2 représente la meilleure répartition des éléments solides et fluides dans le cas où l'entrée et la sortie du fluide sont respectivement à l'Ouest (trait vert) et à l'Est (trait orange) du domaine. Les points noirs correspondent aux éléments solides et les points blancs aux éléments fluides. Nous observons que les éléments fluides se disposent pour former un canal droit. Les flèches bleues représentent le champ de vitesse de l'écoulement fluide. La norme du vecteur est constante au long du canal et est égale à $0,02 \text{ m/s}$. Le résultat est validé car le canal droit est un cas intuitif et incontestable pour minimiser Δp .

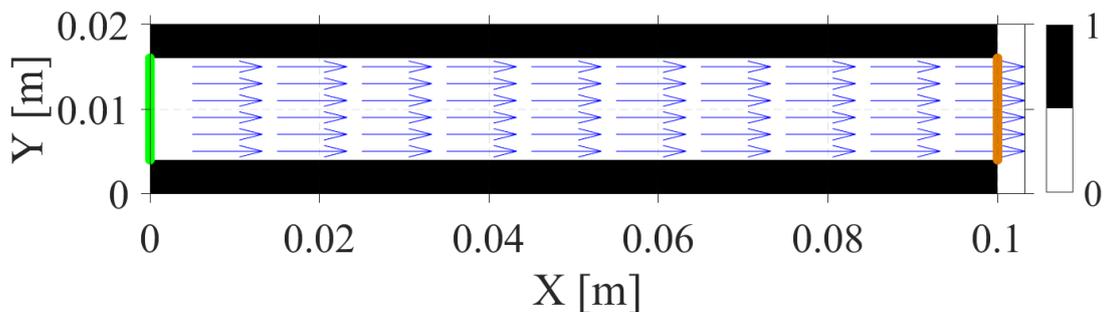


Figure 2 : Représentation de la meilleure topologie et des champs de vitesse (flèche bleue).

3.3. Écoulement fluide en milieu poreux

L'espace est composé de $10 * 10$ éléments poreux. Les éléments poreux sont composés d'une phase fluide et d'une phase solide. Nous avons repris les mêmes conditions aux limites que le problème précédent. La procédure d'optimisation est de trouver la meilleure porosité pour chaque élément du domaine dans le but de minimiser les pertes de charge. Pour les variables, trois valeurs de porosités sont étudiées [0,5 ; 0,7 ; 0,9]. Une contrainte est imposée sur la proportion des éléments faiblement poreux : ϕ est fixé à 40 %. La figure 3 présente que la meilleure répartition entre les éléments poreux forme un canal droit. Aucun élément n'a une porosité de 0,7. Nous remarquons que la porosité est plus grande au centre qu'en bordure car pour une même vitesse plus la porosité diminue, plus la différence de pression augmente. Etant donné que l'écoulement passe par le chemin qui lui est le moins contraignant, les pertes de pression doivent être le plus faible et la porosité la plus élevée. Le champ de vitesse est constant le long du canal et est environ égale à $0,02 \text{ m/s}$ au centre et à 10^{-4} m/s au bord puisque l'écoulement peut aussi circuler pour une porosité de 0,5.

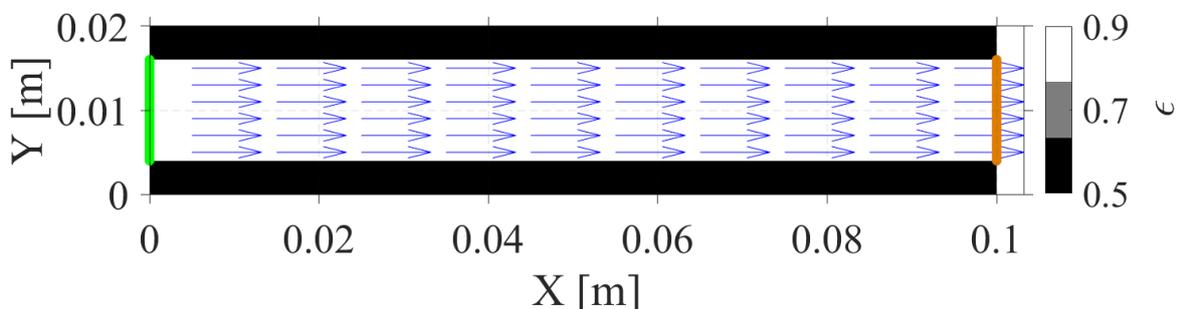


Figure 3 : Représentation de la meilleure topologie et du champ de vitesse (flèche bleue).

4. Résultats d'un problème d'optimisation multi-objectifs

4.1. Écoulement en milieu poreux avec transferts de chaleur

Soit un domaine composé de $10 * 10$ éléments poreux. Les frontières du domaine sont composées d'une entrée et d'une sortie d'un fluide. Les conditions en entrée et en sortie sont

identiques comparées au problème précédent. Une portion du bord Sud est soumise à une condition de température de 100 °C (trait jaune sur la figure 4) et les autres frontières sont adiabatiques et imperméables. Nous supposons que la matrice solide ne conduit pas la chaleur. Nous avons utilisé deux valeurs de porosité [0,1 ; 0,9] pour chaque maille. La proportion des éléments faiblement poreux est fixée à 40 %. Deux bilans sont effectués, un pour les pertes de charge (voir équation 7) et un autre pour la puissance thermique :

$$P_{thm} = \sum_{sortie} P - \sum_{entrée} P \text{ avec } P = \dot{m}_f C_{p_f} T_f \quad (8)$$

L'algorithme génétique est appliqué pour déterminer la répartition d'éléments poreux. L'objectif est de minimiser les pertes de charge et de maximiser la puissance thermique échangée. La figure 4 montre l'existence d'un front de Pareto puisque les pertes de charge et la puissance thermique sont de natures différentes et n'évoluent pas dans le même sens. En effet, le minimum de pertes de charge est obtenu en dégradant la puissance thermique et inversement. Chaque solution du front de Pareto correspond à une cartographie. Les résultats montrent que le minimum de pertes de charge (figure 4c) correspond au canal droit et que le maximum de puissance thermique (figure 4a) permet d'avoir un écoulement qui plonge vers la bordure Sud pour évacuer la chaleur émise. La topologie optimale (figure 4b) est obtenue grâce à la méthode d'aide à la décision TOPSIS [10]. Cette topologie est un mixte des deux autres topologies et permet une grande dissipation de la chaleur pour des pertes de charge faibles.

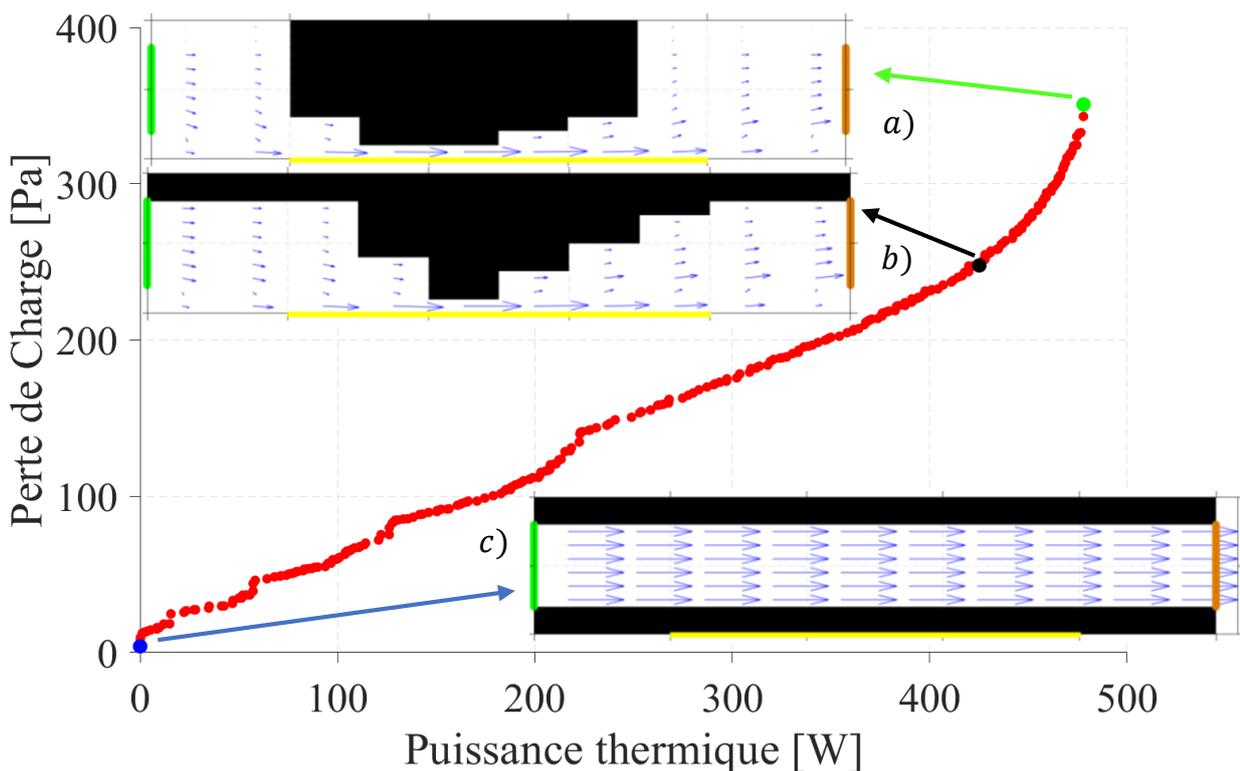


Figure 4 : Représentation du front de Pareto. La topologie a) correspond au maximum de puissance thermique, la topologie c) au minimum de perte de charge. La topologie optimale est obtenue avec TOPSIS b).

4.2. Cas d'application : écoulement en milieu poreux avec termes sources dispersés

Soit un espace composé de 10 * 10 éléments poreux. Un fluide entre sur la frontière Ouest et sort sur la frontière Est. Les conditions en entrée et en sortie de l'écoulement sont similaires que le problème précédent. Les autres bordures sont imperméables et adiabatiques. A l'intérieur du domaine, deux sources de chaleur sont implémentées (carrés jaunes sur la figure 5). La

source au Nord-Ouest émet une densité de flux S_1 et la deuxième source émet une densité de flux $S_2 < S_1$. Les variables du problème d'optimisation correspondent à la porosité de chaque cellule, les valeurs peuvent être 0,1 ou 0,9. Les objectifs sont de minimiser les pertes de charge (équation 7) et de maximiser la puissance thermique (équation 8). La proportion ϕ fixe le pourcentage des éléments faiblement poreux dans le domaine : $\phi = 60\%$.

L'étude d'optimisation multi-objectifs permet de fournir le front de Pareto tracé dans la figure 5 en haut. La topologie pour le minimum de pertes de charge (figure 5c) correspond à un canal droit plus rétréci comparé aux études précédentes car la proportion est de 60 %. Les pertes de charge ne sont pas égales à 0 puisque certains éléments faiblement poreux bloquent

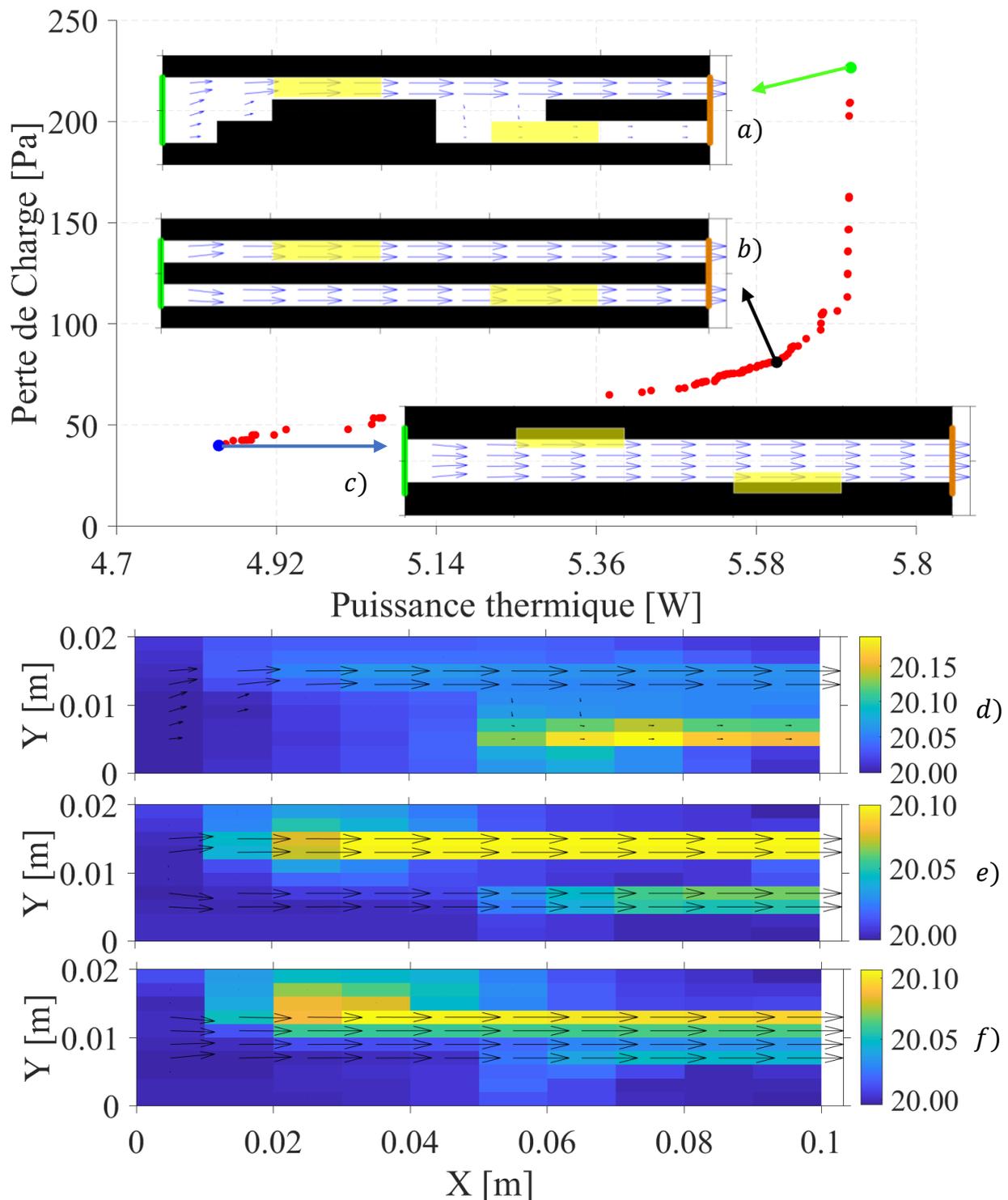


Figure 5 : Représentation du front de Pareto, des cartographies de la température du fluide et de la vitesse d'écoulement pour le maximum de P_{thm} a), pour le minimum de Δp c) et pour la solution optimale b).

l'entrée. De plus, pour le maximum de puissance thermique (figure 5a), l'écoulement se dirige sur la source de chaleur avec la plus forte densité de flux puis se divise en deux conduites qui vont évacuer la chaleur des deux sources. La topologie optimale correspond à deux canaux droits (figure 5b). Dans ce dernier cas, les pertes de charge sont plus élevées car la surface entre les éléments de forte et de faible porosité est plus grande donc il y a plus de force de frottement. La figure 5 en bas montre la température du fluide et la vitesse d'écoulement illustrée par les flèches. La température du fluide augmente au niveau des sources de chaleur puisqu'elle est dépendante de la température du solide. De plus, la cartographie 5d) a une puissance thermique plus grande puisque la différence de température est plus élevée. L'écoulement dissipe mieux la chaleur lorsque sa vitesse est élevée. La cartographie 5f) n'évacue pas correctement la chaleur des sources donc la différence de température est plus faible. Nous remarquons que l'écoulement ne dissipe pas suffisamment la chaleur de la source au Nord-Ouest car le fluide s'échauffe à l'endroit où la vitesse est nulle. La cartographie 5e) permet d'avoir une température assez élevée et donc de dissiper les deux sources de chaleur.

5. Conclusion

Dans cette étude, nous avons appliqué une procédure d'optimisation topologique appliquée à la conduction de chaleur, à l'écoulement d'un fluide et à l'écoulement d'un fluide en milieu poreux avec transferts de chaleur. Les résultats permettent de valider la méthodologie avec des topologies intuitives. Ensuite, les topologies obtenues pour le cas applicatif semblent cohérentes puisqu'elles permettent de minimiser les pertes de charge et de maximiser la puissance thermique échangée. Une perspective intéressante serait d'utiliser différentes géométries plus complexes car le canal droit est le plus intuitif. De plus, tout au long de cette étude, la proportion ϕ est une contrainte que nous avons maintenue constante. Cependant, ϕ doit être une variable du problème dans le cas où l'on souhaiterait optimiser la masse.

Références

- [1] Haertel, Jan & Nellis, Gregory. (2017). A Fully Developed Flow Thermofluid Model for Topology Optimization of 3D-Printed Air-Cooled Heat Exchangers. *Applied Thermal Engineering*. 119. 10.1016/j.applthermaleng.2017.03.030.
- [2] Engelbrecht, K. & Martínez-Maradiaga, David & Haertel, Jan. (2019). Design and Testing of Topology Optimized Heat Sinks for a Tablet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 142. 118429. 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.079.
- [3] Wildi-Tremblay, Philippe & Gosselin, Louis (2007). Layered porous media architecture for maximal cooling; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 3-4, 464-478
- [4] Patankar, S. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow. CRC Press.
- [5] Godunov, S. K. (1959). A finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Sbornik: Mathematics*, vol. 47, 357-393.
- [6] Toro, E. F., Spruce, M., & Speares, W. (1994). Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves*, Vol. 4, No. 1, 25-34.
- [7] Ergun, Sabri. "Fluid flow through packed columns." *Chem. Eng. Prog.* 48 (1952).
- [8] Deb K., Pratap A., Agarwal S. and Meyarivan T. (2002). A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II. *IEEE TRANSACTIONS ON EVOLUTIONARY COMPUTATION*.
- [9] Boichot, Raphaël & Fan, Y. (2016). A genetic algorithm for topology optimization of area-To-point heat conduction problem. *International Journal of Thermal Sciences*. 108. 209-217. 10.1016/j.ijthermalsci.2016.05.015.
- [10] Wang J-J., Jing Y-Y., Zhang C-F. and Zhao J-H. (2009) Review on multi-criteria decision analysis aid in sustainable energy decision-making. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*.

Identification des propriétés thermo-physiques d'un isolant thermique lignocellulosique

Assessment of the thermo-physical properties of a lignocellulosic thermal insulator

Essolé PADAYODI^{1*}, Mohammad AGHAHADI^{1,2}, Saïd ABOUDI², S. Amir BAHRANI³

¹Pôle ERCOS, ELLIADD (EA. 4661) – Université de Bourgogne Franche Comté, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, 90010 Belfort (FR)

²ICB-COMM, UMR 6303, CNRS – Université de Bourgogne Franche Comté, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, 90010 Belfort (FR)

³Institut Mines-Télécom Lille-Douai, Université de Lille (FR)

* (Auteur correspondant : essole.padayodi@utbm.fr)

Résumé – La présente étude vise à caractériser les propriétés hydriques et thermiques d'un isolant lignocellulosique à différentes densités et pour différentes hygrométries de l'air ambiant. La méthode plan chaud est mise en œuvre pour la mesure de sa conductivité thermique λ_{app} et la corrélation des mesures avec les modèles théoriques de Fick et de Park permet d'estimer sa diffusivité massique D_{eff} . Pour l'isolant à 425 kg.m^{-3} et à 30°C , lorsque l'humidité relative augmente de 7,4% à 97%, D_{eff} décroît de $2,81 \times 10^{-11}$ à $0,64 \times 10^{-11} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et λ_{app} croît de 0,03 à $0,04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, soit +30%.

Mots clés : Conductivité thermique, isolant thermique, isotherme de désorption, plan chaud, lin

Abstract – This study aims to characterize the hydric and thermal properties of a lignocellulosic thermal insulator at different densities and for variable humidity of the ambient air. The hot plate method is implemented to measure its thermal conductivity λ_{app} and the correlation of the experiment with the theoretical models of Fick and Park allowed to estimate its mass diffusivity D_{eff} . For the insulator at 425 kg.m^{-3} and at 30°C , when the relative humidity increases from 7.4% to 97%, D_{eff} decreases from 2.81×10^{-11} to $0.64 \times 10^{-11} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ and λ_{app} increases from 0.03 to $0.04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, i.e. +30%.

Keywords: Thermal conductivity, thermal insulator, desorption isotherm, hot plate, flax

Nomenclature

D_{eff}	Diffusivité massique effective, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	n	Nombre moyen des molécules d'eau par cluster.
T	Température, $^\circ\text{K}$		
W	Teneur en eau, %		
e	Épaisseur, m		
a_w	Activité de l'eau		
A_L	Constante de capacité de Langmuir,		
b_L	Constante d'affinité de Langmuir		
k_H	Coefficient de solubilité de la loi de Henry,		
K_a	Constante d'équilibre de la concentration en eau,		
			<i>Symboles grecs</i>
		λ	Conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
		ρ	Masse volumique, kg.m^{-3}
			<i>Indices et exposants</i>
		eq	équilibre
		app	apparent
		eff	effectif
		0	initial.

1. Introduction

Les économies d'énergies constituent actuellement l'un des axes majeurs de réduction des gaz à effet de serre. La conférence des Nations Unies sur le climat (COP21) identifie le chauffage des logements et des bâtiments comme l'un des secteurs majeurs d'émission de gaz

à effet de serre. L'isolation thermique est l'une des solutions mises en œuvre pour réduire la l'énergie consommée au chauffage. Les isolants ligno-cellulosiques présentent le double intérêt d'offrir un pouvoir isolant élevé et un bilan carbone réduit. Mais leurs propriétés d'isolation thermique peuvent être altérées par l'humidité qu'ils peuvent absorber lorsqu'ils sont exposés à un environnement humide. En effet les fibres naturelles ligno-cellulosiques sont fortement hydrophiles et peuvent absorber l'humidité de l'air ambiant jusqu'à un cinquième de leur poids. La phase liquide participe alors aux transferts de chaleur en altérant la résistance thermique de l'isolant. Il peut en résulter une hausse de la consommation d'énergie au chauffage et des émissions associées.

Dans la littérature, de nombreuses études ont abordé l'affinité de l'humidité des matériaux d'origine végétale. Tellez-Perez et al. [1] et Colinart et al. [2] ont respectivement étudié le mécanisme de désorption de l'humidité lors du séchage des produits alimentaires et de son adsorption par les matériaux biosourcés. Les études de Page et al., [3] révèlent qu'après deux jours d'immersion, la fibre de lin peut absorber de l'eau jusqu'à deux fois sa masse et celle du chanvre jusqu'à quatre fois sa masse. Il en résulte une modification des propriétés des matériaux fabriqués à partir de ces fibres végétales. Pour anticiper la variation des propriétés physiques des isolants biosourcés, l'influence de l'humidité relative de l'air ambiant est étudiée. De même, les propriétés thermo-physiques de l'isolant sont fonction de sa masse volumique, c'est-à-dire de son taux de compactage lors de la mise en forme. De ce fait, la caractérisation est menée sur des échantillons de différentes masses volumiques afin de relever aussi l'influence de celles-ci.

2. Mesures expérimentales et estimation théorique

2.1. Le matériau

L'isolant thermique étudié est un Feutre de Fibres de Lin (isolant FFL). L'échantillon FFL (*Fig.1a*) est fabriqué par thermocompression à 105°C d'un mélange de fibres de lin enduites d'une fine couche d'un liant à base d'amidon de maïs modifié « *BATCH - E9879* » de la société Roquette Frères. Une fois mis en forme, l'échantillon FFL se présente sous la forme d'un enchevêtrement de fibres élémentaires de diamètre $20 \leq \phi_f \leq 30 \mu\text{m}$ et de faisceaux de fibres formant des pores interstitiels de près de 500 μm de taille (*Fig.1b*).

La caractérisation est effectuée sur des échantillons FFL₁, FFL₂, FFL₃, FFL₄ fabriqués à des masses volumiques apparentes différentes, respectives de 341 ; 425 ; 597 et 766 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

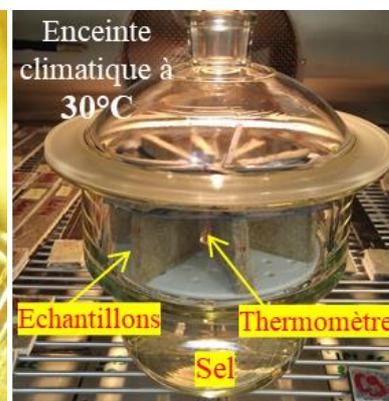
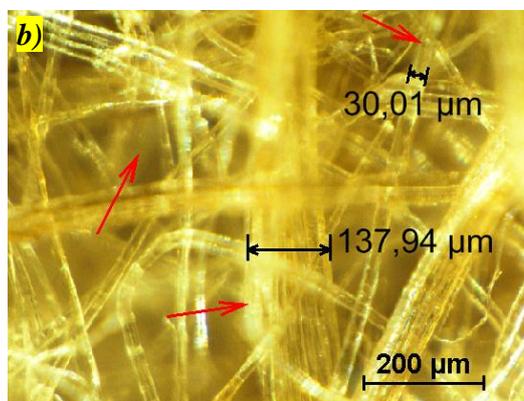


Figure 1 : Échantillon d'isolant thermique FFL ($50 \times 50 \times 4,5 \text{ mm}^3$)
(a), observation par micrographie du FFL (b)

Figure 2 : Test d'adsorption dans un dessiccateur.

2.2. Mesure expérimentale des propriétés hydriques

2.2.1. Adsorption de l'humidité : influence de la masse volumique et de l'humidité relative

Il est essentiel de déterminer :

- d'une part, l'influence de la masse volumique de l'isolant FFL sur son adsorption d'humidité et sur sa conductivité thermique afin d'optimiser sa mise en œuvre, et,
- d'autre part, l'influence de l'humidité relative de l'air ambiant sur le degré d'adsorption d'humidité de cet isolant afin de définir les conditions hygrothermiques de son utilisation. On envisagera ainsi, en cas d'hydrophilie sévère, un traitement hydrofuge pour son utilisation dans des conditions hygrométriques sévères.

A cet effet, des tests d'adsorption d'humidité sont conduits, d'une part, dans une atmosphère à humidité relative constante (7,4%) sur les échantillons de différentes masses volumiques (Fig. 4a) et, d'autre part, sur un échantillon de masse volumique constante, soit l'échantillon FFL₁ à 341 kg.m⁻³, dans des atmosphères d'humidités variables (7,4% ≤ HR ≤ 97%) (Fig. 4b).

L'adsorption d'humidité est conduite suivant la méthode gravimétrique définie par la norme *NF EN ISO 12571*. Chaque test est effectué en disposant des échantillons dans un dessiccateur contenant en son fond une solution saline saturée générant une humidité relative ambiante donnée et en disposant le dessiccateur hermétiquement fermé dans une enceinte climatique maintenue à 30°C pendant toute la durée du test (Fig. 2). La variation de la masse des échantillons est alors relevée par intermittence par pesée afin de déterminer leur teneur en eau. La teneur en eau W (en %) d'un matériau désigne le pourcentage de la masse d'eau qu'il contient par rapport à sa masse sèche.

Chaque test est conduit pendant plus de 164 heures, soit près d'une semaine, afin d'atteindre l'équilibre hygroscopique ($W = W_{eq}$) et que l'isolant n'absorbe presque plus d'humidité, soit une variation de sa masse d'au plus 1% de sa masse anhydre, entre deux mesures consécutives.

2.2.2. Mesure de l'isotherme d'adsorption

Les isothermes d'adsorption sont établis à partir des mesures par la méthode gravimétrique (*NF EN ISO 12571*) définie ci-dessus. Lorsque l'échantillon atteint l'équilibre hygroscopique avec l'atmosphère ambiante, sa teneur en eau correspond à la teneur en eau à l'équilibre W_{eq} .

Par ailleurs, les humidités relatives ambiantes générées dans le dessiccateur définissent l'activité de l'eau a_w . Cette dernière est définie comme le rapport de la pression partielle de l'air humide sur la pression de la vapeur saturante à la même température. Les humidités relatives de 7,4% à 97% correspondent à des activités de l'eau comprises entre 0,074 et 0,97. La courbe de la variation de W_{eq} en fonction de a_w est l'isotherme d'adsorption et est déterminante pour comprendre l'affinité qu'un matériau présente avec l'humidité. Les isothermes d'adsorption sont établies sur l'échantillon de plus faible masse volumique, soit l'échantillon FFL₁ à 341 kg.m⁻³, et sur celui présentant la plus forte masse volumique, soit l'échantillon FFL₄ à 766 kg.m⁻³ (Fig. 5), afin de relever l'influence de la masse volumique sur la capacité d'adsorption d'humidité de cet isolant.

2.3. Mesure expérimentale de la conductivité thermique apparente

La conductivité thermique apparente des échantillons FFL₁, FFL₂, FFL₃ et FFL₄ est mesurée expérimentalement par la méthode « plan chaud asymétrique » [4] et au moyen du dispositif expérimental associé (Fig. 3), amplement expliqués par les travaux antérieurs des auteurs [5].

La méthode « plan chaud asymétrique » est une méthode de mesure en régime permanent dans laquelle une source de chaleur plate (un élément chauffant) génère un flux de chaleur à travers l'échantillon à caractériser et un échantillon de référence disposés de part et d'autre de la source plate. Le banc de mesure comprend un dispositif sur la méthode « plan chaud ». Un générateur de tension alimente l'élément chauffant et une unité d'acquisition enregistre les températures des thermocouples instrumentés sur les faces des deux échantillons.

Cette méthode a été mise en œuvre dans la littérature pour la mesure de la conductivité thermique des isolants et des matériaux hydrophiles naturels tels que la brique [6, 7].

Afin de prendre en compte l'influence de l'humidité sur le pouvoir isolant des échantillons FFL, les mesures de la conductivité thermique sont effectuées sur l'isolant aussi bien à l'état sec qu'à l'état humide. Dans ce dernier cas, l'échantillon séjourne jusqu'à l'équilibre hygroscopique dans une enceinte climatique réglée à une hygrométrie donnée. La conductivité thermique est ensuite mesurée sur l'échantillon humide, le dispositif plan chaud étant disposé dans l'enceinte climatique.

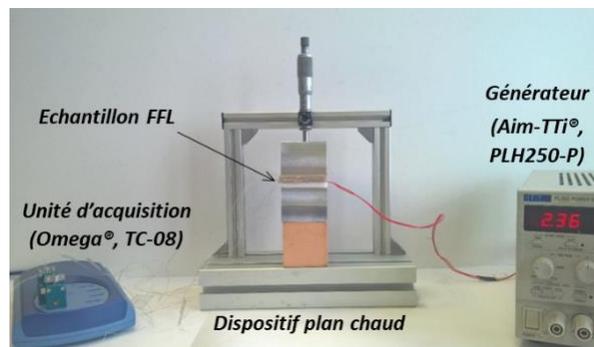


Figure 3 : Mesure expérimentale de la conductivité thermique par le dispositif plan chaud.

2.4. Corrélation des modèles théoriques aux mesures d'adsorption de l'humidité

La corrélation des courbes expérimentales d'adsorption d'humidité et des isothermes d'adsorption aux modèles théoriques permet d'identifier quelques propriétés de ces isolants, en particulier les coefficients de diffusion massique.

2.4.1. Corrélation de l'adsorption de l'humidité au modèle de diffusion de Fick

Du fait de la grande taille des pores de l'isolant thermique FFL ($\geq 500 \mu\text{m}$, Fig. 1b), son adsorption d'humidité par capillarité peut être négligée devant son adsorption par diffusion.

Le modèle de diffusion de Fick est appliqué pour décrire les phénomènes d'adsorption-désorption de l'humidité des fibres végétales, [8].

Dans ce modèle, l'évolution de la teneur en eau $w(z, t)$ suivant l'épaisseur de l'échantillon est donnée par : [9] :

$$\frac{W(z,t)-W_{eq}}{W_0-W_{eq}} = \frac{4}{\pi} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i}{(2i+1)} \cos\left(\frac{(2i+1)\pi}{e} z\right) \exp\left(\frac{-(2i+1)^2 \pi^2 D_{eff}}{e^2} t\right) \quad (1)$$

W_0 et W_{eq} désignant respectivement la teneur en eau initiale et la teneur en eau à l'équilibre, D_{eff} , la diffusivité massique effective et e , l'épaisseur de l'échantillon.

En intégrant l'expression de $w(z, t)$ sur toute l'épaisseur de l'échantillon, on obtient l'évolution de la teneur en eau moyenne $W(t)$ de l'ensemble de l'échantillon, soit [9] :

$$\frac{W(t)-W_{eq}}{W_0-W_{eq}} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{(2i+1)^2} \exp\left(\frac{-(2i+1)^2 \pi^2 D_{eff}}{e^2} t\right) \quad (2)$$

En faisant coïncider les courbes de $W(t)$ avec les valeurs expérimentales (Fig. 4a), on peut identifier la diffusivité massique effective D_{eff} de l'isolant FFL à différentes masses volumiques. A cet effet, D_{eff} (Tab. 1) est estimée en appliquant un algorithme basé sur la méthode des moindres carrés à l'équation précédente.

2.4.2. Corrélation de l'isotherme d'adsorption au modèle de Park

Il existe plusieurs théories d'adsorption de l'humidité. Celle proposée par Park associe plusieurs modes de sorption, notamment la sorption de Langmuir, la sorption selon la loi de Henry et la formation d'amas de molécules d'eau ou clusters d'eau dans des sites donnés [10]. Plusieurs auteurs ont appliqué le modèle multi-sorption de Park pour la caractérisation de l'adsorption d'eau par les fibres végétales [10].

Le modèle d'adsorption de Park est exprimé par l'équation [11] :

$$W_{eq} = \frac{A_L b_L a_w}{1 + b_L a_w} + k_H a_w + K_a a_w^n \quad (3)$$

où A_L est la constante de capacité de Langmuir, b_L , la constante d'affinité de Langmuir, k_H , le coefficient de solubilité de la loi de Henry, K_a , la constante d'équilibre de la concentration en eau (cluster), n , le nombre moyen des molécules d'eau par cluster et a_w l'activité de l'eau.

Comme précédemment, en faisant coïncider la courbe théorique $W_{eq}(a_w)$ avec les valeurs expérimentales de l'isotherme d'adsorption (Fig. 5), on identifie les paramètres du modèle de Park en se servant d'un code de calcul, Matlab notamment.

3. Résultats et discussions

3.1. Adsorption de l'humidité de l'isolant en fibres de lin

La Fig. 4a donne les résultats des tests d'adsorption d'humidité des échantillons de masses volumiques variables confinés dans une atmosphère à une humidité relative constante (7,4%HR) et la Fig. 4b montre les courbes d'adsorption de l'échantillon FFL₁ à 341 kg.m⁻³ confiné dans des atmosphères de différentes humidités relatives (7,4% ≤ HR ≤ 97%).

Les courbes de la Fig. 4a montrent que dans la plage de 341 à 766 kg.m⁻³, la masse volumique influe peu sur l'absorption de l'humidité, les courbes des différents échantillons se situant dans un fuseau restreint. En revanche, selon les résultats de la Fig. 4b, l'hygrométrie du milieu ambiant influe sur l'absorption d'humidité de l'isolant thermique FFL. Sa teneur en eau d'équilibre peut varier du simple au double quand l'humidité relative croît de 7,4% à 97%, néanmoins dans la plage de 56% ≤ HR ≤ 83%, les courbes de teneur en eau présentent un faible écart entre elles. On peut dire que dans cette plage, notamment dans la plage des humidités relatives usuelles (50% ≤ HR ≤ 70%), la variation de l'hygrométrie ambiante influe peu sur l'adsorption d'humidité de l'isolant FFL₁.

La Fig. 5 montre les mesures expérimentales des isothermes d'adsorption des échantillons de plus faible et de plus haute masse volumique, soient FFL₁ et FFL₄. La quasi-absence de l'influence de la masse volumique du FFL sur son adsorption d'humidité se confirme par la parfaite superposition des isothermes de sorption des échantillons FFL₁ et FFL₄, respectivement à 341 et 766 kg.m⁻³ (Fig. 5). En clair, pour une humidité relative donnée, l'isolant FFL atteindra la même teneur en eau d'équilibre quelque soit sa densité, du moins dans la plage de 341 à 766 kg.m⁻³. La forme sigmoïdale de ces isothermes correspond au type II selon la classification BDDT [12] des isothermes d'adsorption, le type II étant caractéristique des matériaux macroporeux comme le montre l'observation micrographique (Fig. 1b).

Les données expérimentales des isothermes de la Fig. 5 sont en accord avec les valeurs des isothermes d'adsorption de matériaux biosourcés rencontrés dans la littérature [13,14].

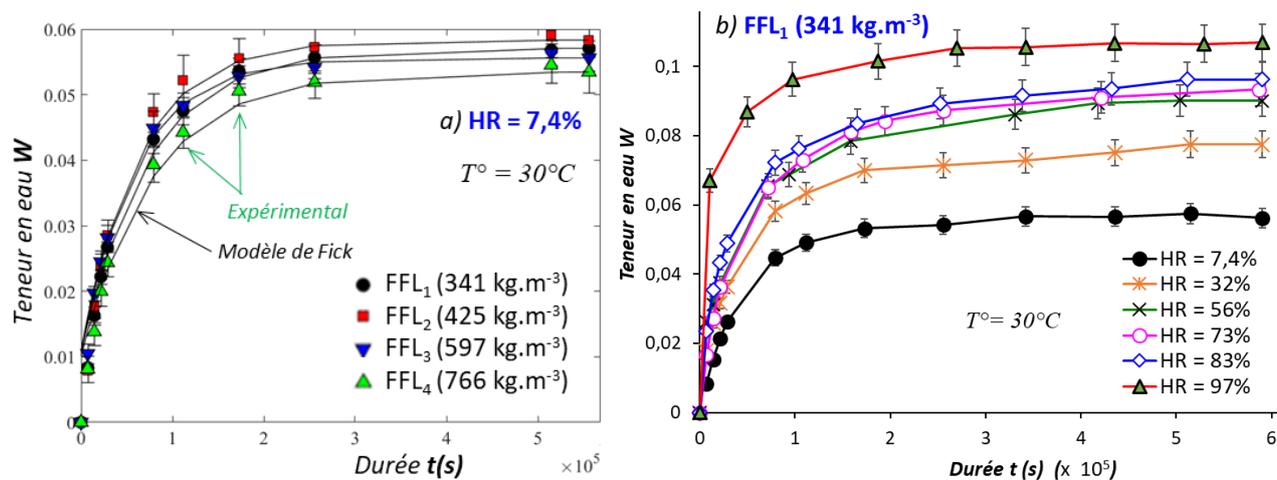


Figure 4 : Variation de la teneur en eau de l'isolant FFL de différentes masses volumiques dans une atmosphère à 7,4 % d'humidité relative et à 30°C (a) et variation de la teneur en eau de l'échantillon FFL₁ exposé à 30°C à différentes humidités relatives (b)

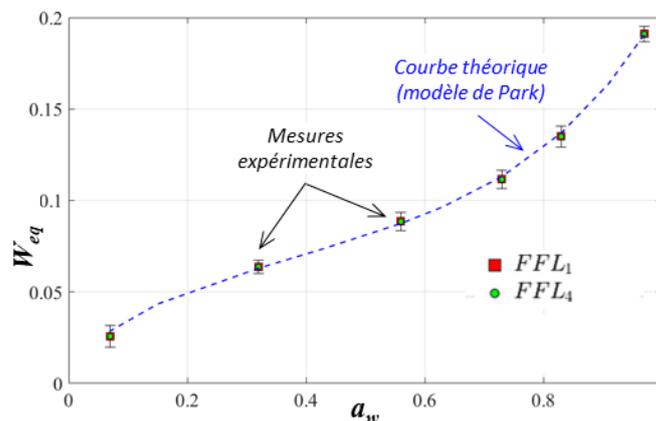


Figure 5 : Courbes expérimentales des isothermes des échantillons FFL₁ (341 k.g.m⁻³) et FFL₄ (766 kg.m⁻³) et courbe du modèle de Park

3.2. Conductivité thermique de l'isolant

La Fig. 6 donne les courbes expérimentales de l'évolution de la conductivité thermique apparente λ_{app} en fonction de la teneur en eau de l'isolant et pour différentes masses volumiques de celui-ci. L'analyse de ces résultats montre plusieurs observations :

- A l'état sec, l'isolant FFL présente une conductivité thermique de l'ordre de 0,03 $W.m^{-1}K^{-1}$ lorsqu'il est fabriqué à une masse volumique comprise entre 341 et 425 $kg.m^{-3}$. Les isolants FFL₁ et FFL₂ présentent ainsi un pouvoir isolant aussi compétitif, voire meilleur, que certains isolants synthétiques et minéraux tels que le polystyrène expansé et la laine de verre. Il est également plus performant que certains isolants biosourcés, notamment la laine de mouton, les isolants en fibres de bois ou en chanvre.

- On peut remarquer que la conductivité thermique augmente sensiblement quand la masse volumique de l'isolant passe de 425 à 597 $kg.m^{-3}$ et à 766 $kg.m^{-3}$, soit une augmentation de λ_{app} de +30% et de +80% respectivement, à l'état sec. En effet, l'augmentation de la masse volumique de l'échantillon s'accompagne d'une diminution de la taille des pores interstitiels et

l'air présente une conductivité thermique ($\sim 0,0262 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 30°C) plus faible que celle de la fibre végétale. Il s'en suit une hausse de la conductivité thermique de l'ensemble de l'isolant. Cette tendance a été rapportée par d'autres études sur les matériaux biosourcés [6, 7].

- Pour une masse volumique donnée, λ_{app} croît avec la teneur en eau de l'isolant. En effet, l'humidité contenue dans le matériau contribue au transfert de la chaleur. Bal et al., [15] rapportent que l'augmentation de la teneur en eau du matériau baisse la résistance thermique de contact avec les thermocouples, en contribuant aussi à l'accroissement de λ_{app} .

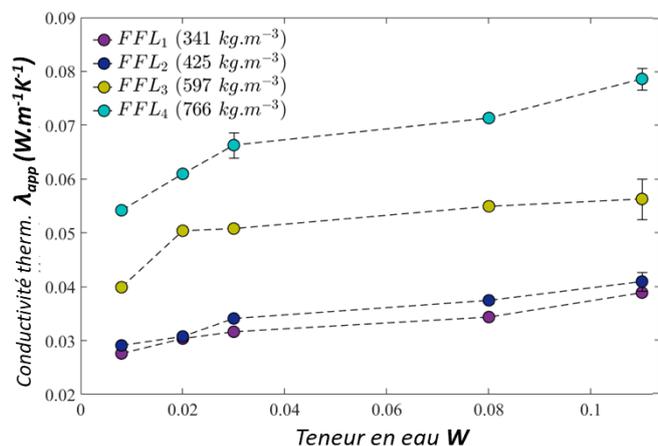


Figure 6 : Variation de la conductivité thermique en fonction de la teneur des échantillons à différentes masses volumiques

Humidité relative HR	Diffusivité massique D_{eff} $m^2\cdot s^{-1}$	Teneur en eau d'éq. W_{eq}
----	$m^2\cdot s^{-1}$	----
	(Incert. $\pm 10^{-13}$)	(Inc. $\pm 5 \times 10^{-3}$)
7,4%	$2,81 \times 10^{-11}$	0,06
32 %	$2,31 \times 10^{-11}$	0,08
56%	$1,94 \times 10^{-11}$	0,10
73 %	$1,36 \times 10^{-11}$	0,12
83 %	$1,02 \times 10^{-11}$	0,13
97 %	$0,64 \times 10^{-11}$	0,18

Tableau 1 : Estimation de la diffusivité massique effective de l'échantillon FFL₂ ($425 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) et teneur en eau d'équilibre

3.3. Estimation de la diffusivité massique effective

Sur la Fig. 4a, les courbes théoriques de la teneur en eau moyenne $W(t)$ (éq. 2) déduite du modèle de diffusion de Fick sont superposées aux mesures expérimentales et sur la Fig. 5, les courbes théoriques $W_{eq}(a_w)$ du modèle d'adsorption de Park (éq. 3) sont superposées aux mesures expérimentales des isothermes.

L'allure des courbes $W(t)$ de la Fig. 4 confirme que la diffusion qui s'opère dans l'isolant FFL est bien du type de la diffusion de Fick. En effet, les courbes montrent une augmentation rapide de l'humidité absorbée suivie d'une baisse progressive de l'adsorption (baisse de la pente de la courbe), puis d'une adsorption nulle correspondant au palier de l'équilibre hygroscopique.

La mise en œuvre de ce modèle pour l'identification de la diffusivité massique D_{eff} est donc cohérente. Les valeurs estimées de D_{eff} sont reportées au tableau 1. La diffusivité massique de l'isolant étudié décroît quasi-linéairement de $2,81 \times 10^{-11}$ à $0,64 \times 10^{-11} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque l'humidité relative de l'air ambiant augmente de 7,4% à 97%. Les valeurs de D_{eff} estimées dans ce tableau sont cohérentes avec les données de la littérature sur les isolants biosourcés [13, 14].

4. Conclusion

Dans la présente étude, les isothermes d'adsorption de l'humidité d'un isolant thermique sous forme d'un feutre de fibres de lin sont établies expérimentalement. Le modèle d'adsorption de Park montre une bonne corrélation avec les résultats expérimentaux. Ce modèle se révèle comme l'un des plus adaptés aux isolants biosourcés. Son mode multi-sorption serait en effet cohérent avec les mécanismes d'adsorption de l'humidité dans un matériau à fibres végétales.

L'étude permet en particulier de relever que si la masse volumique n'influe presque pas sur sa cinétique d'adsorption de l'humidité, elle fait croître sensiblement la conductivité thermique.

En effet, une augmentation de la masse volumique s'accompagne de la fermeture ou de la diminution de la taille des vides interstitiels qui jouent un rôle d'isolant. De même l'hygrométrie augmente significativement la conductivité thermique de l'isolant en altérant son pouvoir isolant. En clair, lorsque la masse volumique de cet isolant thermique croît de 341 à 766 kg.m⁻³ et qu'il passe d'un milieu sec à un milieu à 97% d'humidité relative, sa conductivité thermique croît de 0,030 W.m⁻¹.K⁻¹ à 0,08 W.m⁻¹.K⁻¹, soit une hausse de 160%.

Fabriqué à 425 kg.m⁻³, l'isolant étudié offre les mêmes performances d'isolation que celui à 341 kg.m⁻³ mais est plus consistant pour être utilisé dans le bâtiment.

Références

- [1] C. Tellez-Perez, V. Sobolik, J.G. Montejean-Gaitan et al., Impact of Swell-Drying Process on Water Activity and Drying Kinetics of Moroccan Pepper (*Capsicum annum*). *Dry Technol.*, 33 (2015), 131–142.
- [2] T. Colinart, P.Glouannec, M. Bendouma, P. Chauvelon, Temperature dependence of sorption isotherm of hygroscopic building materials. Part 2: Influence on hygrothermal behavior of hemp concrete, *Energy Build* 152 (2017), 42–51.
- [3] J. Page, M. Sonebi, S. Amziane, Design and multi-physical properties of a new hybrid hemp-flax composite material, *Constr Build Mater.*, 139 (2017), 502–512.
- [4] N. Laaroussi, G. Lauriat, M. Garoum, et al., Measurement of thermal properties of brick materials based on clay mixtures, *Constr Build Mater.*, 70 (2014), 351–361.
- [5] M. Aghahadi, E. Padayodi, S. Abboudi, S.A. Bahrani, Physical modeling of heat and moisture transfer in wet bio-sourced insulating materials, *Rev Sci Instrum.*, 89 (2018).
- [6] O. Vololonirina, M. Coutand, B. Perrin, Characterization of hygrothermal properties of wood-based products – Impact of moisture content and temperature, *Constr Build Mater.*, 63 (2014), 223–233.
- [7] B. Haba, B. Agoudjil, A. Boudenne, K. Benzarti, Hygric properties and thermal conductivity of a new insulation material for building based on date palm concrete. *Constr Build Mater.*, 154 (2017), 963–971.
- [8] G. Abdulla, A. Belghit, K. Allaf, K. Impact of instant controlled pressure drop treatment on moisture adsorption isotherm of cork granules. *Dry. Technol.*, 27 (2009), 237–247.
- [9] K.-E. Atcholi, E. Padayodi, J. Vantomme, K. Kadja, D. Perreux, Experimental study of the drying and modelling of the humidity migration in a clay matrix, *Int. J. Simul. Multidisci. Des. Optim.*, 2 (2008), 91–97
- [10] M. Broudin, V. Led Saux, Le Gac Py, et al., Moisture sorption in polyamide 6.6: Experimental investigation and comparison to four physical-based models. *Polym Test.*, 43 (2015), 10–20.
- [11] A. Bessadok, S. Marais, F. Gouanve, et al., Effect of chemical treatments of Alfa (*Stipa tenacissima*) fibres on water-sorption properties. *Compos Sci Technol.*, 67 (2007), 685–697.
- [12] S. Brunauer, L.S. Deming, W.E. Deming, E. Tellier, On a Theory of the van der Waals Adsorption of Gases, *J Am Chem Soc.*, 62 (1940), 1723–1732.
- [13] F. Gouanve, S. Marais, A. Bessadok, et al., Study of water sorption in modified flax fibers. *J. Appl Polym. Sci.*, 101 (2006), 4281–4289.
- [14] S. Alix, E. Philippe, A. Bessadok, et al., Effect of chemical treatments on water sorption and mechanical properties of flax fibres, *Bioresour. Technol.*, 100 (2009), 4742–4749.
- [15] H. Bal, Y. Jannot, S. Gaye, F. Demeurie, Measurement and modelisation of the thermal conductivity of a wet composite porous medium : Laterite based bricks with millet waste additive. *Constr Build Mater.*, 41 (2013), 586–593.

Thème 9

Modélisation et simulation numérique

Modélisation de l'admission à travers une soupape inverse	417
Tests a posteriori de modèles de sous-maillages dans un écoulement en canal plan à haut nombre de Reynolds et soumis à un fort flux de chaleur	425
Analyse énergétique et exergoéconomique d'un nouveau système solaire combiné (ORC - Système frigorifique à éjection)	433
Phénomènes et régimes d'écoulement supersonique qui gouvernent la fabrication additive par projection à froid.	441
Simulation numérique de l'écoulement dans un éjecteur supersonique	449
Identifications par modèles réduits des propriétés thermiques de matériaux fortement hétérogènes	457
Modèle analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime permanent	465
Modélisation et simulation par exploration statistique de chemins thermiques dans un empilement magnétique refroidi par des caloducs.	473
Etude des performances thermiques et dynamiques d'un écoulement de nano-fluides dans une conduite cylindrique	481
Modélisation et simulation numérique de l'ablation laser nanoseconde	489

Modélisation de l'admission au travers d'une soupape inverse

Modelling the admission through a reverse valve

Martin QUINTANILLA^{1,2*}, François LANZETTA¹, Sylvie BÉGOT¹, Pierre RANC²

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

²Ananké

14 rue des Entrepreneurs, Parc Technologique, 90000 Belfort, France

* (auteur correspondant : martin.quintanilmun@femto-st.fr)

Résumé – L'objectif de cet article est d'estimer le coefficient de décharge C_d d'une soupape inverse à l'admission. Un modèle simple est développé pour le cas de l'admission d'air à travers une soupape inverse dans une enceinte à volume constant. Le modèle est confronté à des données expérimentales pour sa validation. Les résultats montrent une influence de la pression d'admission dans l'estimation du C_d et sur le début d'admission de la masse d'air.

Mots-clés : moteur Ericsson ; soupape ; modélisation ; remplissage ; coefficient de décharge

Abstract – The main purpose of this article is to estimate the discharge coefficient C_d of a reverse inlet valve. A simple model is developed for the case of air intake through a reverse valve in a constant volume enclosure. The model is confronted with experimental data for its validation. The results show an influence of the intake pressure in the estimation of C_d and on the start of intake of the air mass.

Keywords: Ericsson engine; valve; modelling; filling; discharge coefficient

Nomenclature

C_d	coefficient de décharge	<i>Symboles grecs</i>	
d	diamètre de la soupape, m ²	γ	indice adiabatique
L	levée de la soupape, m	ω	vitesse, m.s ⁻¹
M	masse, kg	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	d	aval
P	pression, kPa	i	entrée
r	constante massique de l'air, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	u	amont
S	section de passage, m ²		
T	température, K		

1. Introduction

En 1883, l'américain d'origine suédoise John Ericsson inventa le moteur qui porte son nom. Le moteur Ericsson fait partie des machines à apport de chaleur externe (MACE) tout comme le moteur Stirling. Ces moteurs présentent une différence importante : la présence (Ericsson) ou pas (Stirling) d'organes d'isolation en amont et en aval des enceintes de compression et détente. La présence des organes d'isolation, que l'on appellera soupapes, produit une perte de charge et une consommation énergétique supplémentaire [1]. Il existe plusieurs études [2, 3] sur les soupapes qu'on appellera classiques, mais le cas des soupapes inverses n'est quasiment pas abordé dans la littérature (Figure 1).

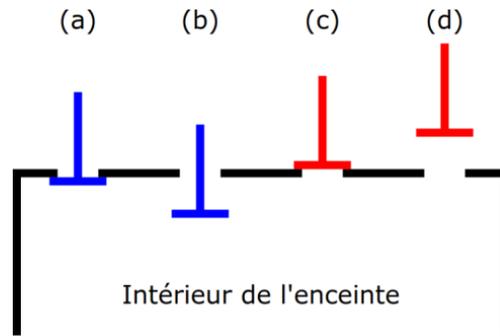


Figure 1 : (a) soupape classique fermée, (b) soupape classique ouverte, (c) soupape inverse fermée et (d) soupape inverse ouverte

La société Ananké envisage l'utilisation de soupapes inverses à l'admission dans l'enceinte de détente d'un moteur en cours de développement. Dans cet article, nous présentons un modèle 0D pour l'admission d'air à travers une soupape inverse. Les résultats du modèle sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus dans une enceinte à volume constant. Le but est d'estimer la valeur du coefficient de décharge C_d de la soupape inverse à l'admission.

2. Système modélisé

Le système modélisé correspond à une enceinte à volume constant équipé d'une soupape d'admission. Le fluide de travail est de l'air considéré comme un gaz parfait. L'air est admis à une pression supérieure à la pression atmosphérique, contourne la soupape, traverse l'orifice de passage et rentre dans l'enceinte, laquelle est initialement à la pression ambiante. L'enceinte est considérée adiabatique.

2.1. Admission

2.1.1. Débit massique

Le débit massique d'air qui traverse la soupape vers l'enceinte est calculé en utilisant l'équation de Barré de Saint-Venant, expression souvent rencontrée dans les modèles dynamiques sur le moteur Ericsson [4, 5, 6, 7, 8, 9]. Le débit d'air qui traverse la soupape est décrit par une équation pour des fluides compressibles à travers une restriction [3, 10, 11, 12]. Le débit massique d'air a ainsi pour expression :

$$\dot{m} = C_d S P_u \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)rT_u} \left[\left(\frac{P_d}{P_u}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_d}{P_u}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \quad (1)$$

La valeur du débit massique d'air ne dépend pas du rapport de pressions aval / amont lorsque la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{P_d}{P_u} \leq \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2)$$

et son expression est alors :

$$\dot{m} = C_d S P_u \sqrt{\frac{\gamma}{rT_u} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3)$$

2.1.2. Section de passage

Dans les équations précédentes, S correspond à la surface de passage. Cette surface est calculée comme la surface dite de « curtain » ou de rideau [10], équation (4), avec L et d la levée et le diamètre de la soupape respectivement, pour des valeurs comprises entre 0 et $\pi d^2/4$.

$$S = \pi dL \quad (4)$$

Dans le modèle, la surface de passage S ne pourra excéder la valeur $\pi d^2/4$ correspondant à la section de passage maximale libre (Figure 2).

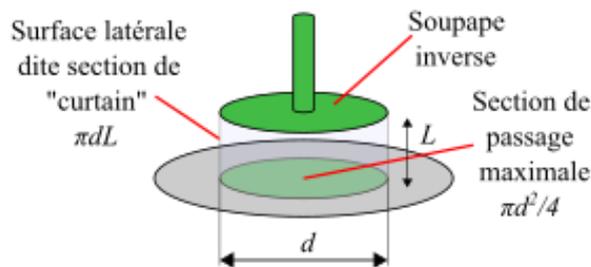


Figure 2 : Section de passage de « curtain » et section de passage maximale libre

2.2. Enceinte

À partir de la première loi de la thermodynamique et l'hypothèse du gaz parfait on obtient l'équation (5) qui permet de calculer la température à l'intérieur de l'enceinte à volume constant possédant une entrée et considérée adiabatique.

$$\frac{dT}{dt} = \left(\gamma T_i - T + \frac{1}{2} \omega_i^2 \left(\frac{\gamma-1}{r} \right) \right) \frac{\dot{m}_i}{M} \quad (5)$$

Le volume est considéré comme constant. Par conséquent, la variation temporelle de pression à l'intérieur de l'enceinte (équation 6) dépend de la variation temporelle de la masse et de la température du gaz :

$$\frac{dP}{dt} = P \left(\frac{1}{M} \frac{dM}{dt} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \right) \quad (6)$$

La variation temporelle de la masse de gaz est égale au débit de gaz admis (équation 7) dans l'enceinte :

$$\frac{dM}{dt} = \dot{m}_i \quad (7)$$

3. Confrontation avec l'expérimentation

Les résultats obtenus à partir du modèle développé sont confrontés aux données expérimentales fournies par la société Ananké. Les essais ont été réalisés dans l'enceinte de détente du banc d'essai du MACE à soufflet [13, 14], pour quatre pressions d'admission (125, 150, 250 et 350 kPa) et trois volumes pour l'enceinte (166, 369 et 518 cm³). Le banc d'essais est représenté sur la Figure 3. L'admission d'air est réalisée dans une culasse équipée des soupapes d'admission et de refoulement (Figure 4) commandées par des électrovannes.

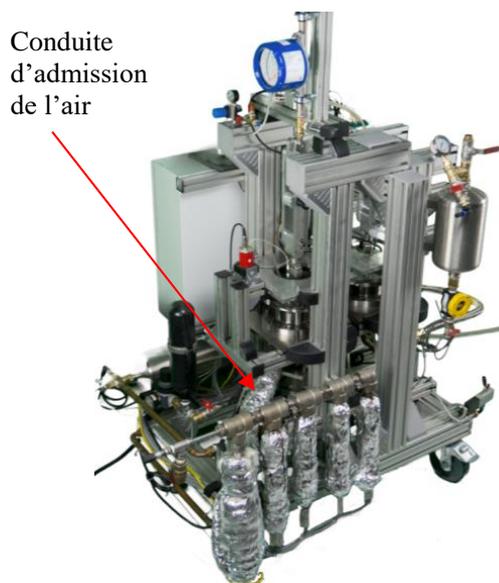


Figure 3 : Banc d'essai

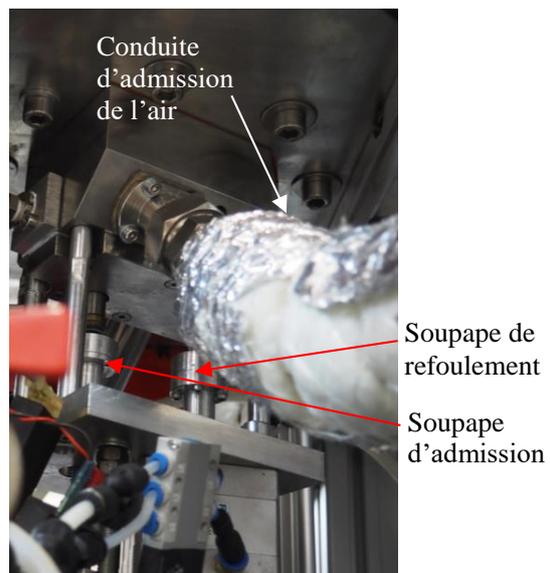


Figure 4 : Détail de la culasse équipée des soupapes d'admission et de refoulement d'air

Le volume varie légèrement pendant l'essai car il ne s'agit pas d'une enceinte à parois rigides mais de soufflets (Figure 5). Des essais expérimentaux de déformations statiques ont montré que ces variations de volume sont de l'ordre de $\pm 1,2 \text{ cm}^3$ à 125 kPa pour le volume 166 cm^3 et $\pm 2,3 \text{ cm}^3$ à 350 kPa pour le volume 518 cm^3 . Ces variations de volume sont dues à la déformation des ondulations métalliques (Figure 6).

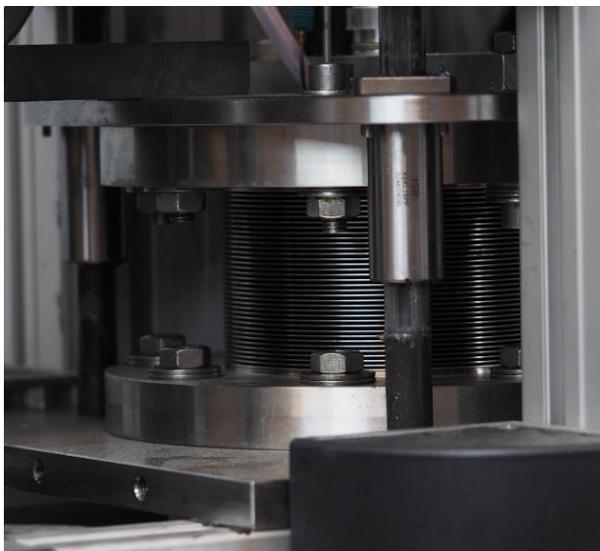


Figure 5 : Soufflet métallique à diaphragmes

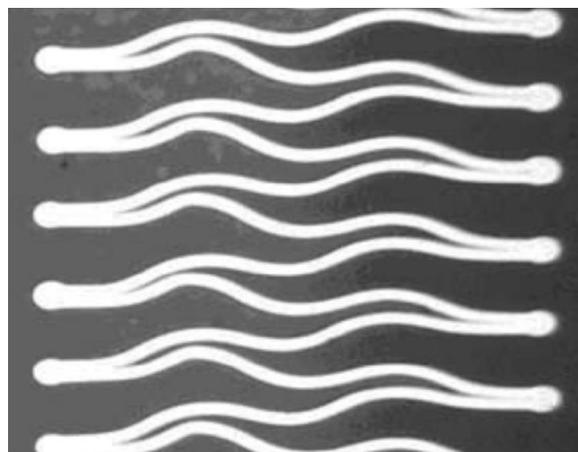


Figure 6 : Coupe métallographique du soufflet à diaphragme

Les mesures présentent des incertitudes élargies de : $3,9 \text{ }^\circ\text{C}$ pour les capteurs de température (étendue de mesure de -10°C à 500°C), $24\,766 \text{ Pa}$ pour les capteurs de pression sauf celui de la pression de l'enceinte, pour lequel l'incertitude est de $20\,958 \text{ Pa}$ (étendue de mesure de 0 bar à 10 bar) et 3 cm^3 sur le volume de soufflet (étendue de mesure de 85 cm^3 à 600 cm^3) [14].

La Figure 7 montre la pression atmosphérique, amont, aval et à l'intérieur de l'enceinte tout au long d'un cycle complet, lequel est composé d'une phase d'admission (montée de la pression dans l'enceinte), suivie d'une phase d'équilibrage et finalement la vidange de l'enceinte. La

pression atmosphérique n'est pas visible car elle est cachée par la pression aval. La Figure 8 présente la variation de la pression correspondant à l'admission, phase à laquelle on s'intéresse dans ce travail.

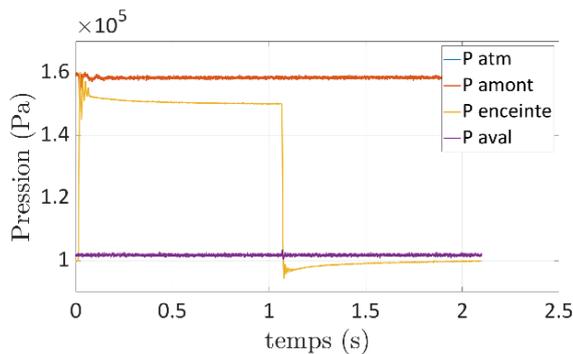


Figure 7 : Cycle complet d'un essai : admission, établissement et échappement

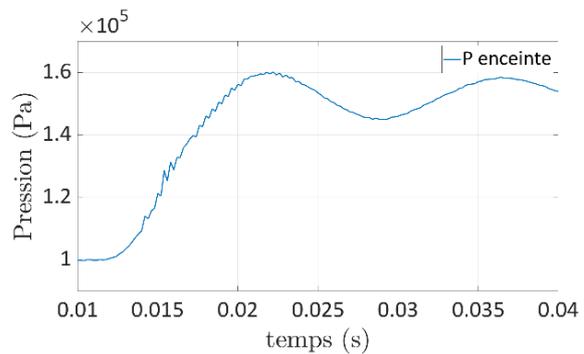


Figure 8 : Variation de la pression dans l'enceinte. Première partie de l'admission

Les Figure 9 (a-f) présentent la confrontation des données expérimentales avec les résultats obtenus à partir du modèle. Les images montrent la variation de la pression dans l'enceinte en fonction du temps. On observe que la pression augmente, conséquence de l'ouverture de la soupape, qui permet l'entrée d'une masse d'air. Pour les volumes plus petits de 166 cm^3 (Figure 9 a-b), la pression dépasse la pression de consigne de 6 % (Figure 9a) lors de la première oscillation de pression et s'atténue ensuite. Au fur et à mesure que le volume augmente (Figure 9 c-f), on observe que le dépassement de la première onde est moins important.

On constate que le modèle 0D n'arrive pas à suivre les oscillations de pression. Il faudrait adapter un modèle d'ordre supérieur afin de représenter correctement ces oscillations [2]. Les oscillations de pression sont dues au comportement instationnaire du remplissage de l'enceinte. La combinaison d'une durée très courte du remplissage par rapport au temps nécessaire pour que l'air atteigne son équilibre et la compressibilité du fluide, génèrent une propagation des ondes de pression à l'admission.

L'objectif de ce travail est d'estimer la valeur du coefficient de décharge C_d pour une soupape de type inverse (Figure 1). On observe qu'à 150 kPa les courbes issues du modèle, qui s'approchent le plus des mesures expérimentales, correspondent à une valeur de coefficient de décharge $C_d = 0,4$. Pour des essais à une pression proche de 350 kPa , nous obtenons une valeur supérieure du coefficient de décharge et $C_d = 0,5$. On constate ainsi une augmentation logique du coefficient de décharge C_d avec la pression.

La pression d'admission a donc une influence plus importante que le volume de l'enceinte dans la variation de la pente de la pression pendant la première partie de l'admission d'air. Le volume quant à lui influence le premier dépassement de la pression. On montre que le dépassement de la première oscillation de pression baisse avec l'augmentation du volume. On observe, dans les résultats expérimentaux, que plus la pression d'admission augmente, plus le temps de montée de la soupape est retardé. En effet, dans le cas d'une soupape inverse, l'air à haute pression est en amont de la soupape et exerce une pression sur la soupape en la poussant vers le cylindre, ce qui a pour effet de retarder la levée de la soupape à l'admission.

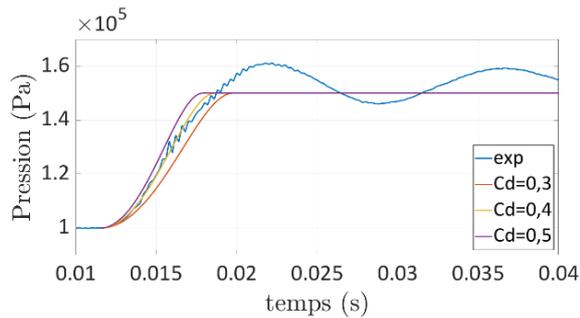
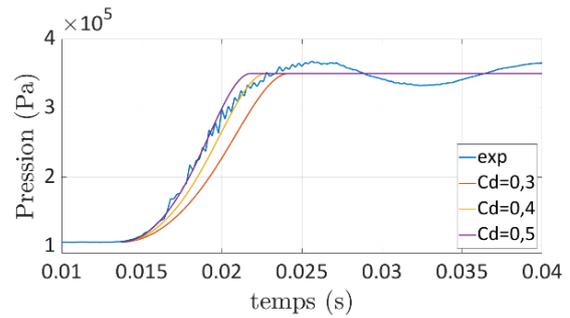
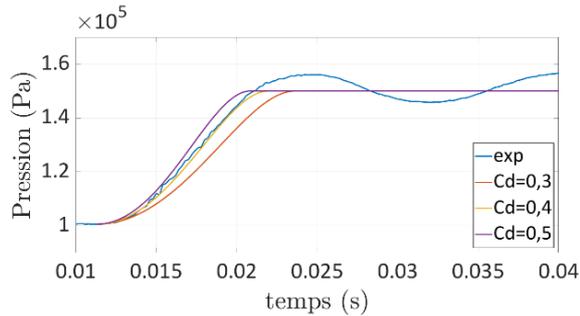
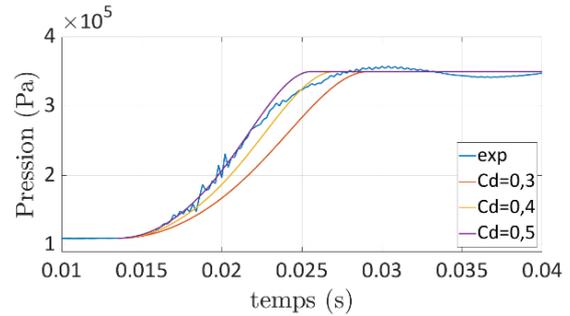
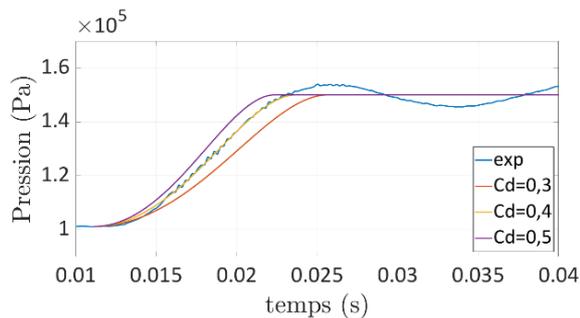
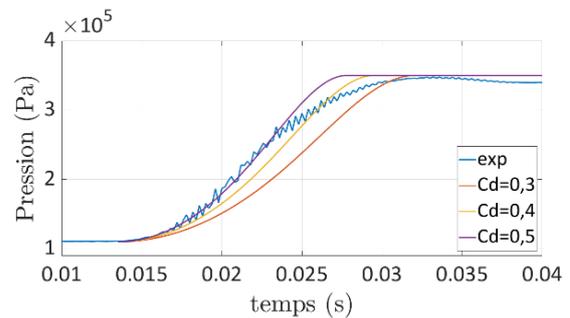

 (a) $P=150 \text{ kPa}$ et $V=166 \text{ cm}^3$

 (b) $P=350 \text{ kPa}$ et $V=166 \text{ cm}^3$

 (c) $P=150 \text{ kPa}$ et $V=369 \text{ cm}^3$

 (d) $P=350 \text{ kPa}$ et $V=369 \text{ cm}^3$

 (e) $P=150 \text{ kPa}$ et $V=518 \text{ cm}^3$

 (f) $P=350 \text{ kPa}$ et $V=518 \text{ cm}^3$

Figure 9 : Evolution expérimentales et simulées de la pression dans l'enceinte

La Figure 10 décrit la levée de la soupape pour le cas d'une pression d'admission de 350 kPa et trois différents volumes. On observe que la variation du volume de l'enceinte n'a pas d'impact sur le début d'ouverture de la soupape. La soupape commence à s'ouvrir au même instant dans les trois cas.

La Figure 11 présente l'évolution de la levée de la soupape pour le cas d'un volume de 518 cm^3 et trois pressions différentes. On observe un retard de l'ouverture de la soupape au fur et à mesure que la pression d'admission augmente, ce retard est de $1,5 \text{ ms}$ environ à 350 kPa pour une durée totale d'ouverture/fermeture de 60 ms , ce qui explique le retard au début de la phase d'augmentation de la pression à l'intérieur de l'enceinte. La levée des soupapes est effectuée grâce à des électrovannes et non un arbre à cames ce qui accentue ce retard.

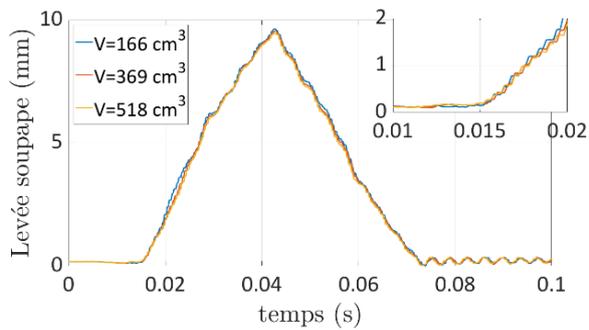


Figure 10 : Levée de la soupape pour une pression d'admission de 350 kPa

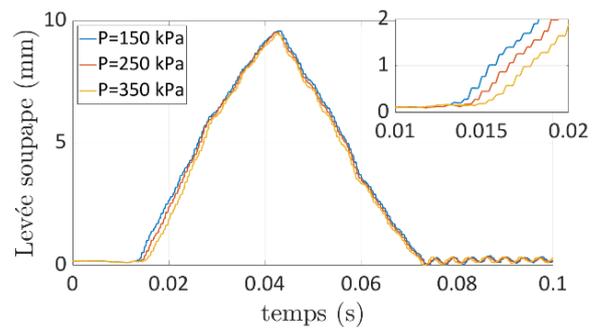


Figure 11 : Levée de la soupape pour une enceinte de 518 cm³

4. Conclusion

Cet article présente une modélisation 0D dans le but d'estimer le coefficient de décharge C_d d'une soupape inverse à l'admission. Le coefficient de décharge C_d estimé peut être utilisé, dans un premier temps, dans un modèle global d'un moteur Ericsson à cylindre constitué d'un soufflet métallique (réalisé par la société Ananké) ou toute autre machine qui emploierait une soupape de type inverse à l'admission. La confrontation des résultats du modèle et des essais expérimentaux ont permis de déterminer les valeurs de coefficients de décharge $C_d = 0,4$ et $C_d = 0,5$ aux pressions d'admission respectives 150 kPa et 350 kPa.

Le coefficient de décharge C_d dépend majoritairement de la pression d'admission de l'air tandis que l'influence du volume de l'enceinte reste négligeable. Cette pression d'admission a aussi une influence sur l'ouverture de la soupape du fait de son type inverse. En effet, l'effort d'ouverture de la soupape est en sens inverse de l'effort de pression mécanique causé par l'écoulement du gaz. Donc, les efforts mécaniques sur la soupape inverse augmentent avec la pression d'admission du gaz et engendrent un retard à son ouverture. Ceci aura un impact sur le rendement du moteur Ericsson. Par contre, en phase de refoulement, l'effet est inversé et l'ouverture de la soupape devrait s'en trouver facilitée et accélérée.

Cependant, bien que ce modèle ne permette pas de suivre le dépassement de la pression à l'intérieur de l'enceinte ni de suivre les ondes d'oscillation de la pression pendant la phase d'admission, les premiers résultats sont encourageants. Ils nous projettent sur l'adoption d'un modèle théorique, en cours de développement, plus performant qui nous permettra par la suite d'étudier les performances d'une deuxième géométrie de moteur Ericsson.

Références

- [1] P. Stouffs, Le moteur d'Ericsson, un moyen de valorisation de l'énergie thermique à réhabiliter ? *Revista Termotecnica*, 2 (2002), 37-42.
- [2] A. Piton, Contribution à la modélisation unidimensionnelle des soupapes de moteurs à combustion interne : études expérimentale et numérique. Thèse de l'Ecole Centrale de Nantes, 2011.
- [3] Q. Yu, Y. Shi, and M. Cai, Working characteristics of variable intake valve in compressed air engine, *The Scientific World Journal*, 2014, (2014), 1-9.
- [4] A. Fula, F. Sierra, and P. Stouffs, Etude théorique de l'influence des transferts thermiques au travers des parois des cylindres d'un moteur Ericsson, *20^e Congrès Français de Thermique*. (Bordeaux-Talence, 29 mai – 1^{er} juin, 2012), 309–316.

- [5] F. Lontsi, O. Hamandjoda, K. Fozao, P. Stouffs, and J. Nganhou, Dynamic simulation of a small modified Joule cycle reciprocating Ericsson engine for micro-cogeneration systems, *Energy*, 63, dec, (2013), 309–316.
- [6] F. Lontsi, O. Hamandjoda, K. F. Djanna, P. Stouffs, and J. Nganhou, Dynamic modeling of a small open Joule cycle reciprocating Ericsson engine: simulation results, *Energy Science & Engineering*, 1, aug, (2013), 109–117.
- [7] M. Creyx, E. Delacourt, C. Morin, and B. Desmet, Dynamic modelling of the expansion cylinder of an open Joule cycle Ericsson engine: A bond graph approach, *Energy*, 102, may, (2016), 31–43.
- [8] D. Stanciu and V. Bădescu, Solar-driven joule cycle reciprocating Ericsson engines for small scale applications. From improper operation to high performance, *Energy Conversion and Management*, 135, mars, (2017), 101–116.
- [9] M. N. Ngangué and P. Stouffs, Dynamic simulation of an original Joule cycle liquid pistons hot air Ericsson engine, *Energy*, 190, (2020), 116293.
- [10] J. Heywood, *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988.
- [11] X. Wang, T.-C. Tsao, C. Tai, H. Kang, and P. N. Blumberg, Modeling of Compressed Air Hybrid Operation for a Heavy Duty Diesel Engine, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131, 05, (2009), 052802.
- [12] Y. Shi and M. Cai, Working characteristics of two kinds of air-driven boosters, *Energy Conversion and Management*, 52, 12, (2011), 3399 – 3407.
- [13] P. Ranc, F. Lanzetta, P. Nika, E. Gavignet, and G. Layes, Contribution expérimentale à l'amélioration de l'efficacité d'un compresseur à soufflet métallique de machine thermique à apport de chaleur externe, *27^e Congrès Français de Thermique*, (Nantes, 3-6 juin, 2019), 305-312.
- [14] P. Ranc, Contribution au développement d'un Moteur à Apport de Chaleur Externe à soufflets métalliques. Etude théorique, conception, réalisation et caractérisation expérimentale. Thèse de l'Université Bourgogne Franche-Comté, 2019.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Région Bourgogne Franche-Comté (Convention 2017Y-01206) pour son soutien financier dans le déroulement des travaux, ainsi qu'à l'Ecole Universitaire de Recherche EIPHI (contrat "ANR-17-EURE-0002").

Tests a posteriori de modèles de sous-maillages dans un écoulement en canal plan à haut nombre de Reynolds et soumis à un fort flux de chaleur.

A posteriori subgrid modeling tests in a channel flow characterized by high Reynolds number and intense heat transfer.

Martin DAVID^{1*}, Adrien TOUTANT¹, Françoise BATAILLE¹

¹Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan via Domitia, Tecnosud-Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan - France

*(auteur correspondant : martin.david@promes.cnrs.fr)

Résumé - La présente étude concerne la simulation numérique des écoulements anisothermes dans les récepteurs solaires surfaciques à gaz sous-pression. Un écoulement d'air turbulent, dans un canal plan bi-périodique, à bas nombre de Mach et haut nombre de Reynolds de frottement est considéré. On effectue des tests *a posteriori* en vue de confronter les résultats obtenus par différents modèles de turbulence utilisés en simulation des grandes échelles à une simulation numérique directe. Des approches fonctionnelles, structurelles et mixte sont comparées. L'analyse porte sur des grandeurs intégrales liées à la dynamique et à la thermique de l'écoulement, des grandeurs moyennées et des écarts types de certaines d'entre elles.

Mots-clés : Transferts de chaleur ; Turbulence ; Récepteurs solaires ; Simulation numérique directe ; Simulation des grandes échelles.

Abstract - This study deals with numerical simulation of anisothermal flows in gas pressurized solar receiver. A turbulent air flow, in a bi-periodical channel, at low Mach number and high Reynolds number is considered. *A posteriori* tests are performed in order to compare results of several turbulence models of large eddy simulations with a direct numerical simulation. Functional, structural and mixed models are evaluated. Dynamic and thermal integral values characterizing the flow, as well as mean and fluctuating values of velocity and temperature are analysed.

Keywords: Heat transfers; Turbulence; Solar Receiver; Direct numerical simulation; Large eddy simulation.

Nomenclature

f	frottement, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	τ	tenseur sous-maille (corrélation vitesse-vitesse, conservation quantité de mouvement)
\dot{m}	débit massique, kg s^{-1}	Φ	Flux de chaleur, kW m^{-2}
N_i	nombre de points dans la direction i	<i>Indices et exposants</i>	
U_c	vitesse au centre du canal, m s^{-1}	$\bar{\cdot}$	filtre volumique
<i>Symboles grecs</i>		b	bulk
α	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	ch	côté chaud
Δ_i^+	taille de maille adimensionnée (direction i)	fr	côté froid
μ	viscosité dynamique, Pa s	p	paroi
ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	rms	écart type
π	tenseur sous-maille (corrélation masse volumique-vitesse, conservation d'énergie)	τ	frottement

1. Introduction

Le récepteur solaire des centrales à tour est un élément critique puisqu'il doit transférer la chaleur issue du rayonnement concentré vers le fluide caloporteur. L'optimisation de l'absorbeur solaire consiste à maximiser les échanges énergétiques tout en minimisant les pertes de charges dues au frottement avec les parois. Afin de permettre l'amélioration de ce composant il est fondamental de comprendre les phénomènes physiques complexes mis en jeu. Ces derniers sont liés au fort gradient de température entre les parois et au grand nombre de Reynolds caractérisant les écoulements dans le récepteur solaire. La simulation numérique de ces écoulements offre la possibilité d'appréhender leurs spécificités grâce à la résolution des équations de Navier-Stokes et d'énergie. Dans ces travaux, le récepteur solaire est assimilé à un canal plan bi-périodique. Cette géométrie simplifiée permet de reproduire les caractéristiques des écoulements au sein du système. Au prix d'un coût de calcul très important, les Simulations Numériques Directes (SND) fournissent des résultats de référence en résolvant la quasiintégralité du spectre de la turbulence. Les Simulations des Grandes Échelles (SGE), quant-à-elles, offrent un coût de calcul plus raisonnable grâce à l'introduction de modèles de turbulence dont le but est de reproduire les effets des petites échelles de turbulence, non calculées, sur les grandes. Il existe différents modèles de turbulence reposant sur des hypothèses variées. Pour juger la pertinence des modèles, il convient d'effectuer des comparaisons *a posteriori* des modèles de turbulence des SGE avec une SND [1, 2]. Les tests *a posteriori* permettent d'évaluer les modèles en tenant compte de l'accumulation des erreurs numériques, de troncature et de modélisation [3].

De nombreuses études traitent des écoulements en canal plan bi-périodique mais la plupart sont effectuées en conditions isothermes [2, 4, 5, 6]. En outre, les travaux en situation anisotherme traitent majoritairement la température comme un scalaire passif [7]. Cela signifie que les effets de la température n'affectent pas l'écoulement. Récemment, des comparaisons entre des résultats de SGE et de SND en conditions anisothermes et en tenant compte des effets de dilatation ont été menées [1, 8] mais elles sont opérées pour des simulations à nombre de Reynolds et niveaux de température faibles au regard des conditions rencontrées dans les récepteurs solaires des centrales à tour. À la connaissance des auteurs, les travaux présentés dans cet article comblent un manque dans la littérature en proposant une comparaison *a posteriori* des modèles de turbulence des SGE dans des conditions opératoires des centrales à tour en tenant compte du couplage entre la dynamique de l'écoulement et la température. L'objectif des travaux est d'apprécier la qualité des modèles dans ces conditions extrêmes. On jugera principalement la fidélité des résultats sur des grandeurs intégrales, moyennées et des écarts types de certaines de ces grandeurs liées à la dynamique et à la thermique de l'écoulement.

Les équations de Navier-Stokes sous l'hypothèse d'un bas nombre de Mach et les modèles de turbulence sont présentés dans la section 2. La géométrie, le maillage, les conditions limites et la méthode numérique sont développés dans la section 3. Enfin, les résultats sont discutés dans la section 4.

2. Résolution du problème

2.1. Équations de Navier-Stokes sous l'approximation bas nombre de Mach

Les récepteurs solaires à gaz sous-pression sont caractérisés par un grand nombre de Reynolds et des niveaux de température élevés. Néanmoins la forte pression dans l'absorbeur solaire (10 bars) permet de conserver un nombre de Mach suffisamment faible pour appliquer l'approximation bas nombre de Mach proposée par Paolucci [9]. Le détail des équations uti-

lisées est donné par Dupuy *et al.* [2] Le gaz circulant dans le récepteur est de l'air. Il est assimilé à un fluide Newtonien respectant la loi des gaz parfaits. La capacité thermique à pression constante est prise à la moyenne des températures de parois et est considérée constante : $C_p = 1155 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Dans ces conditions, le nombre de Prandtl est de 0,87. La constante spécifique de l'air, r , est déterminée grâce à la relation de Mayer et vaut $330 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Les propriétés du fluide varient avec la température, en particulier, la viscosité dynamique qui suit la loi de Sutherland [10]. Lors des SGE, seule une partie du spectre de la turbulence est résolue. Un filtrage implicite est appliqué. Les échelles plus petites que la taille du filtre sont modélisées. Les deux termes sous-mailles les plus importants et étudiés dans les travaux de Dupuy *et al.* [1] sont modélisés. Ils sont associés à la convection de la quantité de mouvement pour l'un et à la corrélation entre la masse volumique et la vitesse pour l'autre. Dans cette étude l'ensemble des modèles sont testés avec un filtre de Favre, noté $(\tilde{\cdot})$, tel que $\tilde{\Phi} = \overline{\rho\Phi}/\bar{\rho}$ pour toute variable Φ . La formulation Favre est souvent utilisée pour la résolution d'écoulements compressibles [11].

2.2. Modèles de turbulence des Simulations des Grandes Échelles

Les termes sous-mailles associés à la corrélation vitesse-vitesse, $\tau_{ij} = \widetilde{U_j U_i} - \widetilde{U_j} \widetilde{U_i}$, et à la corrélation entre la masse volumique et la vitesse, $\pi_{ij} = \widetilde{U_j/\rho} - \widetilde{U_j}/\bar{\rho}$, sont étudiés. Les modèles de turbulence des SGE sont construits à partir des propriétés connues de l'écoulement et visent à reproduire les effets des petites échelles de turbulence sur les grandes. On distingue les modèles fonctionnels des modèles structurels. Dans la suite les abréviations des modèles sont écrits entre parenthèses. Les valeurs des constantes utilisées sont celles recommandées par les auteurs des différentes approches. Elles suivent l'abréviation des modèles (le premier chiffre correspond aux unités puis les deuxième et troisième aux dixièmes et centièmes).

2.2.1. Modèles fonctionnels

Les modèles fonctionnels supposent un transfert d'énergie unilatéral des grandes structures vers les petites échelles par un processus analogue à la diffusion moléculaire. La remontée de la cascade d'énergie est alors négligée. La viscosité sous-maille relie le tenseur sous-maille, τ_{ij} , au tenseur des taux de déformation. On teste les modèles fonctionnels scalaires suivant : WALE (wal055) [12], Sigma (sig100) [13] et AMD (amd030) [14]. La version tensorielle, $H_{ij}^{(4)}$ proposée par Dupuy [1], du modèle AMD pour la quantité de mouvement est également mise à l'épreuve afin de mieux tenir compte de l'anisotropie de l'écoulement. Elle est combinée au modèle AMD scalaire [15] pour la thermique. La combinaison AMD tensoriel-AMD scalaire est abrégée en AMD tensoriel (amdt030) dans ce qui suit pour des raisons de présentation.

2.2.2. Modèles structurels

Deux modèles structurels sont examinés : le modèle de gradient (grd100) [16] reposant sur un développement en série de Taylor du filtre et le modèle de similarité d'échelle (sim100) [17] supposant que la structure du tenseur construit sur la base des échelles sous-mailles est analogue à celle issue des plus petites échelles résolues.

2.2.3. Modèle mixte

On étudie un modèle couplant les deux stratégies présentées plus haut. Les modèles mixtes visent à tirer parti des avantages respectifs des deux méthodes. La modélisation fonctionnelle est généralement efficace pour déterminer les transferts d'énergie vers les petites échelles de

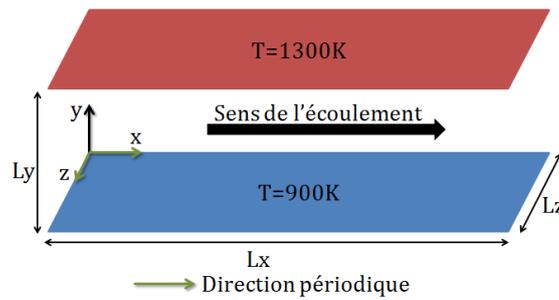


Figure 1: Canal plan

turbulence. L'approche structurale, quant-à-elle, donne une bonne estimation de la structure du tenseur sous-maille. Le modèle mixte multiplicatif (rds005) fondé sur le modèle de gradient, proposé par Dupuy [1], est inclus dans les tests.

3. Configuration de l'étude

La présente section décrit la géométrie et les conditions de simulation de l'étude dans un premier temps puis le maillage et les aspects numériques du problème dans un second temps.

3.1. Géométrie et conditions de simulation

Les directions longitudinale, x , et transversale, z , de l'écoulement sont périodiques. La taille du domaine est $L_x = 4\pi\delta$, $L_y = 2\delta$ et $L_z = 4/3\pi\delta$ avec $\delta = 3 \text{ mm}$ la demi-hauteur du canal. La face irradiée du récepteur solaire est associée à une paroi dont la température est fixée à 1300 K. La température de la face opposée est imposée 900 K (voir figure 1). La circulation d'air entre les deux parois est maintenue en imposant un frottement au niveau du contact entre le solide et le fluide. Le nombre de Reynolds de frottement moyen vaut 800. La pression thermodynamique dans le canal est de 10 bars.

3.2. Maillage et aspects numériques

Les caractéristiques des maillages de la simulation numérique directe et des simulations des grandes échelles sont présentées dans le tableau 1. Elles contiennent respectivement 660 millions de cellules et 2,3 millions. Le coût de calcul de la SND est de 3,87 millions d'heures réparties sur 2304 cœurs. Les SGE nécessitent 23 000 heures sur 48 cœurs.

Le maillage est régulier dans les deux directions homogènes et suit une loi en tangente hyperbolique dans la direction perpendiculaire aux parois.

	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta_x^+; \Delta_y^+(0); \Delta_y^+(\delta); \Delta_z^+$
SND	$1152 \times 746 \times 768$	10,4; 0,4; 5,2; 5,2
SGE	$160 \times 152 \times 96$	74,6; 1,0; 31,0; 41,5

Tableau 1: Caractéristiques des maillages

Concernant les aspects numériques, on utilise une méthode aux différences finies pour approcher les différents termes des équations. Un schéma temporel Runge-Kutta d'ordre 3 est

utilisé. Les opérateurs de convection et de diffusion sont centrés (d'ordre 4 pour la convection de la vitesse). La convection de la masse s'appuie sur un schéma Quick d'ordre 3. Nous avons recours à un solveur multigrille pour réduire le temps de résolution du calcul de la pression : la solution de l'équation de Poisson est calculée sur des maillages de plus en plus précis, en utilisant comme condition initiale le résultat du niveau de grille précédent. Le code de calcul utilisé est TrioCFD [18].

4. Résultats et discussion

Dans ce qui suit les résultats de la simulation numérique directe et des simulations des grandes échelles sont comparés. On distingue les grandeurs intégrales, les grandeurs moyennées temporellement et les écarts types des grandeurs. Sauf indication contraire, le modèle de SGE annoncé est utilisé pour les deux termes sous-mailles modélisés (la corrélation vitesse-vitesse, τ_{ij} , et la corrélation masse volumique vitesse, π_{ij}). Les résultats d'une SGE sans modèle sont également présentés pour mettre en exergue les effets des modèles.

4.1. Grandeurs intégrales

Cette partie présente des résultats globaux obtenus par les différents modèles de simulation des grandes échelles. Le débit, les nombres de Reynolds débitant, $Re_b = 2\delta U_b/\nu_b$, et de frottement, $Re_\tau = \delta U_\tau/\nu_p$, le flux et la vitesse débitante sont exposés dans le tableau 2. Tout d'abord, les résultats montrent que le débit obtenu par les modèles des SGE est proche de celui de la SND. Le frottement étant imposé, les imprécisions liées à la modélisation des phénomènes en proche paroi se répercutent sur le débit. Ces écarts sont faibles puisqu'ils sont inférieurs à 7% dans tous les cas. Ensuite, l'analyse des valeurs de flux pariétaux révèle que toutes les SGE sous-estiment les transferts de chaleur entre le solide et le fluide. Les meilleurs résultats sont obtenus avec la combinaison des modèles AMD tensoriel pour la dynamique et AMD scalaire pour la thermique (amdt030). L'écart est alors de 10% environ. L'approche par similarité d'échelle donne de très bons résultats concernant l'estimation de la vitesse débitante. Dans le

	\dot{m}	Re_b	$Re_{\tau,fr}$	$Re_{\tau,ch}$	Φ	U_b
SND	0,0164	29 979	968	625	98,4	79,7
sans modèle	0,0161	29 118	980	625	80,0	77,2
AMD (amd030)	0,0177	32 215	970	630	88,8	85,4
AMD tensoriel (amdt030)	0,0158	28 659	973	627	89,3	76,0
Sigma (sig100)	0,0171	31 096	974	628	86,5	82,4
WALE (wal055)	0,0169	30 732	975	628	86,2	81,5
Mixte multiplicatif (rds005)	0,0162	29 393	979	624	81,9	77,9
Similarité d'échelle (sim100)	0,0166	30 034	970	628	81,1	79,6
Gradient (grd100)	0,0157	28 565	979	624	80,1	75,7

Tableau 2: Ecart entre les résultats SND et SGE sur des grandeurs intégrales, partie 1

tableau 3, le coefficient de frottement est défini à partir de la vitesse débitante et des grandeurs

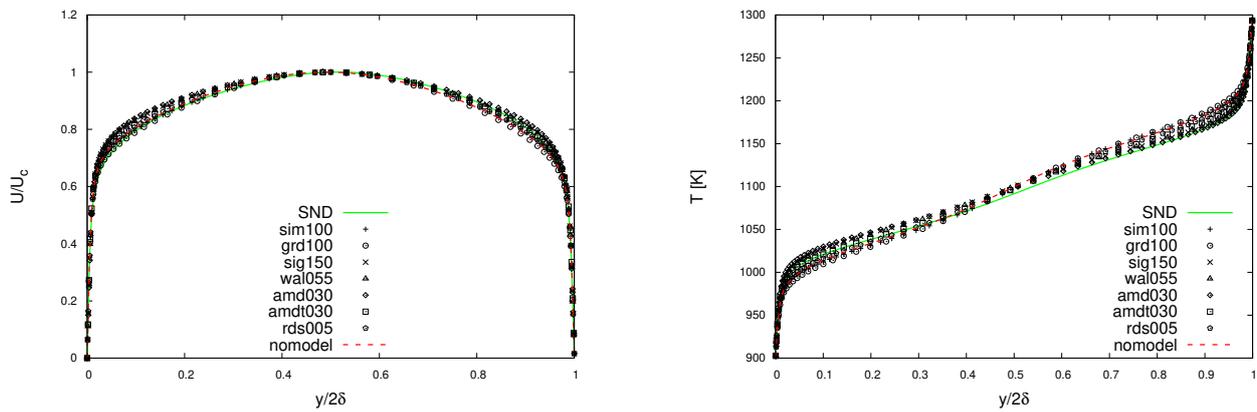


Figure 2: Profils de vitesse adimensionnée et de température

pariétales, $C_{f,p} = 2f_p/\rho_p U_b^2$. Le modèle mixte multiplicatif proposé par Dupuy [1] est celui qui

	U_c/U_b	$U_b/U_{\tau,fr}$	$U_b/U_{\tau,ch}$	$C_{f,fr}$	$C_{f,ch}$
SND	1,135	21,04	18,14	$4,52 \times 10^{-3}$	$6,08 \times 10^{-3}$
sans modèle	1,138	20,43	17,83	$4,79 \times 10^{-3}$	$6,29 \times 10^{-3}$
AMD (amd030)	1,116	22,85	19,56	$3,83 \times 10^{-3}$	$5,23 \times 10^{-3}$
AMD tensoriel (amdt030)	1,127	20,21	17,46	$4,90 \times 10^{-3}$	$6,56 \times 10^{-3}$
Sigma (sig100)	1,119	21,95	18,95	$4,15 \times 10^{-3}$	$5,56 \times 10^{-3}$
WALE (wal055)	1,120	21,70	18,73	$4,25 \times 10^{-3}$	$5,70 \times 10^{-3}$
Mixte multiplicatif (rds005)	1,134	20,62	17,99	$4,71 \times 10^{-3}$	$6,18 \times 10^{-3}$
Similarité d'échelle (sim100)	1,138	21,26	18,27	$4,43 \times 10^{-3}$	$5,99 \times 10^{-3}$
Gradient (grd100)	1,146	20,03	17,49	$5,00 \times 10^{-3}$	$6,54 \times 10^{-3}$

Tableau 3: Ecart entre les résultats SND et SGE sur des grandeurs intégrales, partie 2

prédit le mieux le rapport des vitesses U_c/U_b (voir tableau 3). Le modèle de similarité d'échelle détermine les coefficients de friction avec précision.

4.2. Grandeurs moyennes

Les profils des valeurs, moyennées temporellement et spatialement dans les directions longitudinale et transversale, de vitesse longitudinale adimensionnée et température des différentes simulations sont exposés sur la figure 2. Les courbes de vitesse adimensionnées obtenues par SGE et SND sont très similaires. Néanmoins l'asymétrie du profil de vitesse, liée aux gradients de température, de la SND n'est pas reproduite par les SGE. De façon analogue, les profils de température suivent le comportement des résultats de la SND. Les SGE ont tendance à légèrement surestimer la température moyenne. Tous les écarts obtenus restent inférieurs à 4%. Côté chaud, l'introduction d'un modèle de turbulence est bénéfique. Le modèle AMD donne des résultats satisfaisants à haute température. Au niveau de la paroi froide, le modèle AMD

tensoriel, combiné à l'approche AMD scalaire pour la thermique, est le plus convaincant.

4.3. Écarts types des grandeurs

On compare, ici, les profils d'écart types de vitesse et de température des simulations des grandes échelles avec ceux de la simulation numérique directe (voir figure 3). Les pro-

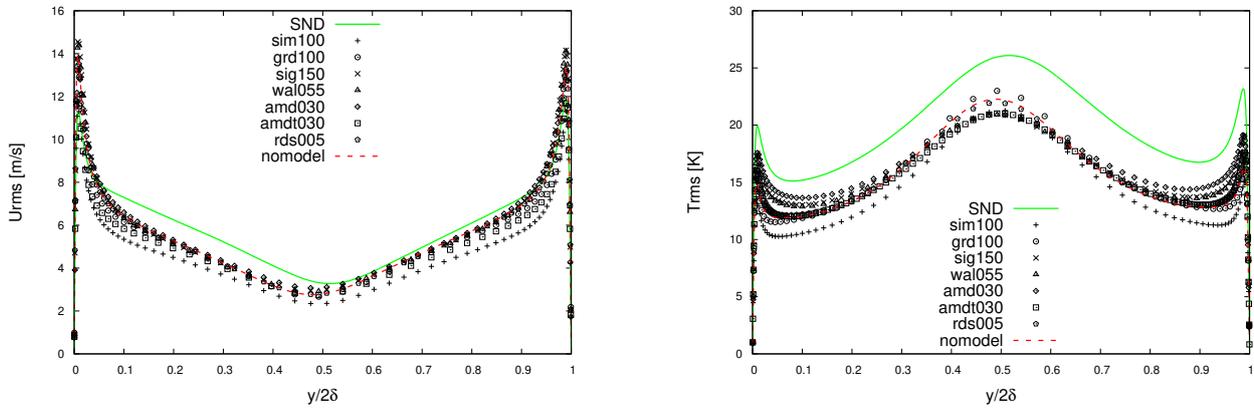


Figure 3: Profils d'écart types de vitesse et de température

files d'écart types de vitesse montrent que toutes les valeurs issues des SGE sont supérieures aux résultats de la SND au niveau des parois. Les modèles AMD tensoriel et similarité d'échelle sont les plus satisfaisants à proximité de ces parois. En termes d'écart type de température, les valeurs de la SND sont sous-estimées par les SGE. Les estimations sont globalement meilleures au niveau de la paroi froide. Bien que loin des résultats de la SND, les modèles sigma, AMD et WALE sont les plus performants. À l'inverse, les modèles AMD tensoriel, similarité d'échelle et gradient présentent des résultats insatisfaisants. Le reste des modèles est plus performant que la simulation sans modèle.

5. Conclusion

Lors de ces travaux une simulation numérique directe et plusieurs simulations des grandes échelles ont été effectuées à grand nombre de Reynolds, niveau de température élevé et fort flux. Les équations de Navier-Stokes sont résolues sous l'hypothèse bas nombre de Mach en vue de reproduire les conditions de fonctionnement des récepteurs solaires des centrales à tour. Le couplage entre la dynamique et les effets de la température est pris en compte. Les résultats obtenus montrent que les modèles de turbulence testés parviennent à retranscrire les profils de vitesse et de température ainsi que le débit de façon très satisfaisante. On note que toutes les SGE sous-estiment les flux de chaleur pariétaux. Les profils d'écart types de vitesse et de température sont plus difficilement estimés. Suite à cette étude, il semble que le modèle similarité d'échelle soit le plus performant pour prédire la dynamique de l'écoulement. De façon analogue, la thermique est mieux prédite par le modèle AMD scalaire. Pour la suite, une simulation combinant les modèles semblant être les meilleurs pour la dynamique (similarité d'échelle) et pour la thermique (AMD scalaire) sera effectuée.

Références

- [1] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille, "A posteriori tests of subgrid-scale models in strongly anisothermal turbulent flows," *Physics of Fluids*, vol. 31, no. 6, p. 065113, 2019.

- [2] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille, “A posteriori tests of subgrid-scale models in an isothermal turbulent channel flow,” *Physics of Fluids*, vol. 31, no. 4, p. 045105, 2019.
- [3] P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer Science & Business Media ed., 2006.
- [4] Y. Morinishi, S. Tamano, and K. Nakabayashi, “Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flow between adiabatic and isothermal walls,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 502, pp. 273–308, 2004.
- [5] M. Tanahashi, S. J. Kang, T. Miyamoto, S. Shiokawa, and T. Miyauchi, “Scaling law of fine scale eddies in turbulent channel flows up to $Re_\tau = 800$,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 25, no. 3, pp. 331–340, 2004.
- [6] C. Brun, M. Petrovan Boiarciuc, M. Haberkorn, and P. Comte, “Large eddy simulation of compressible channel flow,” *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 22, no. 3, pp. 189–212, 2008.
- [7] H. Kawamura, H. Abe, and Y. Matsuo, “DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 20, no. 3, pp. 196–207, 1999.
- [8] D. Dupuy, A. Toutant, and F. Bataille, “A priori tests of subgrid-scale models in an anisothermal turbulent channel flow at low mach number,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 145, p. 105999, 2019.
- [9] S. Paolucci, “On the filtering of sound from the navier–stokes equations,” *NASA STI/Recon Technical Report N*, vol. 83, p. 26036, 11 1982.
- [10] W. Sutherland, “The viscosity of gases and molecular force,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 36, no. 223, pp. 507–531, 1893.
- [11] E. Garnier, N. Adams, and P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for Compressible Flows*. Springer Science & Business Media ed.
- [12] F. Nicoud and F. Ducros, “Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor,” *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 62, no. 3, pp. 183–200, 1999.
- [13] F. Nicoud, H. B. Toda, O. Cabrit, S. Bose, and J. Lee, “Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations,” *Physics of Fluids*, vol. 23, no. 8, p. 085106, 2011.
- [14] W. Rozema, H. J. Bae, P. Moin, and R. Verstappen, “Minimum-dissipation models for large-eddy simulation,” *Physics of Fluids*, vol. 27, no. 8, p. 085107, 2015.
- [15] M. Abkar, H. J. Bae, and P. Moin, “Minimum-dissipation scalar transport model for large-eddy simulation of turbulent flows,” *Phys. Rev. Fluids*, vol. 1, no. 4, p. 041701, 2016.
- [16] A. Leonard, “Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows,” vol. 18, pp. 237–248, 1975.
- [17] J. Bardina, J. Ferziger, and W. Reynolds, “Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation,” in *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1980.
- [18] C. Calvin, O. Cueto, and P. Emonot, “An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software,” *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis - Modélisation Mathématique et Analyse Numérique*, vol. 36, no. 5, pp. 907–921, 2002.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d’un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l’allocation de ressources A0062A05099 attribuée par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Nous remercions le CEA pour la mise à disposition de la plateforme TRUST et le développement du code de calcul TrioCFD (open source). Nous remercions également la région Occitanie pour leur participation au financement de ces travaux de thèse.

Analyse énergétique et exergoéconomique d'un nouveau système solaire combiné (ORC - Système frigorifique à éjection)

Energy and exergoeconomic analysis of a new solar combined system (ORC - Refrigeration ejection system)

Rania HAMMEMI^{1*}, Mouna ELAKHDAR¹, Ezzedine NEHDI¹

¹UR Energétique & Environnement – ENIT BP 37 Le Belvédère 1002, Tunis, TUNISIE

Fax : 216 71 872 729

*(auteur correspondant: raniahammemi75@yahoo.com)

Résumé– Ce travail présente une analyse énergétique, exergetique et exergoéconomique d'un système solaire combiné (ORC - Système frigorifique à éjection). Un modèle mathématique du concentrateur cylindro-parabolique permettant le contrôle de la température de sortie du fluide caloporteur est établi. Les résultats de simulation du récepteur solaire qui sont calculés heure par heure du lever du soleil jusqu'au coucher, sont introduits dans la simulation du système. Le langage de programmation utilisé est EES (Engineering Equation Solver). Les fluides étudiés sont R601a, R141b, R123 et R245fa.

Mots-clés : Système combiné ; ORC ; Système frigorifique à éjection ; concentrateur cylindro-parabolique ; analyse exergoéconomique.

Abstract – This work presents an energetic, exergetic and exergoeconomic analysis of a solar combined system (ORC - Ejector Refrigeration System). A mathematical model of the solar parabolic trough allowing the control of the temperature of the heat transfer fluid is established. The simulation results of the solar receiver, which are calculated hourly from sunrise to sunset, are used in the system simulation. The programming language used is EES (Engineering Equation Solver). The fluids studied are R601a, R141b, R123 and R245fa.

Keywords: Combined system; ORC; Ejector Refrigeration System; parabolic trough; exergoeconomic analysis.

Nomenclature

<i>Symboles</i>		<i>Int</i>	interne
<i>A</i>	surface, m ²	<i>Ext</i>	externe
<i>COP</i>	coefficient de performance	<i>Amb</i>	ambient
<i>C_p</i>	Chaleur spécifique à pression constante, kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹	<i>cond</i>	condenseur
<i>h</i>	enthalpie, kJ.kg ⁻¹	<i>e</i>	évaporateur
<i>ṁ</i>	Débit massique, kg.s ⁻¹	<i>ejec</i>	éjecteur
<i>P</i>	pression, bar	<i>ger</i>	générateur de vapeur
<i>q</i>	Chaleur massique, kJ.kg ⁻¹	<i>turb</i>	turbine
<i>Q̇</i>	Flux de chaleur échangé, kW	<i>pré</i>	préchauffeur
<i>s</i>	entropie, kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹	<i>dét</i>	détendeur
<i>T</i>	Température, K	<i>tot</i>	valeur totale
<i>W_{Turb}</i>	Le travail produit, kW	<i>0</i>	Etat de référence
<i>R_{glob}</i>	Rayonnement global	<i>F</i>	combustible (fuel)
<i>c</i>	Coût par unité d'exergie, \$/kWh	<i>in</i>	entrée
<i>Ċ</i>	Taux du coût, \$/h	<i>out</i>	sortie
<i>CRF</i>	Facteur d'amortissement	<i>P</i>	produit
		<i>k</i>	chaque composant
		<i>D</i>	détruite

i	Taux d'intérêt
\dot{E}	Taux d'exergie
\dot{Z}	Taux du coût d'investissement de composants (\$/h)

Indices

A	absorbeur
V	vitre
F	fluide

Lettres grecques

ρ	Masse volumique kg / m^3
Δ	Relatif à la variation d'un paramètre
Δz	Elément de longueur du tube absorbeur
η	efficacité ou rendement
ε	Efficacité exergetique

1. Introduction

Dans le but de contribuer à la valorisation de l'énergie solaire et au développement des systèmes énergétiques, nous nous sommes intéressés à l'étude du système combiné, ORC- cycle à éjection afin d'examiner l'opportunité d'un tel système. L'utilisation de l'énergie solaire dans les cycles combinés a été étudiée par plusieurs chercheurs. Dai et al. [1] ont présenté un nouveau système combiné ORC/système à éjection fonctionnant avec le R123 comme fluide frigorigène et utilisant de la chaleur à basse enthalpie. Une modification de ce cycle a été introduite par Wang et al. [2] pour améliorer ses performances et obtenir de meilleurs résultats, [3].

Notre étude est réalisée en deux parties. Dans la première partie, nous avons développé une analyse thermodynamique du système basée sur les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Un modèle mathématique du concentrateur cylindro-parabolique permettant le contrôle de la température de sortie du fluide caloporteur est établi. Les résultats de simulation du récepteur solaire cylindro-parabolique qui sont calculés heure par heure du lever du soleil jusqu'au coucher, sont introduits dans la simulation du système combiné (ORC - Système frigorifique à éjection). Dans la deuxième partie, nous présentons une analyse exergoéconomique du système. Le langage de programmation utilisé est EES (Engineering Equation Solver). Les fluides utilisés dans la première partie sont le R123, le R141b, le R245fa et le R601a

2. Description du système solaire combiné (ORC-Système à éjection)

Le système solaire combiné ORC- Système à éjection est représenté sur la figure 1. La figure 2 représente le cycle thermodynamique du système combiné dans le diagramme (P, h).

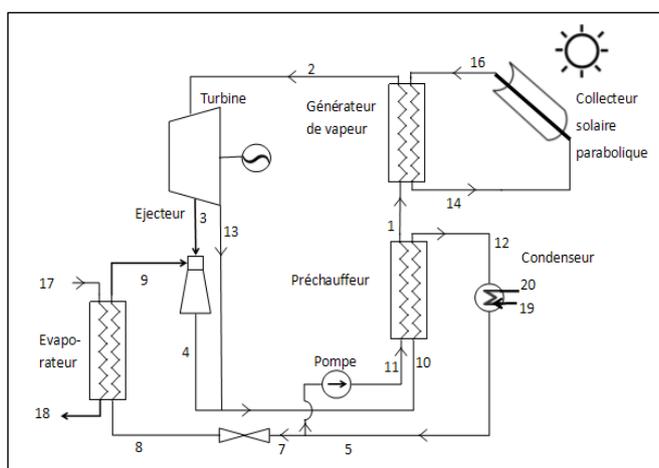


Figure 1 : Schéma de principe du système combiné

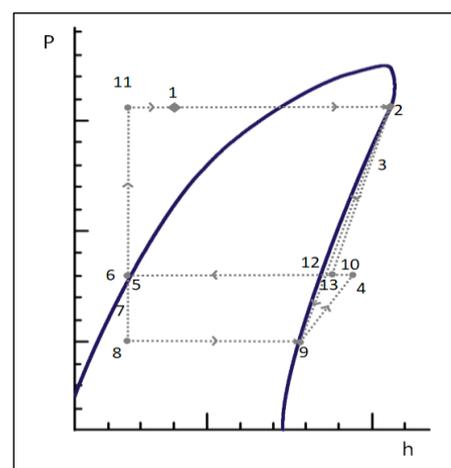


Figure 2 : Diagramme (P,h) du cycle

Au niveau du générateur, la vapeur à haute température et haute pression est générée par absorption de la chaleur à partir du collecteur solaire parabolique, où il circule le fluide caloporteur (état 16). La vapeur surchauffée sortant du générateur (état 2) passe dans la turbine afin d'être détendue produisant ainsi de l'énergie mécanique. La vapeur extraite de la turbine

(état 3) appelée fluide primaire est admise à l'entrée de la tuyère motrice de l'éjecteur qui convertit son enthalpie en énergie cinétique. Arrivée dans l'éjecteur, le fluide primaire entraîne par frottement le fluide secondaire issu de l'évaporateur (état 9). Les deux flux entrent ensuite dans la tuyère secondaire où après mélange, ils sont comprimés dans le diffuseur. Une nouvelle pression, comprise entre la pression à l'extraction de la turbine et la pression d'évaporation, est établie (état 4). La vapeur complètement détendue dans la turbine (état 13) est mélangée avec celle sortant de l'éjecteur (état 10). Un préchauffeur permet de préchauffer le fluide venant de la pompe. Le préchauffeur permet de réduire la puissance du condenseur et du bouilleur. A la sortie du préchauffeur (état 12), le mélange est condensé et sous-refroidi (état 5) en cédant de la chaleur au milieu extérieur. Le liquide ainsi obtenu est divisé en deux courants. Un premier courant arrive à la pompe (état 6), qui le comprime jusqu'à la pression du bouilleur (état 11), le deuxième courant (état 7) passe par le détendeur (état 8) puis produit l'effet frigorifique souhaité en se vaporisant dans l'évaporateur (état 9).

3. Analyse énergétique du système solaire combiné

3.1. Analyse énergétique du système combiné

L'analyse thermodynamique a été élaborée pour étudier le comportement du système combiné en utilisant les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Les équations thermodynamiques pour chaque composant du cycle sont données dans le tableau 1 :

Composant	Equation
Evaporateur	$\dot{Q}_e = \dot{m}_9(h_9 - h_8)$
Condenseur	$\dot{Q}_{cond} = \dot{m}_5(h_{12} - h_5)$
Détendeur	$h_8 = h_7$
Ejecteur	$\dot{m}_3 h_3 + \dot{m}_9 h_9 = \dot{m}_4 h_4$
Pompe	$\dot{W}_{pompe} = \dot{m}_2(h_{11} - h_6)$
Turbine	$\dot{W}_{Turb} = \dot{m}_2(h_2 - h_3) + \dot{m}_{13}(h_3 - h_{13})$
Préchauffeur	$\dot{Q}_{Pré} = \dot{m}_{11}(h_1 - h_{11})$
Générateur de vapeur	$\dot{Q}_{ger} = \dot{m}_2(h_2 - h_1)$
Coefficient de performance	$COP = \frac{\dot{Q}_e + \dot{W}_{Net}}{\dot{Q}_{ger}}$
	$\dot{W}_{Net} = \dot{W}_{Turb} - \dot{W}_{pompe}$
Efficacité thermique	$\eta_{Thermal} = \frac{\dot{W}_{Turb}}{\dot{Q}_{ger}}$

Tableau 1 : Equation thermodynamique pour chaque composant

Pour prédire le taux d'entraînement et la pression à la sortie de l'éjecteur, nous avons utilisé le modèle de mélange à section constante en régime de transition (RT) de l'éjecteur développé par Elakhdar et al. [4]. Le RT donne les performances optimales de l'éjecteur [5,6]

3.2. Bilan thermique et énergétique du concentrateur solaire cylindro-parabolique

Le collecteur de chaleur cylindro-parabolique est constitué d'un absorbeur tubulaire en acier inoxydable à l'intérieur d'une enveloppe en verre. Le tube absorbeur reçoit le rayonnement solaire, qui est réfléchi par les miroirs paraboliques. L'énergie thermique, sous forme de chaleur, est transférée au fluide caloporteur (eau) pendant qu'elle circule dans le tube absorbeur. Les échanges thermiques dans une tranche du collecteur cylindro-parabolique sont donnés sur la figure 3. A partir des bilans énergétiques du fluide, de l'absorbeur et de la vitre développés dans

notre travail précédent [6], nous avons établi les équations différentielles des trois températures : température de la vitre, température de l'absorbeur et température du fluide caloporteur, (Tableau 2).

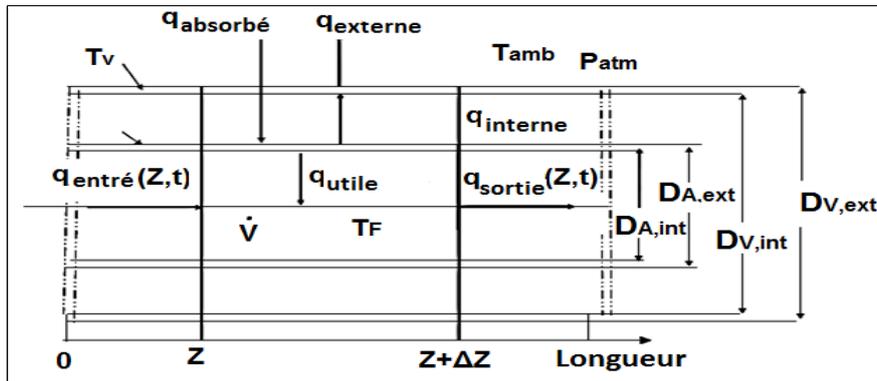


Figure 3 : Bilan thermique sur une tranche du collecteur cylindro-parabolique

Élément	Bilan énergétique	Conditions initiales et aux limites :
Fluide	$\rho_F c_F A_{A,int} \frac{\partial T_F(z,t)}{\partial t} = -\rho_F c_F \dot{V} \frac{\partial T_F(z,t)}{\partial z} + q_{utile}(z,t)$	$T_F(0,t) = T_{F,entrée}(t) = T_{amb}(t)$ $T_F(z,t) = T_{F,initial}(t) = T_{amb}(0)$
Absorbeur	$\rho_A c_A A_A \frac{\partial T_A(z,t)}{\partial t} = q_{absorbé}(t) - q_{int}(z,t) - q_{utile}(z,t)$	$T_A(z,0) = T_{A,initial}(z) = T_{amb}(0)$
Vitre	$\rho_V c_V A_V \frac{\partial T_V(z,t)}{\partial t} = q_{int}(z,t) - q_{ext}(z,t)$	$T_V(z,0) = T_{V,initial}(z) = T_{amb}(0)$

Tableau 2 : Bilans énergétiques du fluide, de l'absorbeur et de la vitre

4. Analyse exergetique du système solaire combiné

Le taux d'exergie physique de tout système fermé est lié aux différences d'entropie et d'enthalpie du réfrigérant par rapport à un certain état de référence à une température et une pression donnée (T_0, P_0), et est estimé comme suit [7]:

$$\dot{E}_{ph} = \dot{m}[(h - h_0) - T_0(s - s_0)] \quad (1)$$

Où, h et s sont l'enthalpie et l'entropie spécifiques du réfrigérant. L'équation du bilan exergetique pour chaque composant du système est donné comme suit [7,8] :

$$\dot{E}_{F,k} = \dot{E}_{P,k} + \dot{E}_{D,k} \quad (2)$$

Avec : \dot{E}_F , \dot{E}_P , \dot{E}_D sont les taux d'exergie combustible, exergie produite et exergie détruite respectivement.

L'efficacité exergetique du système est définie comme étant le rapport entre l'exergie produite ($\dot{E}_{P,tot}$) et l'exergie combustible ($\dot{E}_{F,tot}$)

$$\varepsilon = \frac{\dot{E}_{P,tot}}{\dot{E}_{F,tot}} \quad (3)$$

Les exergies produite, combustible et détruite pour chaque composant sont données dans le tableau 3.

Composant	Exergie produite	Exergie combustible
Evaporateur	$\dot{E}_{P,e} = \dot{E}_{18} - \dot{E}_{17}$	$\dot{E}_{F,e} = \dot{E}_8 - \dot{E}_9$
Condenseur	$\dot{E}_{P,cond} = \dot{E}_{20} - \dot{E}_{19}$	$\dot{E}_{F,cond} = \dot{E}_{12} - \dot{E}_5$
Détendeur	$\dot{E}_{P,dét} = \dot{E}_8$	$\dot{E}_{F,dét} = \dot{E}_7$
Ejecteur	$\dot{E}_{P,éjec} = \dot{E}_4$	$\dot{E}_{F,éject} = \dot{E}_3 + \dot{E}_9$
Pompe	$\dot{E}_{P,pompe} = \dot{E}_{11} - \dot{E}_6$	$\dot{E}_{F,pompe} = \dot{W}_P$
Turbine	$\dot{E}_{P,turb} = \dot{W}_{Turb}$	$\dot{E}_{F,turb} = \dot{E}_2 - \dot{E}_{13} - \dot{E}_3$
Préchauffeur	$\dot{E}_{P,pré} = \dot{E}_1 - \dot{E}_{11}$	$\dot{E}_{F,pré} = \dot{E}_{12} - \dot{E}_{10}$
Générateur de vapeur	$\dot{E}_{P,ger} = \dot{E}_2 - \dot{E}_1$	$\dot{E}_{F,ger} = \dot{E}_{16} - \dot{E}_{14}$
Système total	$\dot{E}_{P,tot} = \dot{E}_{P,e} + \dot{W}_{Net}$	$\dot{E}_{F,tot} = \dot{E}_{P,tot} + \sum \dot{E}_{D,k} + \dot{E}_{L,tot}$

Tableau 3: Bilan exergétique du cycle

5. Analyse économique du système solaire combiné

L'analyse économique du cycle est basée sur la méthode du besoin en recettes totales noté TRR [7] :

La valeur nivelée des frais financiers noté CC_L annuelle est calculée comme suit :

$$CC_L = (\text{Investissement total en capital}) * CRF \quad (4)$$

Où CRF est le facteur d'amortissement noté aussi « capital recovery factor » qui est donné par :

$$CRF = \frac{i(i+1)^n}{(1+i)^n - 1} \quad (5)$$

Dans cette équation, le taux d'intérêt est i , supposé égal à 12 % dans ce travail, tandis que n est la durée de vie et elle est égal à 15 ans [8]. Le taux de coût total pour le k ième composant sera obtenu en additionnant le capital d'investissement (\dot{Z}_k^{CI}), l'exploitation et l'entretien (\dot{Z}_k^{OM}) :

$$\dot{Z}_k = \dot{Z}_k^{CI} + \dot{Z}_k^{OM} \quad (6)$$

Où, \dot{Z}_k^{CI} et \dot{Z}_k^{OM} peuvent être calculés comme suit :

$$\dot{Z}_k^{CI} = \frac{CC_L \cdot PEC_k}{\tau \sum_n PEC_n} \quad (7)$$

$$\dot{Z}_k^{OM} = \frac{OMC_L \cdot PEC_k}{\tau \sum_n PEC_n} \quad (8)$$

Où, le coût nivelé annuel de fonctionnement et de maintenance noté OMC_L [8], τ est la durée annuelle totale (7000h) de fonctionnement du système à pleine charge. PEC_k indique le coût de l'équipement acheté du k ième composant.

6. Analyse exergoéconomique du système solaire combiné

L'analyse exergoéconomique est l'un des principaux outils utiles pour identifier et évaluer le coût des composants du système de réfrigération. Cette analyse est réalisée en développant le bilan des coûts des différents composants du système et en ajoutant des équations auxiliaires.

Nous pouvons écrire la relation entre les coûts totaux et le coût du produit du système comme suit [8,9] :

$$\sum \dot{C}_{out,k} = \sum \dot{C}_{in,k} + \dot{Z}_k \quad (9)$$

L'équation précédente peut être simplifiée comme suit :

$$\dot{C}_{P,k} = \dot{C}_{F,k} + \dot{Z}_k \quad (10)$$

$$c_{P,k} \dot{E}_{P,k} = c_{F,k} \dot{E}_{F,k} + \dot{Z}_k \quad (11)$$

$\dot{C}_{P,k}$ et $\dot{C}_{F,k}$ sont les coûts associés au produit et au combustible ; $c_{P,k}$ et $c_{F,k}$ sont les coûts par unité d'exergie du produit et du combustible.

Le coût unitaire total du produit $c_{p,tot}$ est : [8,9,10]

$$c_{p,tot} = \frac{\dot{C}_{P,tot} + \dot{C}_{L,tot}}{\dot{E}_{P,tot}} \quad (12)$$

Le bilan de coût pour chaque composant du cycle est donné dans le tableau 4, [10,11]

Composant	Bilan de coût	Equations auxiliaires
Evaporateur	$\dot{C}_9 + \dot{C}_{18} = \dot{C}_8 + \dot{C}_{17} + \dot{Z}_{\text{evaporateur}}$	$c_{17} = 0 ; c_8 = c_9$
Condenseur	$\dot{C}_{20} + \dot{C}_5 = \dot{C}_{19} + \dot{C}_{12} + \dot{Z}_{\text{condenseur}}$	$c_{19} = 0 ; c_{12} = c_5$
Détendeur	$\dot{C}_8 = \dot{C}_7 + \dot{Z}_{\text{détendeur}}$	$c_7 = c_5$
Ejecteur	$\dot{C}_4 = \dot{C}_9 + \dot{C}_3$	-
Pompe	$\dot{C}_{11} = \dot{C}_6 + \dot{C}_{w,pompe} + \dot{Z}_{pompe}$	$c_{w,pompe} = 10 \$/GJ$
Turbine	$\dot{C}_3 + \dot{C}_{13} + \dot{C}_{w,turb} = \dot{C}_2 + \dot{Z}_{turbine}$	$c_{w,turb} = 10 \$/GJ ;$ $c_2 = c_3 ; c_2 = c_{13}$
Préchauffeur	$\dot{C}_{12} + \dot{C}_1 = \dot{C}_{11} + \dot{C}_{10} + \dot{Z}_{\text{préchauffeur}}$	-
Générateur de vapeur	$\dot{C}_{14} + \dot{C}_2 = \dot{C}_{16} + \dot{C}_1 + \dot{Z}_{\text{générateur}}$	$c_{14} = c_{16} ; c_{16} = 15.24 \$/GJ$
Point de division	$\dot{C}_6 = \dot{C}_{13} + \dot{C}_4$ $\dot{C}_5 = \dot{C}_6 + \dot{C}_7$	-

Tableau 4: Bilan de coût pour chaque composant du cycle

7. Résultats et discussions

Les programmes de simulation sont écrits en langage EES. Le capteur solaire est étudié sous diverses conditions afin d'étudier l'influence des données météorologiques sur la température du fluide (T_F) du capteur solaire parabolique (eau). Les résultats de la simulation du capteur solaire cylindro-parabolique sont calculés sur une base horaire du lever au coucher du soleil. La variation horaire de la température du fluide caloporteur T_F et le rayonnement global R_{glob} , estimés pour le 21 juin, sont donnés sur la figure 4. Il est clair que la variation horaire de T_F dépend du rayonnement global. Le fluide récupère l'énergie thermique, sous forme de chaleur et la transfère afin qu'elle puisse être utilisée dans le système. On peut voir que la température du fluide la plus élevée, générée est obtenue entre 01:00 et 03 :00 pm.

La variation horaire de la température (T_F) est ensuite utilisée dans la simulation du système combiné. Les fluides étudiés sont le R601a, R141b, R123 et R245fa avec une température d'évaporation égale à 2 °C, un taux d'extraction égale à 0.3 et un taux d'expansion de la turbine égale à 2. La température du fluide caloporteur la plus élevée égale à 141,2 °C. Les performances du système complet sont étudiées sur la journée du 21 juin.

L'influence de la nature du réfrigérant sur le COP et la puissance générée par la turbine W_{turb} est donnée par la figure 5. Cette étude comparative permet de caractériser le meilleur fluide pour le système étudié. On constate que le fluide frigorigène R601a donne un COP supérieur d'environ 20 % à celui des autres fluides étudiés et le R123 donne la puissance produite la plus élevée. Les meilleures performances sont obtenues entre 1 :00 et 3 :00 pm de la journée.

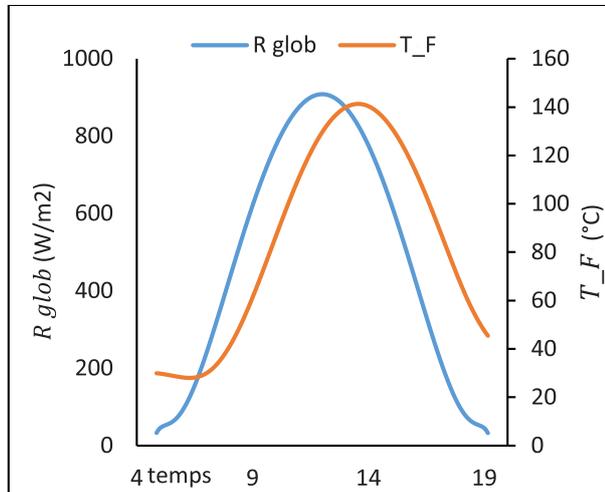


Figure 4: Variation horaire du rayonnement globale et la température du fluide

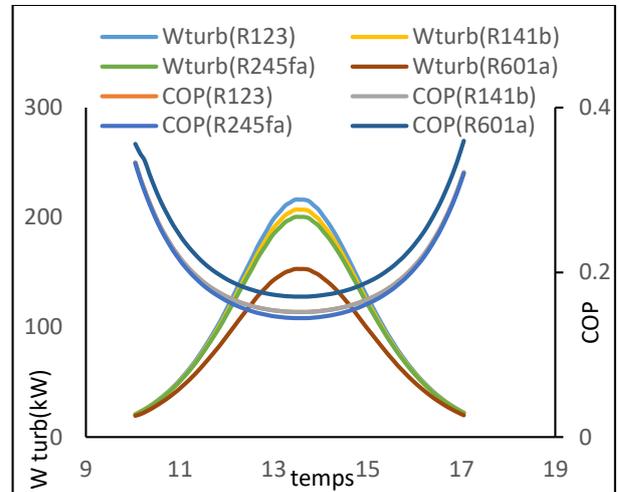


Figure 5: Variation horaire et effet de la nature du fluide sur le COP et travail de la turbine

Pour les résultats de l'analyse exergoéconomique on a opté pour le fluide le plus performant : R601a. La figure 6 donne la variation horaire de l'exergie détruite totale et l'efficacité exergétique du système. On remarque que l'exergie détruite et l'efficacité exergétique du système sont proportionnelles. Elles augmentent au milieu de la journée. Ces fluctuations sont dues à l'état du rayonnement solaire. D'après la figure 7, représentant la variation horaire du coût total du produit, on remarque que le taux du coût total du système atteint le montant le plus élevé au début et à la fin de la journée et la plus faible valeur entre 1 :00 et 3 :00 pm. En ce qui concerne l'aspect thermodynamique, l'efficacité exergétique du système atteint sa valeur la plus basse au début et à la fin de la journée ainsi que la valeur la plus élevée en milieu de la journée, qui est inversement proportionnel au coût total d'exergie.

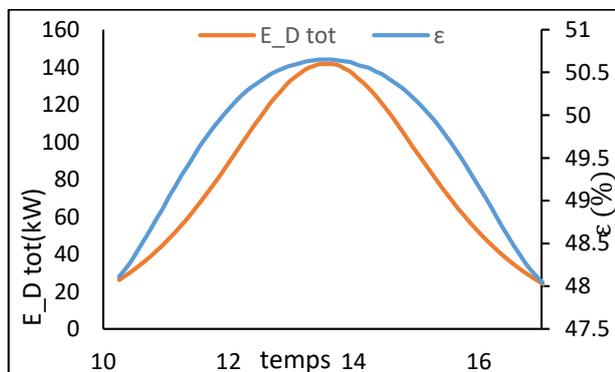


Figure 6 : Variation horaire de l'exergie détruite et l'efficacité exergétique

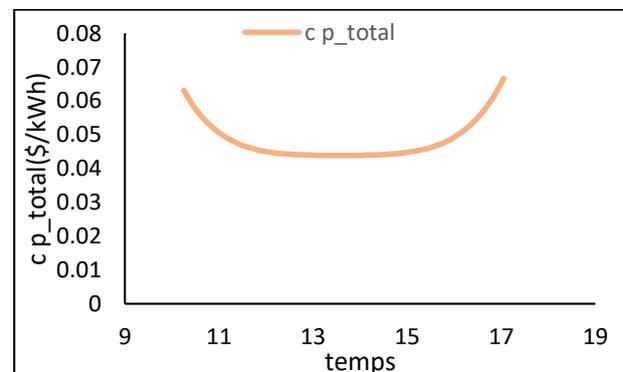


Figure 7 : Variation horaire du coût total du produit

8. Conclusion :

Dans le présent travail, nous avons étudié la mise en œuvre de l'énergie solaire dans un système de réfrigération à éjecteur combiné avec un cycle organique de Rankine pour la

production simultanée du froid et de l'électricité. Dans de tels systèmes, l'intensité du rayonnement solaire influence la quantité de froid et de puissance produites. Le modèle présenté dans ce travail permet, pour des paramètres de fonctionnement et une puissance frigorifique connues, d'évaluer le système d'un côté énergétique, exergetique et exergoeconomique. La variation horaire de la température du fluide caloporteur du concentrateur cylindro-parabolique a été utilisée dans la simulation du système combiné pour évaluer les performances en utilisant les fluides frigorigènes R601a, R123, R245fa et R141b comme fluides de travail. Le fluide R601a a donné le meilleur COP. Une efficacité exergetique importante et un coût total du système faible ont été obtenus lorsque le rayonnement solaire est important.

Références :

- [1] Dai, Y., Wang, J., & Gao, L. (2009). *Exergy analysis, parametric analysis and optimization for a novel combined power and ejector refrigeration cycle*. *Applied Thermal Engineering*, 29(10), 1983–1990.
- [2] Wang, J., Dai, Y., & Sun, Z. (2009). *A theoretical study on a novel combined power and ejector refrigeration cycle*. *International Journal of Refrigeration*, 32(6), 1186–1194.
- [3] Bellos, E., & Tzivanidis, C. (2018). *Investigation of a hybrid ORC driven by waste heat and solar energy*. *Energy Conversion and Management*, 156, 427–439.
- [4] Elakhdar, M., Nehdi, E., Kairouani, L., & Tounsi, N. (2011). *Simulation of an ejector used in refrigeration systems*. *International Journal of Refrigeration*, 34(7), 1657–1667.
- [5] Nahdi, E., Champoussin, J. C., Hostache, G., & Chéron, J. (1993). *Les paramètres géométriques optima d'un éjecto-compresseur frigorifique*. *International Journal of Refrigeration*, 16(1), 67–72.
- [6] Elakhdar, M., Landoulsi, H., Tashtoush, B., Nehdi, E., & Kairouani, L. (2019). *A combined thermal system of ejector refrigeration and Organic Rankine cycles for power generation using a solar parabolic trough*. *Energy Conversion and Management*, 199, 111947.
- [7] A., Bejan, G., Tsatsaronis, 1996. *Thermal design and optimization*. John Wiley & Sons 9
- [8] Fazelpour, F., & Morosuk, T. (2014). *Exergoeconomic analysis of carbon dioxide transcritical refrigeration machines*. *International Journal of Refrigeration*, 38, 128–139.
- [9] Yao, E., Wang, H., Wang, L., Xi, G., & Maréchal, F. (2017). *Multi-objective optimization and exergoeconomic analysis of a combined cooling, heating and power based compressed air energy storage system*. *Energy Conversion and Management*, 138, 199–209.
- [10] K.Megdouli, H.Sahli, B.M.Tashtoush, E.Nahdi, L.Kairouani. (2019). *Theoretical research of the performance of a novel enhanced transcritical CO2 refrigeration cycle for power and cold generation* *Energy Conversion and Management*, 201, 112-139.
- [11] Ahmadi, P., & Dincer, I. (2018). *1.8 Exergoeconomics*. *Comprehensive Energy Systems*, 340–376.

Phénomènes et régimes d'écoulement supersonique qui gouvernent la fabrication additive par projection à froid.

Phenomena and regimes of supersonic flow governing the cold spray additive manufacturing.

Rija Nirina RAOELISON*, Libin Lalu KOITHARA, Sophie COSTIL

Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, 90100 Belfort, France.

*(auteur correspondant : rija-nirina.raoelison@utbm.fr)

Résumé – L'écoulement diphasique gaz/poudres gouverne la fabrication additive par projection à froid. À l'aide d'une visualisation expérimentale par ombroscopie à illumination laser nanoseconde, on montre que le jet de poudre à la sortie de la buse adopte deux régimes : un confinement axial en sortie immédiate de la buse, puis un régime dispersé caractérisé par une distribution de plus en plus éparse des poudres à cause d'une déviation radiale de leur trajectoire. Une simulation numérique CDF DNS permet de comprendre les phénomènes à l'origine de cette déviation. En sortie immédiate de buse, l'écoulement supersonique du gaz détendu dans l'atmosphère ambiante développe un régime de turbulence oscillatoire entretenu depuis l'intérieur de la buse vers l'extérieur. Le jet de gaz cisaille le milieu ambiant externe en développant alternativement, sur les parties inférieure et supérieure de l'écoulement, des tourbillons qui provoquent une oscillation du jet devenant alors complètement instable au-delà d'une certaine distance. On distingue ainsi, un écoulement plus stable avant cette distance, et après celle-ci une oscillation permanente. En conséquence, l'interaction avec les poudres produit une dispersion imputable à un effet Magnus provoqué par la turbulence de l'écoulement supersonique. C'est un phénomène indésirable car il peut altérer l'inter-cohésion des poudres pendant la croissance additive de la structure élaborée. Cette connaissance phénoménologique de l'écoulement supersonique permet d'identifier des conditions opératoires efficaces.

Mots-clés : Cold spraying ; Ecoulement ; Turbulence ; Simulation CFD DNS, Cinématique poudres.

Abstract – The phenomenological behaviours of the supersonic gas flow and particles motion during low pressure cold spraying have been characterized. A high-speed laser shadowgraph observation shows two regimes of particles flow: a confinement of the particles inside a straight jet over a short distance ahead the nozzle exit, and then, a progressive dispersion of the particles towards a very sparse jet along the flow direction. This flow pattern is explained by a Magnus lift force that deviates the particles trajectory when the gas flow becomes highly turbulent while developing a vorticity shedding.

Keywords : Cold spraying; Flow; Turbulence; CFD DNS analysis, Particles kinematics.

1. Introduction

La projection à froid (Cold Spraying) est une nouvelle voie de fabrication additive qui offre plusieurs perspectives d'innovations majeures en fonctionnalisation de surface et récemment, dans la production en série de pièce massive [1,2]. La structure additive est obtenue par une auto-consolidation de poudres micrométriques pendant une collision balistique sur un support. On utilise un gaz pressurisé puis détendu à travers une buse de type De Laval pour produire un écoulement supersonique. Les poudres sont injectées dans la buse où elles sont entraînées par

cet écoulement qui les projette à des vitesses de plusieurs centaines de mètres par seconde sur le support cible, pour créer un revêtement ou un dépôt massif. Les vitesses de projection sont en général maximales lorsque la pressurisation du gaz se fait à haute pression et haute température. La pressurisation à basse pression et basse température, c'est-à-dire sur une plage opératoire de 5-10bar, et 20-500°C respectivement, est une autre avancée majeure. On parle de projection à basse pression (LPCS), laquelle a permis de nouveaux développements comme la restauration des structures métalliques à l'aide d'un système compact portatif, la métallisation de composants polymères, le travail des matériaux thermiquement sensible, et bien d'autres [2,3]. Aujourd'hui, le procédé LPCS souffre toutefois d'un taux de rejet de poudres trop important (>60%) à cause d'une déficience cinématique pour la granulométrie des poudres préconisées, malgré plusieurs études exploratoires [4–8]. Le comportement de l'écoulement est l'une des principales caractéristiques qui confèrent aux poudres des vitesses élevées de façon à promouvoir une bonne liaison mécanique lors de la collision balistique en réduisant en cela leur taux de rejet. Pour optimiser l'efficacité de déposition, il est alors indispensable de mieux cerner le comportement de l'écoulement du gaz compressible en projection à froid. Dans la littérature, quelques travaux ont été consacrés à l'analyse phénoménologique de cet écoulement. On consacrera une partie pour une restitution brève de l'ensemble des connaissances fondamentales qui en résultent afin de positionner la contribution de ce papier dont le contenu consiste à analyser la dynamique de l'écoulement supersonique fluide/particule lors de la projection à froid pour bien appréhender les meilleures conditions de projection à basse pression.

2. Revue succincte sur le comportement fluide de la projection LPCS

Dans la littérature de la projection à froid, le comportement phénoménologique de l'écoulement supersonique a beaucoup été étudié expérimentalement au moyen d'une observation strioscopique. Efficace depuis les premières modernisations de la projection à froid dans les années 1990, cette méthode ne permet toutefois d'observer que les discontinuités de densité au sein de l'écoulement compressible, ce qui a conduit malgré cela, à une caractérisation riche des phénomènes d'onde de chocs qui se produisent à cause de la détente du gaz depuis l'intérieur de la buse jusqu'à l'extérieur. Des descriptions claires sur la formation des ondes de choc et de leurs structures dans l'écoulement ont été établies [4–7]. On a pu identifier des discontinuités abruptes révélant plusieurs structures dont les chocs obliques, les chocs incidents, les ondes de compression ou de détente, et les disques de Mach caractérisent l'écoulement compressible de la projection à froid en trois natures distinctes : l'écoulement sur-détendu, l'écoulement sous-détendu et le cas intermédiaire dit écoulement isentropique car sans présence d'onde de choc et en conséquence exempte de discontinuité brutale de vitesse et de température le long de l'écoulement. En travaillant à atmosphère ambiante à la sortie de la buse, la projection LPCS est en général de nature isentropique ou sur-détendu auquel cas les discontinuités apparaissent à l'intérieur de la buse, pouvant provoquer une forte élévation de température et ses conséquences indésirables comme le colmatage. Le cas isentropique est une situation de travail adéquat à obtenir en ajustant convenablement les paramètres de pressurisation du gaz, à l'aide d'essai virtuel à défaut de moyen d'observation strioscopique. La simulation numérique s'impose alors comme outil d'aide cruciale pour la recherche des conditions expérimentales favorables à une cinématique optimale des poudres avant leurs collisions balistiques sur le support. L'étude paramétrique à partir du modèle analytique d'écoulement isentropique 1D est une approche très répandue permettant de coupler facilement plusieurs données caractéristiques de buse, de poudres et de conditions opératoires, dans un calcul rapide pour établir différentes variantes de réponses [8,9]. C'est toutefois un moyen plutôt adapté à un prétraitement qu'à une analyse de l'écoulement réel laquelle requiert une simulation CFD.

Dans la littérature, les essais virtuels CFD utilisent souvent un calcul stationnaire basé sur une formulation RANS $k-\varepsilon$ pour prendre en compte la turbulence de l'écoulement. En général, cette approche donne une bonne description des ondes de chocs à l'extérieur de la buse [4,10–13], et une visualisation virtuelle des ondes de chocs interne comme celles en projection LPCS [12–14]. La simulation RANS $k-\varepsilon$ est en cela un outil d'aide à coût de calcul avantageux pour une identification phénoménologique d'un écoulement isentropique [13,14]. Cependant, dans les écoulements sur-détendus, les simulations couplant RANS $k-\varepsilon$ et phase discrète pour modéliser le comportement en vol des poudres montrent que les chutes brutales de vitesse dues aux ondes de choc n'affectent pas la cinématique des poudres lesquelles conservent leur énergie cinétique en poursuivant leur vol jusqu'à l'extérieur de la buse. Cette réponse est corroborée par plusieurs confrontations concordantes entre vitesse simulée des poudres et mesure vélocimétrique expérimentale à l'aide de système laser DVP2000. Les vitesses axiales des poudres sont souvent bien caractérisées ou prédites avec une incertitude de plus ou moins 20% en général. La simulation RANS $k-\varepsilon$ ne permet pas toutefois de reproduire le comportement turbulent réel de l'écoulement. La formulation à variable moyennée devient inadéquate pour simuler les fluctuations spatiales de l'écoulement dont l'influence phénoménologique sur la cinématique des poudres mérite un approfondissement. Cette limitation de l'approche RANS $k-\varepsilon$ permet d'envisager une simulation DNS pour bien cerner les turbulences et la réponse des poudres. Une analyse virtuelle de l'écoulement diphasique gaz/poudres est proposée dans ce papier. Elle est couplée à une observation dynamique par technique d'imagerie laser qui permet de visualiser les poudres dans le jet supersonique expérimental à la sortie de la buse. Ces investigations apporteront davantage de connaissances phénoménologiques sur la projection LPCS vers une identification des conditions opératoires pour un rendement de dépôt amélioré.

3. Caractérisation expérimentale du comportement réel des poudres

On peut caractériser le comportement des poudres micrométriques dans l'écoulement supersonique grâce à une visualisation dynamique ombroscopique (SprayCam). Les poudres sont rétro-éclairées à l'aide d'une lumière intense afin de générer une ombre projetée sur un capteur CCD pour une visualisation par imagerie haute résolution. La source lumineuse est produite par une série d'impulsion laser gérée par une diode (durée d'impulsion de 40 ns). Elle est synchronisée avec l'obturateur électronique à grande vitesse du capteur CCD (1024 pixels carrés avec une résolution spatiale de $16\mu\text{m}/\text{pixel}$) et avec un stroboscope pour permettre les captures des images rétro-éclairées. La visualisation des particules est effectuée avec un temps d'obturation de $1\mu\text{s}$ et une fréquence d'acquisition maximale de 20fps, c'est-à-dire une image toutes les 50ms. Ce dispositif convient pour des poudres de taille supérieure à $20\mu\text{m}$ et une vitesse maximale de 500m/s. Notre étude porte sur des poudres de cuivre sphérique de granulométrie à taille moyenne $d_{50}=50\mu\text{m}$ et un écoulement supersonique d'azote. Le jet de poudres est visualisé sur une fenêtre de $15\times 15\text{mm}^2$, incrémentée de 15mm à chaque observation pour couvrir en six zones une distance de 90mm en sortie de buse. La projection est réalisée sur un système portable travaillant à basse pression (DYMET 423), comprenant un pistolet de projection compact équipé d'un composant de chauffage par induction connecté à une buse De Laval qui peut préchauffer l'azote. Les poudres sont injectées radialement dans la buse par une aspiration créée au point d'injection. Les conditions opératoires de pressurisation de l'azote sont : une pression de 6bar et une température de préchauffage de 400°C .

Les images ombroscopiques permettent la visualisation des positions instantanées des poudres. Elles sont confinées en jet axial en sortie immédiate de la buse (Figure 1a). La taille du jet correspond à la prolongation du diamètre interne de la buse le long de l'écoulement. Au-delà d'une certaine distance, la position des poudres à l'extérieur de ce jet révèle une déviation radiale qui forme un jet progressivement dispersé (Figure 1b,c) vers une distribution

complètement éparses des poudres lors de la progression de l'écoulement dans l'atmosphère ambiante (Figure 1d-f). Cette cinématique évolutive caractérise un comportement phénoménologique décrit par un régime de confinement suivi d'un régime de dispersion le long de l'écoulement. Le régime de confinement forme un jet à diamètre quasi-uniforme et stable au voisinage immédiat de la buse puisque les poudres restent dans ce jet sur une courte distance (Figure 1a). Bien que le jet axial demeure dense en poudres, cette uniformité s'atténue dans une zone intermédiaire à cause d'une dispersion radiale et aléatoire de poudres (Figure 1b). Ce comportement phénoménologique marque la transition entre le jet confiné régulier et le régime dispersé aléatoire qui persiste en formant le jet très épars où les poudres sont très éparpillées (Figure 1c-f). C'est un comportement générique puisque les mêmes régimes de jet uniforme, dispersé et épars se reproduisent dans d'autres cas de poudres [15]. Cette réponse cinématique des poudres en sortie de buse est un résultat nouveau dans la littérature de la projection à froid. Aussi, la compréhension des phénomènes qui la gouvernent apporte une contribution complémentaire. C'est l'objectif de cette étude qui privilégie un rôle de la turbulence de l'écoulement en cherchant à identifier des phénomènes prédominants à l'aide d'une simulation numérique CFD DNS comprenant une interaction fluide/poudres qui considère les poudres comme une phase discrète.

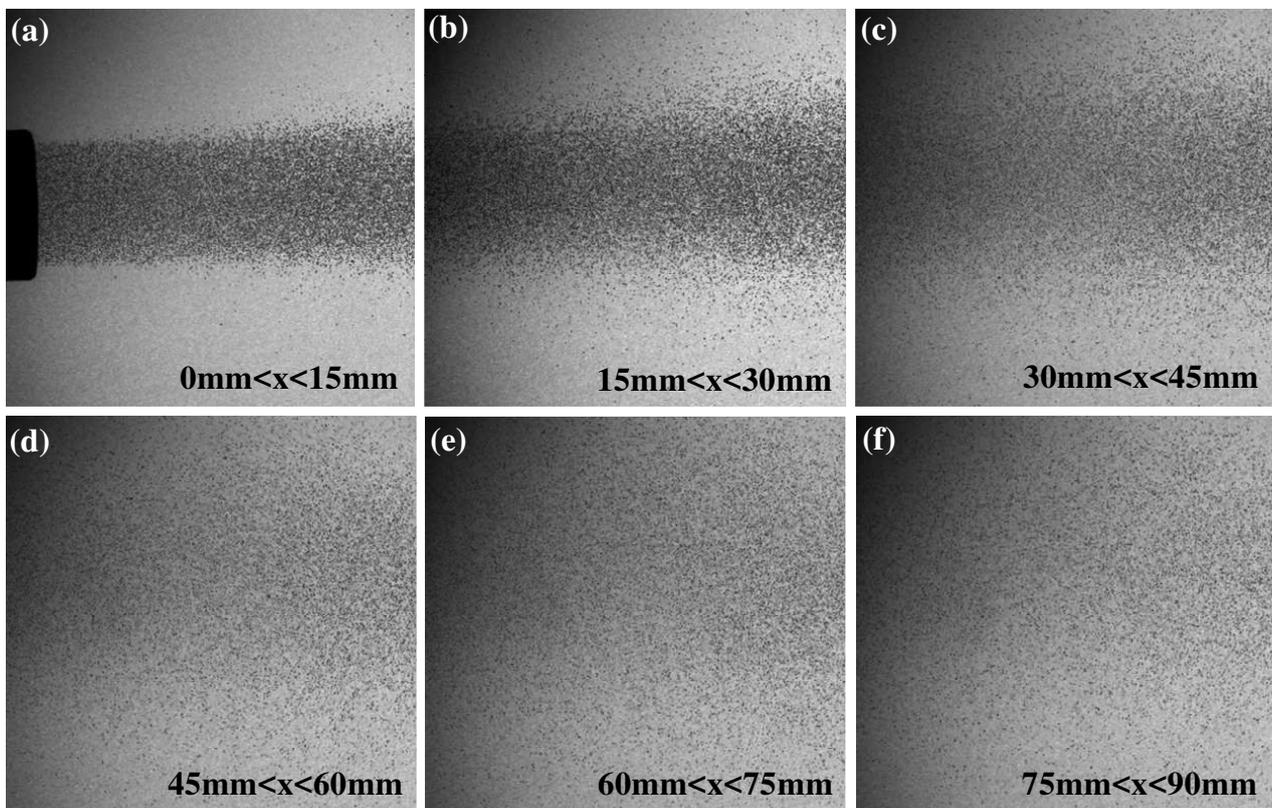


Figure 1 : Superposition d'images instantanées sur 5ms (100 images) montrant un jet quasi-uniforme en sortie immédiate de la buse (a), le début de déviation radiale de poudres (b), et le développement de jet épars (c-e).

4. Turbulences de l'écoulement supersonique en sortie de buse

Le comportement des poudres dispersées en sortie de buse amène à étudier la nature de l'écoulement supersonique à cet endroit. La simulation CFD DNS présente l'intérêt particulier de pouvoir fournir des détails phénoménologiques des turbulences qui gouvernent cet écoulement, modélisé en 2D dans cette étude pour ne pas alourdir le temps de calcul. Le choix de la discrétisation spatio-temporelle du problème va également dans ce sens. Se mettre aux échelles caractéristiques décrites par le principe de Kolmogorov n'est pas envisageable en

raison des ressources trop substantielles imposées par une telle simulation. Le maillage du domaine d'écoulement est toutefois extrêmement raffiné pour simuler au mieux les turbulences phénoménologiques lors de la détente supersonique du gaz depuis l'intérieur de la buse vers l'extérieur, soit sur une longueur totale d'écoulement de 230mm. Avec un raffinement uniforme de 70 μ m, le domaine de calcul compte plus de 8.10⁵ nœuds. Le pas de temps de calcul est aussi fixé à une valeur extrêmement faible (10⁻⁶s) pour décrire au mieux l'évolution temporelle de la turbulence. Avec ce niveau de discrétisation, un calcul pour un temps total de 0.05s dure environ 36h sur un cluster dont les performances sont indiquées dans le tableau 1. La simulation CFD DNS de l'écoulement compressible est réalisée avec le code aux éléments finis Fluent, en utilisant le solveur basé sur la densité. La variation de la densité de l'azote obéit à la loi des gaz parfaits. L'azote est aussi modélisé par un fluide newtonien décrit par une viscosité thermo-dépendante selon la loi de Sutherland. L'équation de conservation de l'énergie utilise la formulation enthalpique.

Performance de calcul		Données de discrétisation			Temps de calcul et enregistrement			
RAM	Coeurs	Vitesse	Noeuds	Δt	Durée	Temps CPU	Fréquence	Volume
144GB	96	66 Tflops	~8.10 ⁵	1 μ s	0.05s	~36Hrs	1ms	~25GB

Tableau 1 : *Données de simulation et performance utilisées sur le cluster "Lumière" de la structure "Mésocentre de calcul" à l'université de Franche-Comté.*

L'écoulement en projection à froid est turbulent en général à cause du régime supersonique. Bien que la turbulence démarre à l'intérieur de la buse à cause du développement de couches limites pariétales, elle ne fait que s'amplifier en sortie de buse en raison du cisaillement provoqué par le jet supersonique. Il s'établit une interface cisailée entre le jet supersonique et le milieu ambiant développant une instabilité permanente tant que le jet supersonique est entretenu, c'est-à-dire, pendant l'opération de projection. A la sortie immédiate de la buse, les couches cisailées sur les parties inférieure et supérieure du jet supersonique génèrent des tourbillons confinés à variation chaotique dans le temps (Figure 2a,b), en évoluant de manière alternée en haut et en bas de l'écoulement. La variation temporelle des vitesses à ces endroits montre une fluctuation irrégulière avec une amplitude plus importante sur la partie haute que sur la partie basse alors que la vitesse dans la zone centrale du jet varie à faible amplitude puisqu'elle est éloignée de la zone cisailée (Figure 3). La récurrence de ce régime instable à la sortie immédiate de la buse entraîne une déformation continue du jet laquelle demeure toutefois faible et assez stable en raison de la vitesse axiale élevée du jet à cet endroit qui y force l'écoulement axialement. Ce régime de jet stable s'établit sur une courte distance de façon analogue au régime de jet uniforme de poudres observé expérimentalement. Il s'en suit une transition brutale vers un régime de jet chaotique. L'écoulement supersonique développe brutalement un jet fortement oscillatoire caractérisé par la formation d'une allée de vortex (Figure 4a) où le taux de rotation varie jusqu'à 10⁵/s (Figure 4b) révélant ainsi une variation cinématique sévère. Cette zone fortement turbulente correspond à la zone expérimentale de dispersion des poudres. Ces corroborations mettent en évidence un rôle essentiel de la turbulence phénoménologique de l'écoulement supersonique dans le comportement en vol des poudres. C'est bien un effet phénoménologique qui développe les régimes successifs de jet uniforme de poudres puis de jet progressivement épars. Toutefois, la turbulence de l'écoulement uniquement ne permet pas d'expliquer ces régimes de comportement des poudres. Avec une formulation d'interaction standard fluide/particule gouvernée par une force de traînée, la trajectoire des poudres demeure rectiligne le long de l'écoulement. La composante radiale de la vitesse du fluide dans la zone turbulente ne parvient pas à dévier les poudres de manière à ce qu'elles soient dispersées radialement à l'extérieur de l'écoulement (Figure 4c). Il existe une autre force inertielle à identifier.

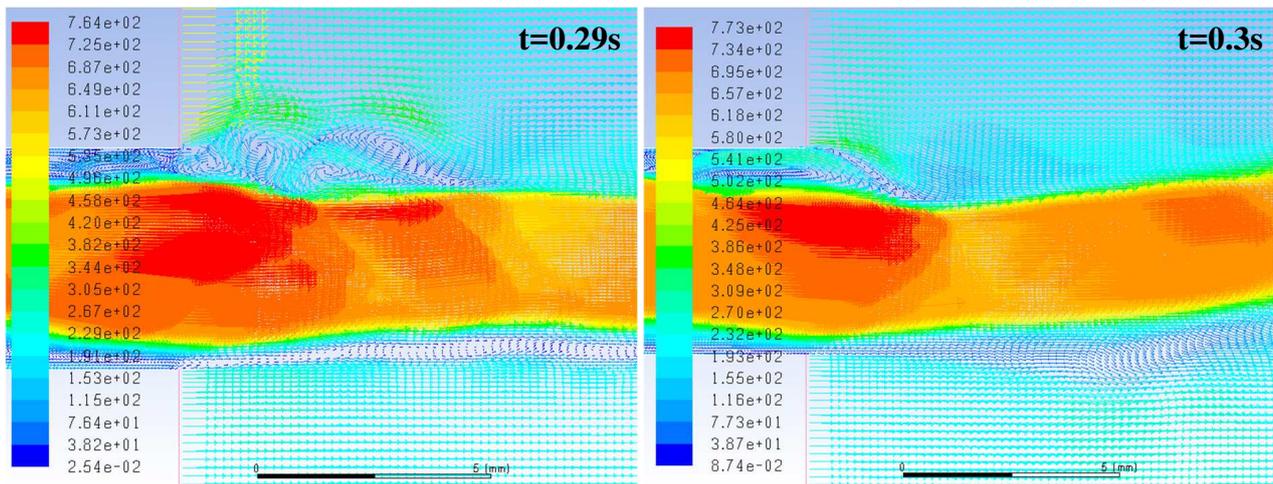


Figure 2 : Isovaleurs de vitesse (m/s) montrant des couches cisillées sur les parties extérieures du jet supersonique qui génèrent des tourbillons confinés à variation chaotique dans le temps.

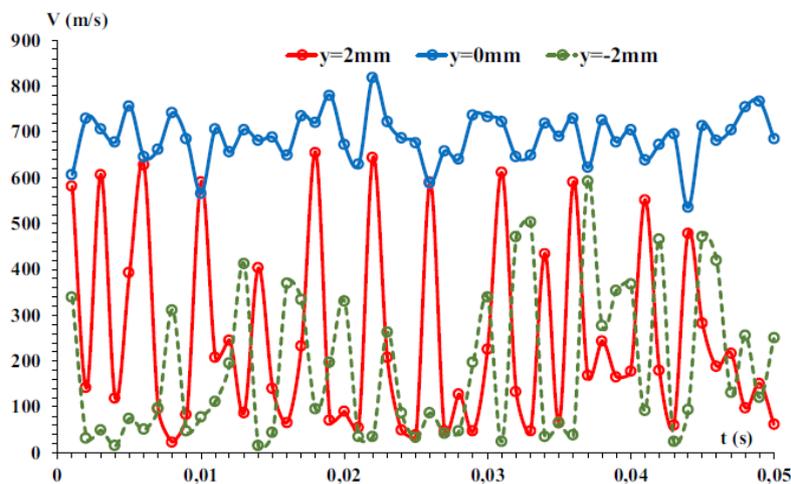


Figure 3 : Variation temporelle de vitesse et gradient radial à la section de sortie de la buse.

5. Analyse phénoménologique de l'interaction cinématique fluide/poudres

Les notions de physique ont montré qu'une sphère peut dévier sa trajectoire curviligne si elle tourne sur elle-même dans son mouvement. La déviation est due à une différence de pression créée autour de la sphère par cette rotation. On parle d'effet Magnus dont le modèle de force de portance se distingue fondamentalement du modèle standard de force de trainée par deux paramètres : un coefficient de portance rotationnelle et une vitesse angulaire relative fluide-particule (voir équation 1). Bien qu'il soit difficile de mettre en évidence un gradient de pression sur les distances infinitésimales à l'échelle des poudres micrométriques en projection à froid, on peut toutefois envisager cette force inertielle de Magnus gouvernée par la distribution de vitesse rotationnelle au sein de l'écoulement dont le taux de variation que nous avons déjà indiqué est très élevé (Figure 4b). L'ajout de cette force complémentaiement à la force de trainée permet de reproduire le comportement phénoménologique des poudres observé expérimentalement (Figure 4d). On retrouve clairement le régime de jet de poudre uniforme sur une courte distance en sortie de buse, et le jet progressivement éparse qui s'en suit. La simulation numérique reproduit aussi la tendance prédominante de déviation ascendante. Les poudres de taille supérieure s'agglomèrent préférentiellement vers le haut. Les images ombroscopiques montrent la même tendance en affichant une dispersion plus dense dans la partie supérieure de la fenêtre d'observation lorsque les poudres commencent à sortir du jet central initialement dense. Cette comparaison concordante suggère un rôle physiquement

réaliste d'un effet Magnus sur le comportement cinématique des poudres. La trajectoire des poudres est déviée par une force inertielle gouvernée par une vitesse rotationnelle.

$$\vec{F}_{ML} = \frac{\pi D_p^2}{8} \rho_g C_{ML} \frac{|\vec{V}|}{|\vec{\Omega}|} (\vec{V} \wedge \vec{\Omega}) \quad (1)$$

où D_p , ρ_g , C_{ML} , V et Ω représente respectivement le diamètre de la particule, la densité du gaz, le coefficient de portance par effet Magnus, la vitesse relative gaz/poudre, et la vitesse relative de rotation gaz/poudre.

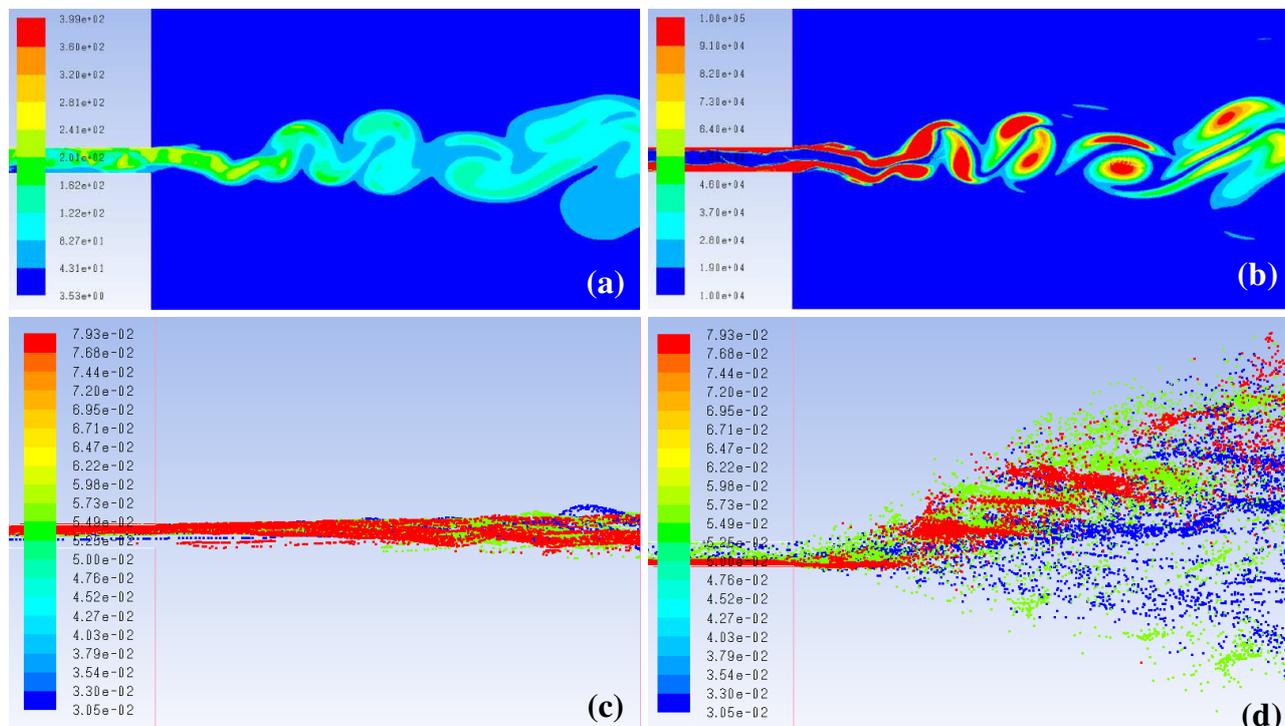


Figure 4 : Turbulence chaotique révélée par le champ thermique en °C (a) et le champ de taux de rotation en s⁻¹ (b). Effet sur le comportement des poudres. Simulation sans effet Magnus (c) et avec effet Magnus (d). La légende sur les figures (c) et (d) désigne la taille des poudres en μm.

6. Conclusion

Cette étude porte sur la caractérisation phénoménologique de l'écoulement supersonique du gaz et des poudres micrométriques en projection à froid, à l'aide d'une observation expérimentale par ombroscopie dynamique couplée à une simulation CFD DNS. En dehors de la buse, l'écoulement oscille faiblement sur une certaine distance avant de devenir complètement instable à cause d'un développement de couche cisailée à l'interface du jet sortant de la buse et l'atmosphère ambiante. L'amplitude des oscillations augmente subitement montrant une transition nette entre la zone de faible instabilité et une zone à forte turbulence. Ces observations sont corroborées par la visualisation expérimentale du jet de poudres. Leur distribution est d'abord confinée en sortie de buse avant d'être éparse lorsqu'on s'en éloigne d'une certaine distance pour devenir complètement dispersée. Cette dispersion est directement liée à la turbulence en sortie de buse puisqu'elle débute au même endroit d'apparition de l'oscillation entretenue par l'écoulement cisailé où prévaut un taux de rotation fluctuant jusqu'à 10⁶s⁻¹. Le jet dispersé des poudres est imputable à cette rotation qui crée alors un effet Magnus déviant la trajectoire des poudres. La simulation avec une force de Magnus reproduit clairement le régime de jet de poudres uniforme sur une courte distance en sortie de buse, et le jet progressivement épars qui s'en suit. Elle met aussi en évidence une sensibilité de la déviation à la taille des poudres qui mérite davantage d'approfondissement.

Références

- [1] R.N. Raoelison, Coeval Cold Spray Additive Manufacturing Variance and Innovative Contributions, *Cold-Spray Coatings: Recent Trends and Future Perspectives*, Springer International Publishing, Cham, (2018), 57–94.
- [2] R.N. Raoelison, Ch. Verdy, H. Liao, Cold gas dynamic spray additive manufacturing today: Deposit possibilities, technological solutions and viable applications, *Mat. Des.*, 133 (2017), 266–287.
- [3] R.N. Raoelison, Y. Xie, T. Sapanathan, M.P. Planche, R. Kromer, S. Costil, C. Langlade, Cold gas dynamic spray technology: A comprehensive review of processing conditions for various technological developments till to date, *Additive Manufacturing*. 19 (2018), 134–159.
- [4] X.-J. Ning, J.-H. Jang, H.-J. Kim, The effects of powder properties on in-flight particle velocity and deposition process during low pressure cold spray process, *Applied Surface Science*. 253 (2007), 7449–7455.
- [5] Y.T.R. Lee, H. Ashrafizadeh, G. Fisher, A. McDonald, Effect of type of reinforcing particles on the deposition efficiency and wear resistance of low-pressure cold-sprayed metal matrix composite coatings, *Surface and Coatings Technology*. 324 (2017), 190–200.
- [6] M. Kulmala, P. Vuoristo, Influence of process conditions in laser-assisted low-pressure cold spraying, *Surface and Coatings Technology*. 202 (2008), 4503–4508.
- [7] G. Huang, H. Wang, X. Li, L. Xing, J. Zhou, Deposition efficiency of low pressure cold sprayed aluminum coating, *Materials and Manufacturing Processes*. 0 (2017), 1–7.
- [8] R.N. Raoelison, E. Aubignat, M.-P. Planche, S. Costil, C. Langlade, H. Liao, Low pressure cold spraying under 6bar pressure deposition: Exploration of high deposition efficiency solutions using a mathematical modelling, *Surface and Coatings Technology*. 302 (2016), 47–55.
- [9] R.N. Raoelison, Analytical description of solid particles kinematics due to a fluid flow and application to the depiction of characteristic kinematics in cold spraying, *Powder Technology*. 319 (2017), 191–203.
- [10] B. Samareh, O. Stier, V. Lüthen, A. Dolatabadi, Assessment of CFD Modeling via Flow Visualization in Cold Spray Process, *J Therm Spray Tech.*, 18 (2009), 934–943.
- [11] J. Pattison, S. Celotto, A. Khan, W. O’Neill, Standoff distance and bow shock phenomena in the Cold Spray process, *Surface and Coatings Technology*. 202 (2008), 1443–1454.
- [12] X.-J. Ning, Q.-S. Wang, Z. Ma, H.-J. Kim, Numerical Study of In-flight Particle Parameters in Low-Pressure Cold Spray Process, *J Therm Spray Tech.*, 19 (2010), 1211–1217.
- [13] M.-W. Lee, J.-J. Park, D.-Y. Kim, S.S. Yoon, H.-Y. Kim, S.C. James, S. Chandra, T. Coyle, Numerical Studies on the Effects of Stagnation Pressure and Temperature on Supersonic Flow Characteristics in Cold Spray Applications, *J Therm Spray Tech.*, 20 (2011), 1085–1097.
- [14] M.W. Lee, J.J. Park, D.Y. Kim, S.S. Yoon, H.Y. Kim, D.H. Kim, S.C. James, S. Chandra, T. Coyle, J.H. Ryu, W.H. Yoon, D.S. Park, Optimization of supersonic nozzle flow for titanium dioxide thin-film coating by aerosol deposition, *Journal of Aerosol Science.*, 42 (2011), 771–780.
- [15] L.L. Koithara, R.N. Raoelison, S. Costil, Flow phenomenon of micron-sized particles during cold spray additive manufacturing: High-speed optic observation and characterization, *Advanced Powder Technology*. (2020). <https://doi.org/10.1016/j.appt.2019.12.037>.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la structure “Mésocentre de calcul” de l’université de Franche-Comté pour l’accès crucial au cluster “Lumière” qui a permis d’obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit.

Simulation numérique de l'écoulement dans un éjecteur supersonique.

Numerical simulation of the flow in a supersonic ejector.

Souhir GRITLI¹, Valérie LEPILLER^{2*}, Mouna ELAKHDAR¹, Ezzedine NEHDI¹, Philippe DESEVAUX²

¹Unité de Recherche Energétique et Environnement, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis
BP 37, Le Belvédère 1002, Tunis, Tunisie.

² Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 6174, UBFC, Département ENERGIE, Parc Technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort.

*(auteur correspondant : valerie.lepiller@univ-fcomte.fr)

Résumé – Ce travail présente une étude sur l'analyse de l'écoulement au sein d'un éjecteur supersonique et plus particulièrement du processus de recompression par chocs qui prend place le long de la tuyère secondaire. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du logiciel de CFD Ansys-Fluent. Les deux modes de fonctionnement de l'éjecteur (sans et avec flux induit) sont étudiés pour différentes valeurs de la pression génératrice primaire P_1 comprises entre 2 et 5 bar. L'influence de la distance entre la section de sortie de la tuyère primaire et la section d'entrée de la chambre de mélange de l'éjecteur (facteur géométrique NXP) sur les performances de l'éjecteur est également analysée.

Mots-clés : Ejecteur supersonique ; CFD ; Régimes d'écoulement ; Chocs ; NXP.

Abstract – This paper describes the investigation of the flow within a supersonic ejector and more particularly the analysis of the shock recompression process which takes place along the secondary nozzle. Numerical simulations are performed using the CFD package Ansys-Fluent. The two operating modes of the ejector (without and with induced flow) are studied for different values of the primary stagnation pressure P_1 between 2 and 5 bar. The impact of the distance between the outlet section of the primary nozzle and the inlet section of the mixing chamber (geometric factor NXP) on the performance of the ejector are then analyzed.

Keywords: Supersonic Ejector; Flow regimes; Shocks; CFD; NXP.

Nomenclature

P pressure, bar

A rapport de la section

Indices et exposants

l primaire

1. Introduction

Un éjecteur est un appareil de conception simple, sans aucune pièce mécanique en mouvement, destiné à entraîner, recomprimer et mélanger des fluides. Il s'agit d'un appareil disposant de deux orifices d'admission et d'un orifice de sortie, qui permet à un fluide primaire (ou moteur) à haute pression d'entraîner un fluide secondaire (ou induit) à basse pression. Les deux flux sont mélangés à l'intérieur de l'éjecteur, notamment dans une chambre de mélange, et refoulés à une pression intermédiaire appelée contre-pression [1].

Les éjecteurs supersoniques sont utilisés dans une gamme assez large d'applications, telles que l'augmentation de poussée de propulseurs (aérospatiale), la séparation de fluides (génie des procédés), la production du vide et la réfrigération via des systèmes à éjecto-

compression [2]. L'écoulement au sein d'un éjecteur supersonique est très complexe, du fait des nombreux phénomènes physiques qui entrent en jeu (interaction entre des flux supersonique et subsonique, chocs, mélange, instabilités, ...). Parmi les phénomènes complexes rencontrés, le processus de recompression par succession de chocs conditionne fortement les performances de l'éjecteur en termes d'aspiration et d'entraînement [3]. L'analyse de la recompression dans l'éjecteur et plus particulièrement dans la chambre de mélange se base généralement sur l'évolution axiale de la pression statique. La simulation numérique par CFD est un outil précieux dans ce domaine, en permettant de suivre l'évolution des grandeurs de l'écoulement le long de l'éjecteur et en offrant la possibilité de visualiser numériquement l'écoulement et l'éventuelle structure de chocs

Le travail présenté ici se situe dans ce contexte. Il a pour objectif d'analyser le processus de recompression qui prend place dans un éjecteur fonctionnant avec ou sans flux induit. L'étude, essentiellement numérique, est menée par une approche CFD. La turbulence est prise en compte par le biais de modèles RANS. Les performances en termes d'aspiration et d'entraînement sont déduites de ces simulations numériques et comparées aux données expérimentales recueillies sur banc d'essai. L'influence de la distance entre la section de sortie de la tuyère primaire et la section d'entrée de la chambre de mélange de l'éjecteur (facteur géométrique NXP) sur les performances de l'éjecteur est également analysée.

2. Modèle numérique CFD

2.1. Configuration de l'éjecteur étudié

L'éjecteur considéré dans cette étude est disponible sur le banc d'essai du département ENERGIE de l'institut FEMTO-ST et a été utilisé par Bouhanguel [4]. Il est constitué de deux tuyères coaxiales comme schématisé sur la figure 1. La tuyère primaire (ou motrice) est du type convergent-divergent. Elle est alimentée par de l'air sous pression. Le fluide secondaire est de l'air aspiré dans l'atmosphère par le biais de 3 entrées disposées à 120° autour de la chambre de tranquillisation. Les deux flux d'air se mélangent ensuite dans la chambre de mélange cylindrique avant d'être refoulés dans l'atmosphère en sortie de diffuseur.

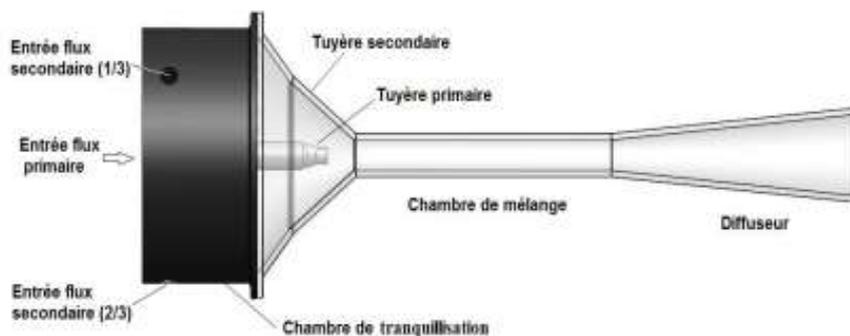


Figure 1: Configuration géométrique de l'éjecteur étudié

Les principales dimensions de l'éjecteur étudié sont indiquées sur la figure 2. Le rapport géométrique A est un paramètre essentiel, qui conditionne fortement le comportement et les performances de l'éjecteur. Il est défini comme le rapport de la section du tube de mélange sur la section au col de la tuyère primaire et est égal à $A = 4$. Cette valeur modérée doit permettre l'installation du régime supersonique dans la tuyère secondaire même pour des valeurs relativement faibles de la pression génératrice primaire (inférieure à 5 bar) [4]. Le paramètre NXP représente la distance entre la sortie de la tuyère primaire et l'entrée de la

chambre de mélange. Cette distance, appelée pénétration de la tuyère primaire, peut varier soit positivement soit négativement sur le banc d'essai.

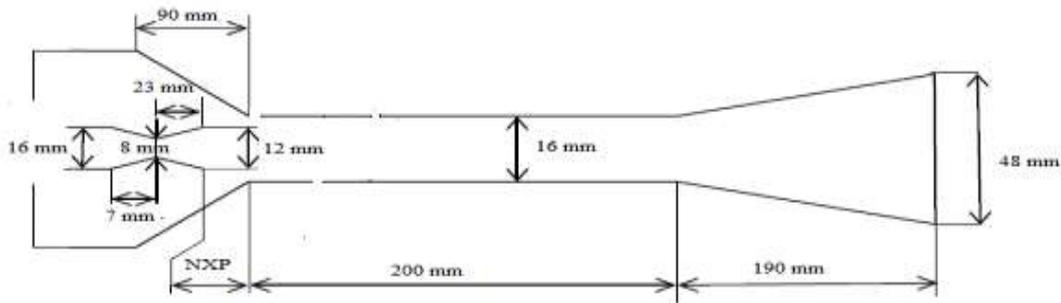


Figure 2: Principales dimensions de l'éjecteur étudié ($A = 4$)

2.2. Conditions de simulation numérique

Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du code CFD Ansys-Fluent. Les équations résolues sont les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie, des grandeurs turbulentes ainsi que la relation d'état du fluide considéré comme un gaz parfait. La formulation de ces équations est donnée dans [4]. Compte tenu de la géométrie de l'éjecteur, le domaine d'étude est considéré comme 2D axisymétrique. La figure 3 donne un schéma du domaine d'étude accompagné des conditions aux limites utilisées. Une condition limite de type pression-inlet est utilisée à l'entrée de la tuyère primaire où sera imposée la valeur de la pression totale P_1 . Au niveau de l'aspiration du flux secondaire, une section annulaire équivalente, accompagnée d'une condition de type pression-inlet est utilisée. La valeur de la pression atmosphérique sera fixée à cette entrée secondaire. Une condition de type pression-outlet est fixée à la sortie du diffuseur correspondant à un refoulement à la pression atmosphérique. Une condition de non glissement (vitesse nulle) est imposée aux parois et le transfert de chaleur aux parois n'est pas pris en compte. Le maillage utilisé est composé d'environ 50000 éléments de type quadrilatère. Les équations Navier Stokes sont résolues à l'aide du solveur pression-based, avec couplage pression-vitesse et selon un schéma de discrétisation au second ordre.

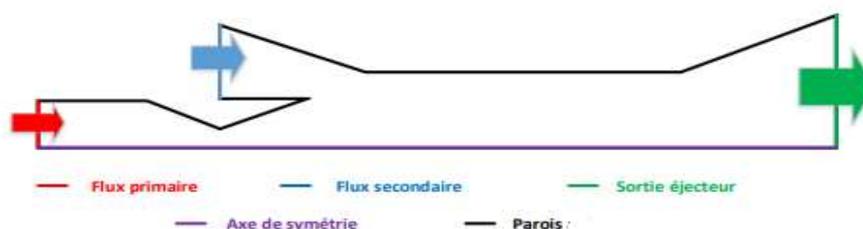


Figure 3: Domaine d'étude et conditions aux limites

2.3. Modélisation de la turbulence

La modélisation de la turbulence reste un problème majeur dans les simulations des écoulements supersoniques. La turbulence de l'écoulement est prise en compte dans notre étude par des modèles RANS [5]. Deux modèles ont été testés dans un premier temps : le modèle $k-\varepsilon$ Standard et le modèle $k-\omega$ SST. Pour ces deux modèles, une intensité de turbulence de 5% est spécifiée aux entrées de fluide primaire et secondaire le cas échéant.

Une approche par lois de paroi standard (standard wall functions), associée à une valeur de y^+ voisine de 30 pour la première maille, a été utilisée.

La figure 4 compare les distributions de la pression statique sur l'axe de l'éjecteur, obtenues avec ces deux modèles, dans le cas d'un fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit. On constate de fortes différences entre ces distributions de pression. Il apparaît que pour la pression P_1 considérée ($P_1 = 3,5$ bar), la simulation réalisée avec le modèle $k-\omega$ SST prédit l'installation d'un régime d'écoulement supersonique dans l'éjecteur. Ce régime est caractérisé par la formation de deux trains de chocs, le premier en sortie de tuyère primaire, le second à l'entrée du diffuseur. La simulation menée avec le modèle $k-\varepsilon$ Standard prédit quant à elle un régime mixte d'écoulement. Dans ce cas, l'écoulement redevient subsonique dans la chambre de mélange. Or les essais expérimentaux réalisés par Bouhanguel (2013) [4] sur cette configuration d'éjecteur ont confirmé l'installation du régime supersonique pour la pression $P_1 = 3,5$ bar.

Dans la suite de cette étude, les simulations seront donc réalisées avec le modèle $k-\omega$ SST.

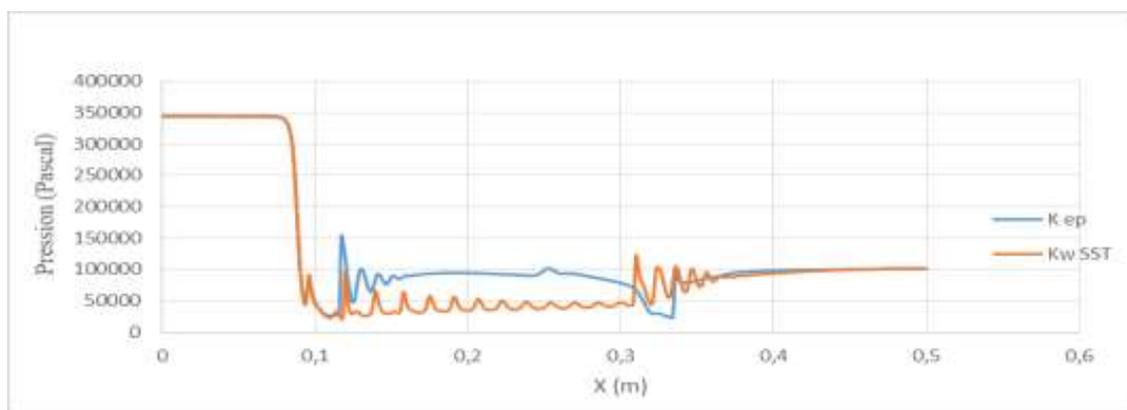


Figure 4: Distribution axiale de la pression – Comparaison des modèles de turbulence ($P_1 = 3,5$ bar)

3. Résultats et discussion

Les deux modes de fonctionnement de l'éjecteur (avec et sans flux) sont étudiés, pour différentes valeurs de la pression génératrice primaire P_1 comprises entre 2 et 5 bar.

Le processus de recompression est analysé à travers les distributions axiales de la pression et les visualisations de la structure de choc.

3.1. Fonctionnement sans flux induit ($U = 0$)

Les figures 5 et 6 concernent le fonctionnement de l'éjecteur sans flux induit. La figure 5 compare les distributions de la pression statique le long de l'axe de l'éjecteur pour des pressions génératrices 2, 3, 4 et 5 bar. Ces distributions montrent que le processus de recompression qui prend place dans la tuyère secondaire est caractérisé par de fortes fluctuations de la pression. Ces fluctuations correspondent à la formation de chocs obliques au sein de l'écoulement.

Pour $P_1 = 2$ bar, on observe un choc dans le divergent de la tuyère primaire. Ce choc provoque le désamorçage du régime supersonique dans la tuyère primaire.

Pour les pressions P_1 supérieures à 2 bar, le jet débouche de la tuyère primaire à vitesse supersonique et se désamorce ensuite dans la chambre de mélange par le biais d'un système de recompression par chocs obliques successifs.

La figure 6 regroupe les champs des iso-Mach issus des simulations CFD pour les pressions génératrices comprises entre 2 à 5 bar. Ces iso-Mach sont représentés avec la même échelle afin de faciliter l'analyse de l'évolution de l'écoulement avec la pression génératrice. Cette figure permet la visualisation de l'écoulement dans l'éjecteur et en particulier de la structure de chocs. Elle confirme notamment la formation d'un choc droit dans la tuyère primaire pour une pression $P_1 = 2$ bar. Pour les pressions P_1 comprises entre 2,5 et 4 bar, ce choc droit laisse place à une succession de chocs obliques en sortie de tuyère primaire, conduisant au désamorçage du régime supersonique. Lorsque P_1 dépasse 4 bar, l'écoulement reste supersonique sur la majeure partie de la chambre de mélange, avant de se désamorcer à travers un second train de chocs qui commence à se former avant l'entrée du diffuseur.

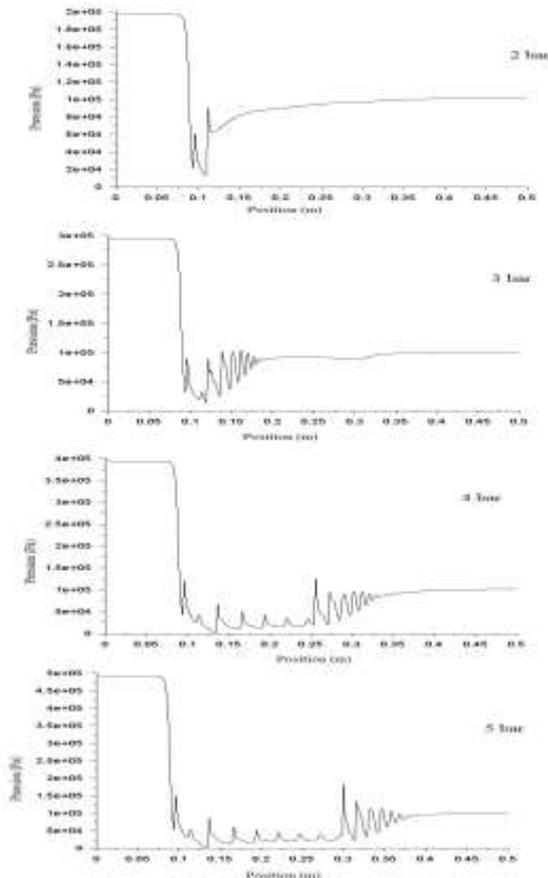


Figure 5: Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1 ($U = 0$)

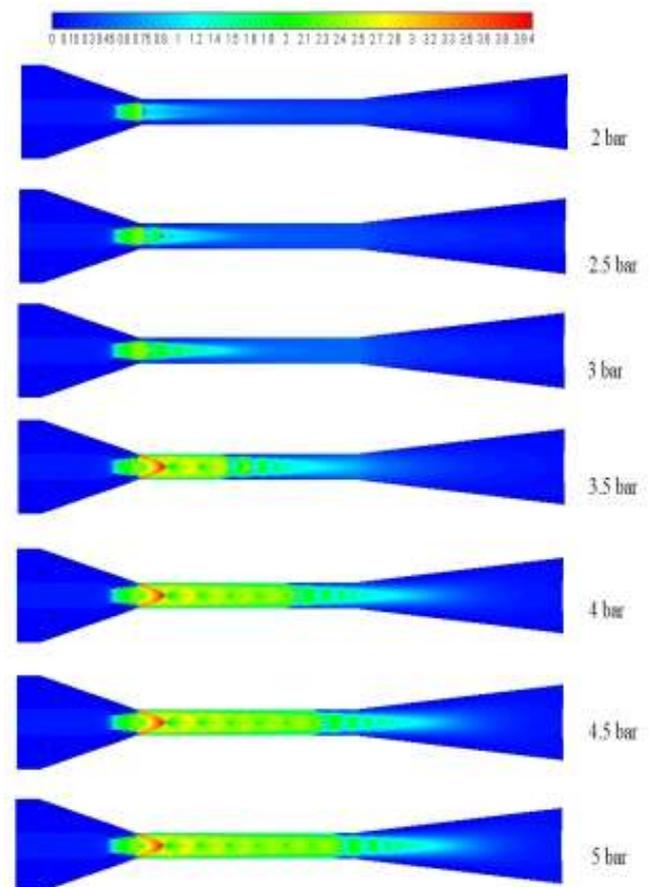


Figure 6: Evolution des Iso-Mach avec la pression P_1 ($U = 0$)

3.3. Fonctionnement avec flux induit ($U > 0$)

Les figures 7 et 8 concernent le fonctionnement de l'éjecteur avec flux induit. Pour ce fonctionnement également, on constate que la recompression s'effectue à travers une succession de chocs. Il apparaît clairement sur ces figures que le régime supersonique s'installe dans la tuyère secondaire pour des pressions P_1 supérieures à 3,5 bar. Cette pression correspond donc à la transition du régime mixte vers le régime supersonique. Ce régime est caractérisé par un écoulement qui reste supersonique tout le long de la chambre de mélange. Le désamorçage du régime supersonique au régime subsonique s'effectue dans le diffuseur, par le biais d'un second train de choc.

3.4. Analyse des performances de l'éjecteur

Les critères de performance d'un éjecteur peuvent varier suivant son application et son mode de fonctionnement. Dans le cas d'un fonctionnement avec flux induit, le critère essentiel est le débit secondaire aspiré. Pour un éjecteur opérant sans flux induit, c'est la pression d'aspiration P_2 qui permet de caractériser les performances de l'éjecteur.

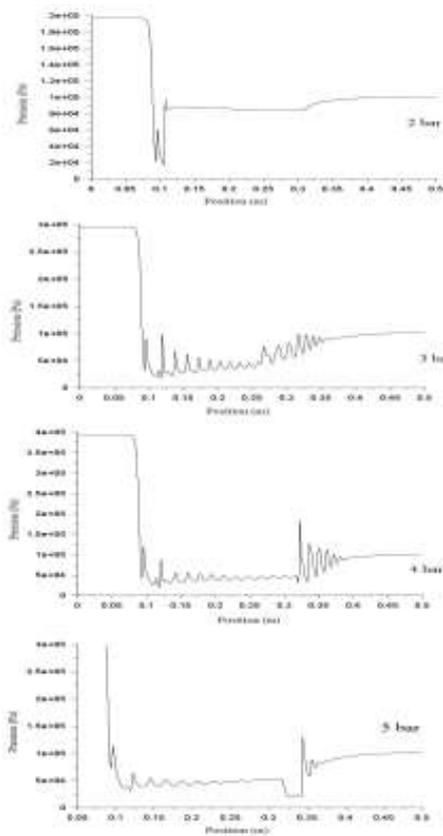


Figure 7: Distributions axiales de la pression pour différentes valeurs de P_1 ($U > 0$)

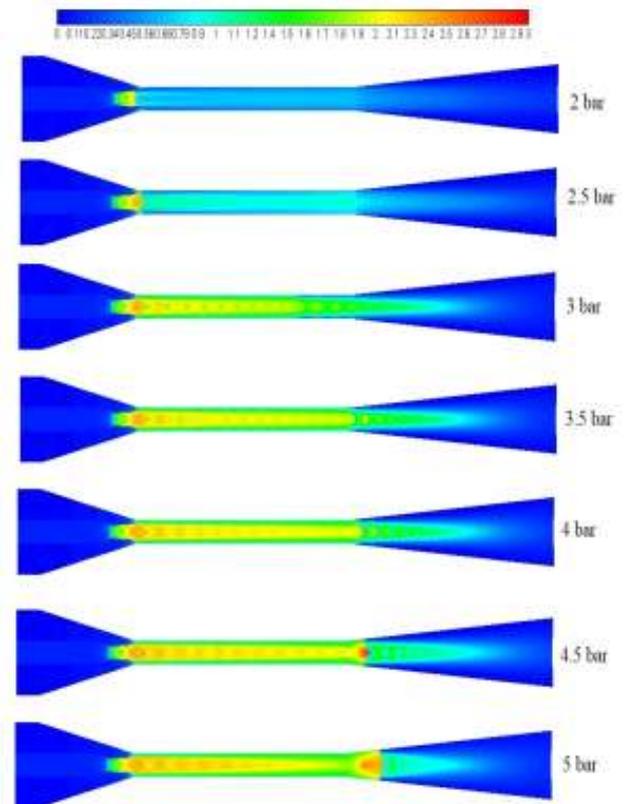


Figure 8: Evolution des Iso-Mach avec la pression P_1 ($U > 0$)

La figure 9 compare les évolutions du débit induit en fonction de la pression génératrice primaire P_1 , obtenues numériquement et expérimentalement. Les valeurs expérimentales sont issues de travaux menés sur banc d'essai par Bouhanguel [4]. On peut noter un bon accord entre les mesures et nos résultats numériques, l'écart maximal n'excédant pas 14% de la valeur mesurée expérimentalement. Dans les deux cas, le débit induit m_2 augmente avec la pression d'alimentation P_1 jusqu'à une valeur maximale atteinte expérimentalement pour $P_1 = 3,5$ bar et numériquement pour $P_1 = 4,5$ bar. Cette pression correspond à l'amorçage du régime supersonique dans la tuyère secondaire et donc à la transition entre le régime mixte et le régime supersonique. Cette figure révèle l'existence de conditions optimales pour l'entraînement de flux secondaire correspondant à cette zone de transition.

La figure 10 est relative à un fonctionnement sans flux induit. Elle compare les évolutions numériques et expérimentales de la pression d'aspiration P_2 en fonction de la pression primaire P_1 . L'évolution de la pression d'aspiration avec la pression d'alimentation P_1 confirme les résultats obtenus précédemment avec flux induit. On observe en effet, tant numériquement qu'expérimentalement, l'apparition d'une valeur minimale de la pression P_2 pour une pression génératrice primaire $P_1 = 3,5$ bar correspondant aux conditions d'amorçage de la tuyère secondaire.

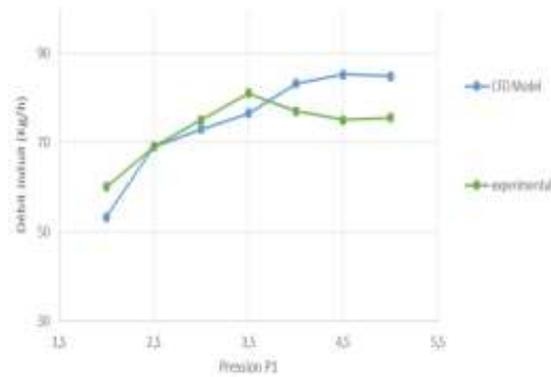


Figure 9: Evolution du débit aspiré avec la pression P_1 ($U > 0$)

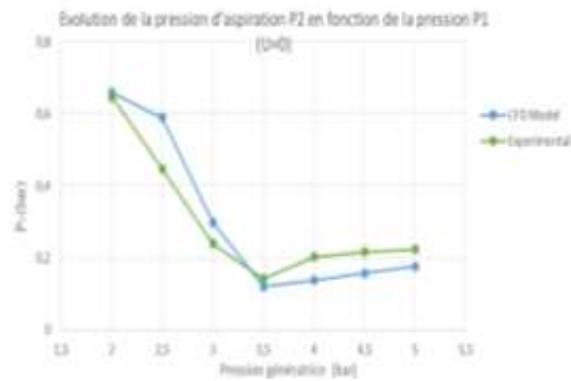


Figure 10 : Evolution de la pression d'aspiration P_2 en fonction de la pression P_1 ($U = 0$)

3.5. Analyse de la position de la tuyère primaire

La position de sortie de la tuyère primaire NXP est définie comme la distance entre la sortie tuyère primaire et l'entrée de la chambre de mélange. Cette position est un paramètre géométrique sensible qui influe sur les performances de l'éjecteur en affectant à la fois le taux d'entraînement et la pression d'aspiration. Certaines études dans la littérature semblent montrer que le fait de déplacer la section de sortie de la tuyère primaire loin en amont de l'entrée de la chambre de mélange permet d'améliorer les performances en augmentant le taux d'entraînement. D'autres études expérimentales [6,7] montrent qu'il existe une position optimale qui donne le meilleur COP d'un cycle de réfrigération par éjecto-compression. Suivant Nehdi et al. (2011) [7], cette position optimale est comprise un intervalle allant de -10 mm jusqu'à 20 mm. Dans cette présente étude, des simulations numériques sont réalisées en modifiant la position de sortie de la tuyère primaire (NXP). Les résultats obtenus ont permis d'établir les courbes données sur les figures 11 et 12 qui présentent l'effet de la position de la tuyère primaire sur les performances de l'éjecteur. Les deux figures semblent mettre en évidence une valeur optimale de NXP comprise entre 5 et 10 mm conduisant à l'aspiration maximale. La figure 13 présente l'effet de la position de la tuyère primaire NXP sur la pression d'aspiration (mesurée au niveau de la chambre de tranquillisation secondaire) en fonctionnement sans flux induit et pour la pression P_1 optimale de 3,5 bar. On constate une nette dégradation des performances d'aspiration lorsque NXP dépasse 10 mm.

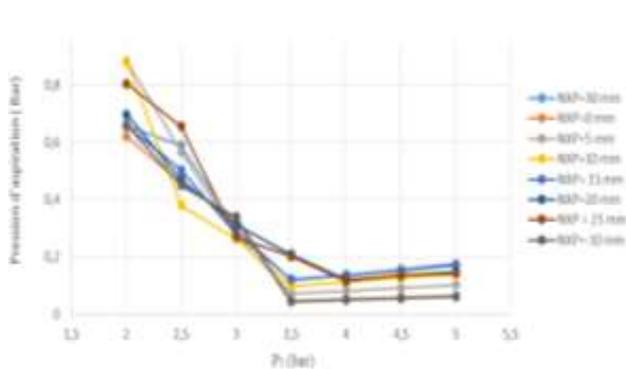


Figure 10: Evolution de la pression d'aspiration avec P_1 pour différentes valeurs de NXP ($U = 0$)

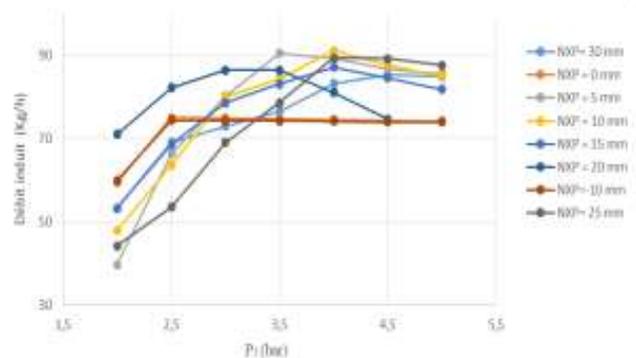


Figure 11: Evolution du débit induit avec P_1 pour différentes valeurs de NXP ($U > 0$)

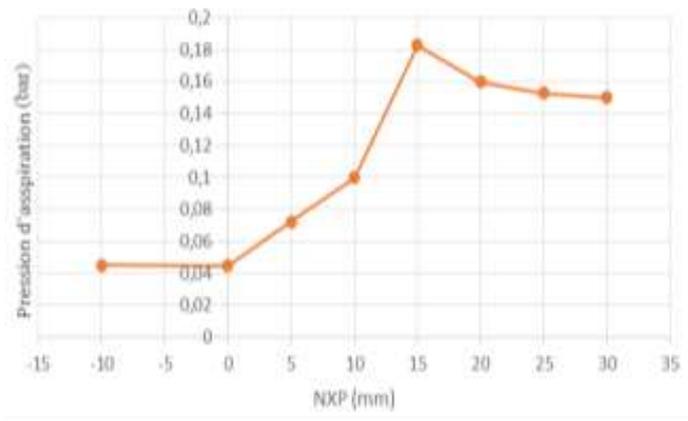


Figure 12: Effet de la position de la tuyère primaire (NXP) sur la pression d'aspiration ($U = 0$, $P_1 = 3,5$ bar)

4. Conclusion

Cette étude a pour objectif d'analyser le processus de recompression qui prend place dans un éjecteur fonctionnant avec ou sans flux induit. Elle est conduite numériquement, grâce au développement d'un modèle CFD axisymétrique, et s'intéresse principalement aux distributions axiales de la pression et aux iso-Mach permettant de visualiser la structure de choc.

Des tests sur le choix du modèle de turbulence le mieux adapté ont été réalisés. Il a ainsi été montré que le modèle k-oméga-SST était bien adapté pour prédire la structure de choc.

Les résultats numériques obtenus à partir du modèle 2D axisymétrique sont très encourageants. Les performances de l'éjecteur en termes d'aspiration et d'entraînement de flux secondaire ont été déterminées numériquement et comparées aux données expérimentales. La forte influence du régime d'écoulement au sein de l'éjecteur sur les performances a été confirmée.

L'influence de la position de la tuyère primaire (facteur géométrique NXP) sur les performances de l'éjecteur a également été étudiée. Il a été montré que le fait de positionner la section de sortie de la tuyère primaire proche de l'entrée de la chambre de mélange permet d'obtenir les meilleures performances.

Références

- [1] Bourhan M. Tashtoush. A comprehensive review of ejector design, performance, and applications. *Applied Energy* 240 (2019) 138–172.
- [2] Riffat S.B., Jiang L. and Gan G., Recent development in ejector technology – A review, *Int. J. Ambient Energy*, 26, 13-26, 2005.
- [3] Matsuo K., Miyazato Y. and Kim H.D., Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows, *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 35, 33-100, 1999.
- [4] Bouhanguel A. Etude numérique et expérimentale de l'interaction entre deux écoulements compressibles dans un éjecteur supersonique. *PhD thesis, Université de Franche-Comté*, 2013.
- [5] Wilcox D.C., Turbulence modeling for CFD, 2nd edn. DCW Industries, 1998.
- [6] Eames, I. W., Aphornratana, S. and Sun, D. W. The jet-pump cycle—a low cost option powered by waste heat. *J. Heat Recovery Systems and Combined Heat and Power*, 1995, 15(8), 711–721.
- [7] Nehdi, E., Kairouani, L., Tounsi, N. Simulation of an ejector used in refrigeration systems. *International Journal of refrigeration*, 34 (2011), 1657-1667.

Identifications par modèles réduits des propriétés thermiques de matériaux fortement hétérogènes

Identifications by reduced models of thermal properties of highly heterogeneous materials

Ana Gabriela CHAVEZ CASTILLO^{1*}, Julie RATOVONKERY^{2*}, Yassine ROUIZI¹, Kamilia ABAHRI³, Olivier QUEMENER¹

¹ LMEE, Université d'Evry, Université Paris-Saclay, 91020 Evry, France.

² LOCIE, Université Savoie Mont Blanc, 73370 Le Bourget du Lac, France

³ Laboratoire de Mécanique et Technologie, École Normale Supérieure de Cachan, 94230 Cachan, France.

*(auteur correspondant : a.chavez@iut.univ-evry.fr)

Résumé - L'objectif de cette étude est d'utiliser la réduction de modèle couplée à une procédure d'identification, afin de déterminer les caractéristiques thermiques d'un échantillon de bois épicéa. Un modèle numérique a été créé à partir d'une géométrie 3D de la structure réelle du matériau issue d'un scan de micro-tomographie à rayon X. Le temps de simulation avec le modèle réduit est 220 fois plus rapide que le modèle complet avec une erreur maximale de 0,02 [°C]. Les résultats d'identification restent très satisfaisants avec une erreur de l'ordre de 1%.

Mots-clés : Méthode inverse ; caractérisation thermique ; modèles réduits ; propriétés thermiques ; matériaux hétérogènes.

Abstract - The objective of this study is to use the modal method coupled to an identification procedure, in order to determine the thermal characteristics of a sample of spruce wood. A numerical model was created from a 3D geometry of a real structure of the material from an X-ray micro-tomography scan. The simulation time with the reduced model is 220 times faster than the full model with a maximum error of 0.02 [°C]. Identification results remain entirely satisfactory with an error around 1%.

Keywords: Inverse method; thermal characterisation; reduced models; thermal properties; heterogeneous materials.

Nomenclature

k Conductivité thermique, W/mK
 c Capacité calorifique volumique, J/m³K
 h Coefficient d'échange, W/m²K
 g Fonction d'essai, K
 S surface d'échange, m²
 T température, K

Symboles grecs
 α Coefficient de pondération
 ξ Coefficient de Steklov, W/m²K
 φ Densité de flux, W/m²
Indices et exposants
 F fibres
 G gaz

1. Introduction

Cette étude s'inscrit dans la problématique de la caractérisation des matériaux bio-sourcés, appelés à jouer un rôle important dans le bâtiment dans les prochaines années, et notamment

le bois ¹. On cherche ici à travailler sur des microstructures réelles tridimensionnelles obtenues par tomographie à rayons X, afin de chercher à caractériser les propriétés intrinsèques des différents constituants. On s'affranchit dans cette étude du problème hygrothermique en considérant un bois sec, pour lequel on cherche la capacité calorifique et la conductivité thermique. La géométrie obtenue par tomographie est ainsi utilisée dans une approche inverse, qui utilise les outils de simulation numérique de façon itérative afin de remonter à l'identification du matériau bio-sourcé. L'originalité de ce travail est l'utilisation d'un modèle numérique réduit de type modal, qui évite toute simplification de la structure complexe du matériaux hétérogène.

2. Position du problème

On considère le Volume Élémentaire de Référence (VER) d'un bois sec, de dimension $231 \times 231 \times 231 \mu\text{m}^3$ qui peut faire l'objet de 2 descriptions différentes :

2.1. Modèle homogène T^{Ho}

A l'échelle macroscopique, ce VER est considéré comme un matériau homogène pour lequel on connaît les propriétés thermiques globales (capacité thermique \bar{c} et conductivité orthotrope $\bar{\mathbf{k}}$), déterminées expérimentalement. Différents scénarios thermiques peuvent être appliqués, caractérisés par des sollicitations sur deux surfaces du VER situées en vis-à-vis S_1 ($\varphi = 500 [\text{W.m}^{-2}]$) et S_2 ($h = 20 [\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$). Toutes les surfaces autres que S_1 et S_2 sont adiabatiques, et les températures environnantes et initiales sont nulles. Présentée sous forme variationnelle, l'équation 1 donne accès au champ de température T^{Ho} :

$$\int_{\Omega} \bar{c} g \frac{\partial T^{Ho}}{\partial t} d\Omega = - \int_{\Omega} \vec{\nabla} T^{Ho} \cdot \bar{\mathbf{k}} \cdot \vec{\nabla} g d\Omega - \int_{S_1} T^{Ho} h g d\Gamma + \int_{S_2} \varphi g d\Gamma \quad (1)$$

Dans cette équation, $g \in H^1$ est la fonction test de ce problème variationnel, et les surfaces S_1 et S_2 sont précisées dans le Tableau 1 en fonction des surfaces du VER présentées sur la figure 1.

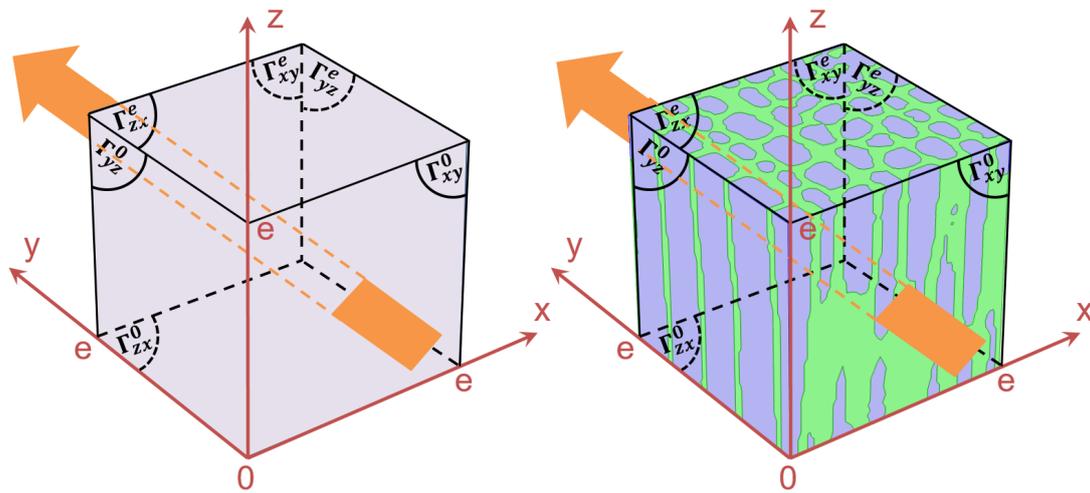
	S_1	S_2
Scénario 1	Γ_{xy}^0	Γ_{xy}^e
Scénario 2	Γ_{yz}^0	Γ_{yz}^e
Scénario 3	Γ_{zx}^0	Γ_{zx}^e

Tableau 1 : Scénarios des sollicitations thermiques

2.2. Modèle hétérogène T^{He}

La tomographie de ce VER permet une description précise des deux phases qui constituent le bois. Elles sont caractérisées par des propriétés thermiques spécifiques : fibre (capacité c_F et conductivité isotrope k_F) et gaz (capacité c_G et conductivité isotrope k_G). L'application des

¹Objectif de l'état français : atteindre 10% de construction bois dans les établissements publics d'aménagement, à horizon 2022 [1].



a : modèle orthotrope homogène

b : modèle isotrope hétérogène

Figure 1 : Représentation des deux modèles du VER, soumis au scénario 1

différents scénarios présentés par le Tableau 1 pour cette géométrie est cette fois définie par l'équation variationnelle suivante, qui donne accès au champ de température T^{He} :

$$\begin{aligned}
 c_F \int_{\Omega_F} g \frac{\partial T^{He}}{\partial t} d\Omega + c_G \int_{\Omega_G} g \frac{\partial T^{He}}{\partial t} d\Omega = \\
 - k_F \int_{\Omega_F} \vec{\nabla} T^{He} \vec{\nabla} g d\Omega - k_G \int_{\Omega_G} \vec{\nabla} T^{He} \vec{\nabla} g d\Omega \quad (2) \\
 - \int_{S_1} T^{He} h g d\Gamma + \int_{S_2} \varphi g d\Gamma
 \end{aligned}$$

La discrétisation spatiale de ce problème est obtenue à partir d'un relevé tomographique à rayons X. Elle fait apparaître une géométrie complexe caractérisée par un grand nombre de degrés de liberté $N \approx 100000$. Le problème matriciel correspondant s'écrit, en respectant l'ordre des différentes intégrales de l'équation 2 sous la forme suivante :

$$(c_F \mathbf{C}_F + c_G \mathbf{C}_G) \dot{\mathbf{T}}^{He} = (k_F \mathbf{K}_F + k_G \mathbf{K}_G + \mathbf{H}) \mathbf{T}^{He} + \mathbf{U} \quad (3)$$

En partant de mesures générées par le modèle homogène orthotrope (Eq.1), l'objectif est d'estimer les propriétés des fibres (c_F et k_F) qui apparaissent dans le modèle hétérogène (Eq.2), par comparaison entre les températures moyennes sur les surfaces S_1 et S_2 obtenues par les deux modèles :

$$\begin{aligned}
 \bar{T}_{S_i}^{Ho} = \bar{T}_{S_i}^{He}(k_F, c_F), \quad i = 1, 2 \\
 \text{avec } \bar{T}_{S_i}^{Ho} \equiv \frac{1}{S_i} \int_{S_i} T^{Ho} d\Gamma \quad \text{et} \quad \bar{T}_{S_i}^{He} \equiv \frac{1}{S_i} \int_{S_i} T^{He} d\Gamma \quad (4)
 \end{aligned}$$

Ce problème inverse engendre un grand nombre de simulations, incompatible avec un modèle numérique de grand taille de type éléments finis. On va alors chercher à construire un modèle numérique réduit de type modal.

3. Modèle réduit modal

La méthode modale s'appuie sur une décomposition du champ de température T sur un faible nombre \tilde{n} de fonctions spatiales connues $\tilde{V}_i(M)$, afin d'obtenir une approximation \tilde{T} :

$$T(M, t) \simeq \tilde{T}(M, t) = \sum_{i=1}^{\tilde{n} \ll N} \tilde{x}_i(t) \tilde{V}_i(M) \quad (5)$$

On note $\tilde{x}_i(t)$ les états d'excitation de ces fonctions $\tilde{V}_i(M)$, qui sont alors les inconnues du problème. On utilise la méthode AROMM (Amalgam Reduction Order Modal Model) [2], qui s'appuie sur les étapes suivantes.

3.1. Calcul de bases complètes par résolution de problèmes aux valeurs propres

On résout ici deux problèmes aux valeurs propres, afin d'obtenir deux bases de modes propres complémentaires :

- la base de Dirichlet est obtenue par résolution du problème aux valeurs propres suivant [2] :

$$\begin{cases} \forall M \in \Omega, & k_0 \Delta V_i^D = c_0 z_i^D V_i^D \\ \forall M \in \Gamma, & V_i^D = 0 \end{cases} \quad (6)$$

avec z_i^D la valeur propre associée à chaque vecteur propre V_i^D .

Les modes de Dirichlet permettent de reconstruire le champ de température dans le domaine Ω , mais sont nuls sur les frontières (cf. figure 2).

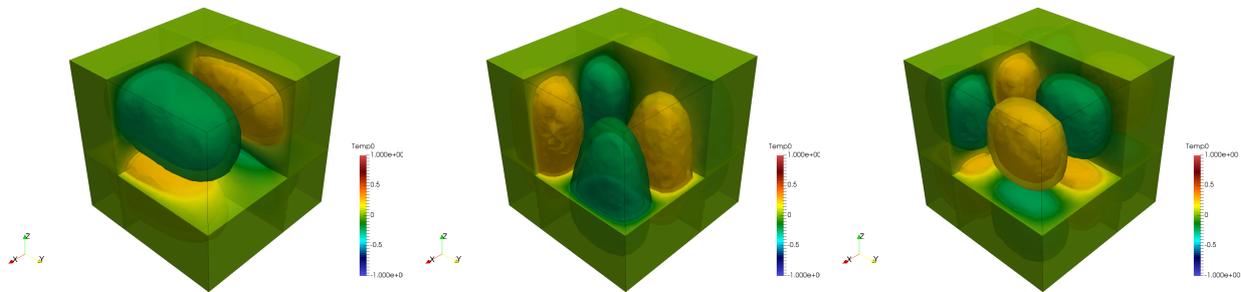


Figure 2 : Exemple de modes de Dirichlet calculés sur un cube homogène : les modes sont normalisés entre -1 et +1, l'isovaleur -0.2 en vert foncé et l'isovaleur +0.2 en jaune sont représentés

- La base de Steklov est définie par le problème aux valeurs propres suivant [2] :

$$\begin{cases} \forall M \in \Omega, & k_0 \Delta V_i^S = 0 \\ \forall M \in \Gamma, & k_0 \vec{\nabla} V_i^S \cdot \vec{n} = -z_i^S \zeta V_i^S \end{cases} \quad (7)$$

où z_i^S est la valeur propre de Steklov, associée au vecteur propre V_i^S , et ζ le coefficient de Steklov, qui permet de respecter l'intégralité des dimensions de l'équation de la condition aux limites. Sa valeur est choisie de manière à équilibrer l'influence des termes liés à la valeur propre, soit :

$$\zeta = \frac{\int_{\Omega} c_0 d\Omega}{\int_{\Gamma} d\Gamma} \quad (8)$$

Les modes de Steklov sont définis à la fois sur le domaine et sur les frontières. Mais, à partir des $10^{\text{ème}}$ modes, ces modes se concentrent surtout sur les surfaces et les arrêtes (voir figure 3).

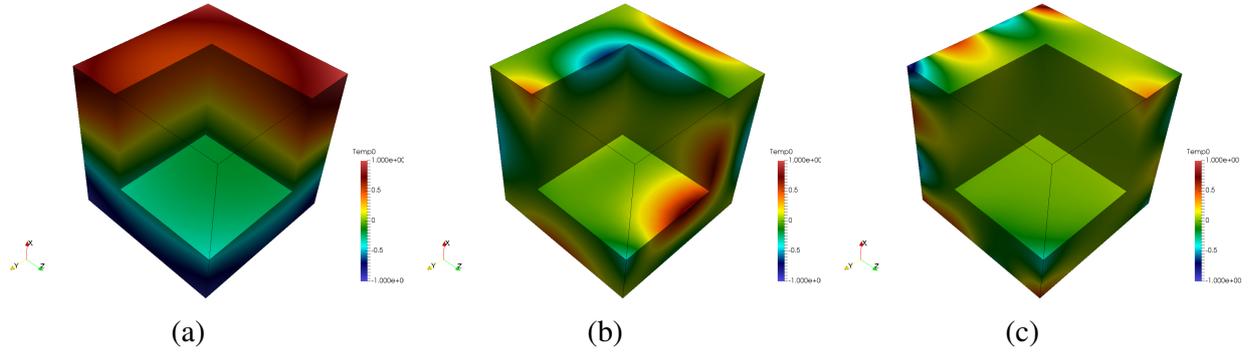


Figure 3 : Exemple de modes de Steklov calculés sur un cube homogène : les modes sont aussi normalisés entre -1 et $+1$, les isovaleurs sont représentés sous forme dégradée. (a) Mode localisé dans le volume et sur la frontière (b) Mode des surfaces et des arrêtes (c) Mode des arrêtes

La réunion de ces deux ensembles de vecteurs propres forme une base dans H^1 et permet donc la reconstitution exacte d'un problème thermique. On montre que seul l'utilisation des \tilde{N} premiers modes (caractérisés par les plus grandes valeurs propres) suffit à reconstituer le problème thermique de façon satisfaisante. On ne calcule donc ici que 20% de chaque base V^D et V^S . Celles-ci sont obtenues à partir des valeurs de référence suivantes, choisies a priori :

$$\begin{aligned} \forall M \in \Omega_F, \quad k_{F_0} &= 0,53[\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}], & c_{F_0} &= 1,2 \cdot 10^6 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}] \\ \forall M \in \Omega_G, \quad k_{G_0} &= 0,025[\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}], & c_{G_0} &= 1,2 \cdot 10^3 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}] \end{aligned}$$

3.2. Réduction de la base

La réduction de la base initiale de Dirichlet Steklov s'appuie sur une méthode d'amalgame [3] qui correspond à une distribution de l'espace de \tilde{N} modes propres en \tilde{n} sous-espaces qui sont orthogonaux entre eux. Chaque sous-espace est constitué par un mode principal et quelques na_i modes mineurs. Pour assurer les propriétés de la base initiale, chaque mode sera utilisé qu'une seule fois, donnant ainsi :

$$\forall i \in \{1, \tilde{n}\} \quad \tilde{V}_i = V_{i,0} + \sum_{p=1}^{na_i} \alpha_{i,p} V_{i,p} \quad \text{et} \quad \tilde{N} = \sum_{i=1}^{\tilde{n}} (na_i + 1) \quad (9)$$

Cette procédure s'appuie sur la connaissance des champs de température correspondant à des cas dits de référence. Dans cette étude, ces cas de référence correspondent aux trois scénarios du Tableau 1 et un scénario supplémentaire d'une simple relaxation thermique du VER, initialement à 30°C et refroidis par ses six faces. Pour tous ces cas, on impose des propriétés fixes. Alors que le gaz est parfaitement défini, la question se pose quant aux propriétés à utiliser pour les fibres. On choisit ici de façon arbitraire ² : $k_{F_{ref}} = 0,1[\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$ et $c_{F_{ref}} = 1,2 \cdot 10^6 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}]$.

²Il aurait été possible de choisir une conductivité identique à celle utilisée pour la calcul de la base complète. A ce stade, il n'y a aucune règle, sinon de ne pas prendre une valeur identique à celle recherchée. Choisir 2 valeurs différentes de conductivités pour la calcul des base et pour la procédure d'amalgame montre la robustesse de la technique.

3.3. Équation d'état

L'équation d'état est obtenue par projection de l'équation de la chaleur (Eq. 3) sur la base réduite obtenue précédemment. Sous forme compacte on obtient alors :

$$(c_F \mathbf{L}_F + c_G \mathbf{L}_G) \ddot{\tilde{\mathbf{X}}} = (k_F \mathbf{M}_F + k_G \mathbf{M}_G + \mathbf{M}_H) \ddot{\tilde{\mathbf{X}}} + \mathbf{N} \quad (10)$$

Les dimensions de ce problème correspondent alors à l'ordre \tilde{n} du modèle réduit. Sa résolution permet l'obtention des états d'excitation \tilde{x} et donc des températures T^{He} .

Dans notre cas le choix d'un modèle réduit d'ordre $\tilde{n} = 200$ est effectué. La figure 4 montre l'évolution de la température moyenne $\bar{T}_{S_1}^{He}$ par modèle complet et modèle réduit dans une configuration différente de celle utilisée pour la réduction du modèle, soit $k_F = 0,3[\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$ et $c_F = 4.10^6 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}]$. Là encore les propriétés du gaz ne changeant pas puisqu'elles sont connues.

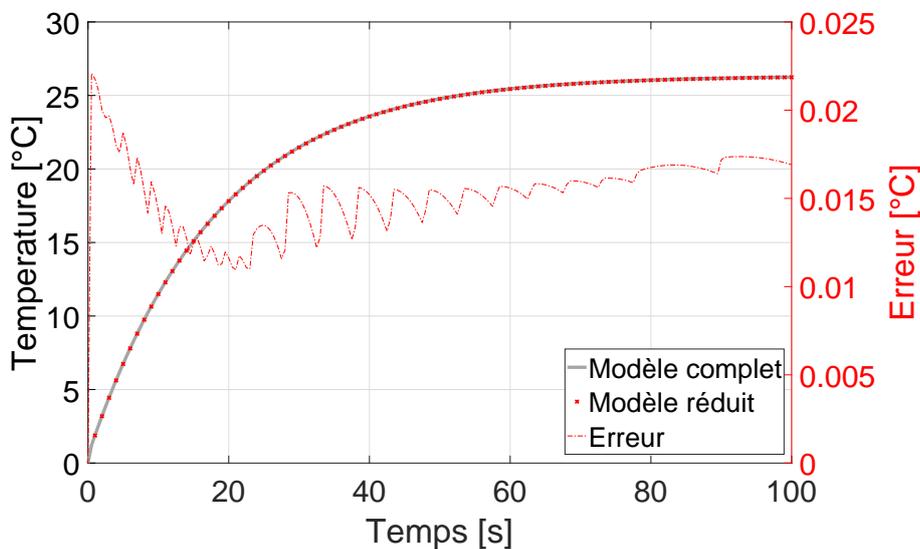


Figure 4 : Erreur de $\bar{T}_{S_1}^{He}$ entre le modèle complet et modèle réduit

Le temps de calcul du modèle complet a été de $t = 66 [s]$, et celui du modèle réduit $t = 0,3 [s]$, ce qui permet d'exécuter une simulation 220 fois plus vite en ayant une erreur maximum de l'ordre de $0,02 [^{\circ}\text{C}]$ (voir Figure 4). Les résultats obtenus sont très satisfaisants et montrent l'intérêt de ces modèles pour l'identification des paramètres k_F et c_F .

4. La méthode inverse

4.1. Principe

On cherche ici à identifier les valeurs de la conductivité thermique k_F et de la capacité calorifique c_F des fibres de bois du VER. Les observables \mathbf{Y} correspondant aux températures $\bar{T}_{S_1}^{He}$ et $\bar{T}_{S_2}^{He}$, sont reliées au champ de température \mathbf{T} via une matrice d'observation \mathbf{E} . Ainsi, il est possible d'utiliser la formulation modale pour réduire la taille du problème inverse :

$$\mathbf{Y}^{He} = \mathbf{E}\mathbf{T}^{He} \approx \mathbf{E}\tilde{\mathbf{V}}\tilde{\tilde{\mathbf{X}}} \quad (11)$$

Le principe de la méthode inverse se base sur la minimisation d'un critère quadratique basé sur l'écart entre la mesure \mathbf{Y} aux deux surfaces ($\mathbf{E}\mathbf{T}^{Ho}(\bar{k}, \bar{c})$) et le résultat de la simulation

$\hat{\mathbf{Y}}^{\text{He}}$ effectuée par le modèle réduit pour les paramètres estimés \hat{k}_F et \hat{c}_F à chaque itération :

$$\mathcal{J}(\hat{\boldsymbol{\beta}}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{j=1}^{N_{mes}} \left(Y_{ij} - \hat{Y}_{ij}(\hat{\boldsymbol{\beta}}) \right)^2 \text{ avec } \hat{\boldsymbol{\beta}} = \{k_F, c_F\} \quad (12)$$

Cette procédure de minimisation utilise la méthode stochastique nommée ‘‘Particle Swarm Optimization’’ (PSO) [4], qui a pour avantage de s’affranchir des problèmes de minimums locaux potentiels.

4.2. Obtention des mesures

Afin d’obtenir les observables $\overline{T}_{S_1}^{Ho}$ et $\overline{T}_{S_2}^{Ho}$ à partir du modèle homogène (Eq. 1), on cherche ici à définir numériquement les valeurs de caractéristiques physiques \bar{k} et \bar{c} , normalement obtenues expérimentalement. Dans une première phase de test numérique, on reproduit donc la technique expérimentale fluxmétrique via le modèle hétérogène isotrope (Eq. 2), selon les 3 scénarios du Tableau 1. Avec l’hypothèse d’avoir un VER, on obtient le tenseur orthotrope de conductivité par la relation suivante :

$$k_{ii} = \frac{\varphi_i}{\overline{T}_{S_1} - \overline{T}_{S_2}} \times \frac{e}{S} \quad (13)$$

avec $i = x, y, z$ selon le scénario utilisé

La capacité moyenne est obtenue par la relation :

$$\bar{c} = \frac{c_F \int_{\Omega_F} d\Omega + c_G \int_{\Omega_G} d\Omega}{\int_{\Omega_F} d\Omega + \int_{\Omega_G} d\Omega} \quad (14)$$

Pour des caractéristiques de fibres $k_F = 0,3 [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$ et à $c_F = 4.10^6 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}]$, on obtient les valeurs suivantes : $\bar{k}_{xx} = 0,087 [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$, $\bar{k}_{yy} = 0,099 [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$, $\bar{k}_{zz} = 0,123 [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$, et $\bar{c} = 1,558.10^6 [\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}]$.

Notons que les conductivités k_{xx} et k_{yy} , orthogonales au sens des fibres sont relativement différentes l’une de l’autre, et inférieures à k_{zz} correspondant au sens des fibres. Ces valeurs sont alors utilisées dans le modèle homogène orthotrope pour donner accès aux observables $\mathbf{Y} = \{T_{S_1}^{Ho}, T_{S_2}^{Ho}\}$.

4.3. Résultats de l’identification

L’identification des propriétés thermiques k_F et c_F s’effectue à partir de la minimisation du critère \mathcal{J} (Eq. 12). On définit l’erreur relative sur chaque paramètre identifié par la relation :

$$\sigma_{\beta_i} = \frac{|\hat{\beta}_i - \beta_i|}{\beta_i} \quad (15)$$

L’ensemble des outils numériques (réduction, simulation, identification) ont fait l’objet d’un développement interne au laboratoire en C++. Trois estimations sont effectuées en considérant respectivement des sollicitations thermiques orientées selon les axes x , y , puis z (Tableau 1). Le Tableau 2 montre l’efficacité de la méthode puisque pour tous les cas la précision est très satisfaisante autant pour la conductivité thermique que pour la capacité calorifique.

Sens de sollicitation	k_F [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	\hat{k}_F	σ_k [%]	c_F [J.m ⁻³ .K ⁻¹]	\hat{c}_F	σ_c [%]	t_{CPU} [h]
xx	0,3	0,299	0,230%	4,00E+06	4,051E+06	1,276%	4,1
yy		0,298	0,798%		4,042E+06	1,052%	5,2
zz		0,296	1,290%		4,048E+06	1,212%	3,6

Tableau 2 : Résultats de l'identification

Afin d'estimer l'effet de l'incertitude de la détermination expérimentale des coefficients globaux \bar{k} et \bar{c} , une dernière estimation est effectuée en considérant que toutes les propriétés du matériau homogène sont augmentées de 2%. Ce calcul est mené pour une sollicitation orientée selon l'axe x (scénario 1). L'augmentation de l'incertitude dans le processus d'identification atteint alors 2,9% pour la conductivité et 3,3% pour la capacité par rapport aux valeurs recherchées $k_f = 0,3$ [W.m⁻¹.K⁻¹] et $c_f = 4.10^6$ [J.m⁻³.K⁻¹]. On voit ainsi que l'ordre de grandeur de l'augmentation de l'erreur d'identification reste du même ordre de grandeur que l'erreur expérimentale.

5. Conclusion

Cette étude numérique a permis de montrer les premiers résultats d'une identification effectuée sur une géométrie issue d'une tomographie d'un échantillon de bois sec. L'utilisation de la méthode modale permet de réduire les degrés de liberté de $N \approx 100000$ à $\tilde{n} = 200$, ce qui permet un gain de temps de simulation important. L'utilisation de l'algorithme d'optimisation comme la PSO, a permis d'une façon simple et efficace d'effectuer les identifications avec une précision tout à fait satisfaisante. Malgré l'utilisation d'un modèle réduit on note un temps de calcul significatif pour la procédure inverse, qui montre bien l'intérêt de la méthode modale pour ce type de géométrie caractérisée par un grand nombre de degrés de liberté. Ces résultats numériques sont prometteurs mais les premières essais expérimentaux qui ont été effectués ont montré la nécessité de choisir une taille de VER plus importante, ce qui est cohérent avec les deux conductivités radiales k_{xx} et k_{yy} différentes obtenues dans notre étude. Une fois cette difficulté levée une perspective très intéressante serait la prise en compte du comportement hygrothermique du bois, qui nécessiterait alors le couplage des différents modèles réduits hydrique et thermique.

Références

- [1] Conseil National de l'Industrie, "Plan d'action interministériel forêt - bois du 16/11/2018." Lien : www.conseil-national-industrie.gouv.fr/actualites/filiere-foret-bois-annonce-d-plan-d-action-interministeriel-et-signature-du-contrat-de-filiere-2018-2020, 2018.
- [2] S. Grosjean, B. Gaume, F. Joly, K. Vera, et A. Neveu, "A modal substructuring method for non-conformal mesh. application to an electronic board," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 152, 106298, 2020.
- [3] O. Quéméner, F. Joly, et A. Neveu, "The generalized amalgam method for modal reduction," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, pp. 1197–1207, 2012.
- [4] R. Poli, J. Kennedy, et T. Blackwell, "Particle swarm optimization," *Swarm Intelligence*, vol. 1, pp. 33–57, Jun 2007.

Modèle analytique d'un caloduc capillaire cylindrique en régime permanent

Analytical steady-state model for capillary cylindrical heat pipes

Nicolas BLET^{1*}, Denis MAILLET¹

¹ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

*(auteur correspondant : nicolas.blet@univ-lorraine.fr)

Résumé – Un modèle thermo-hydraulique analytique de caloduc capillaire cylindrique en régime permanent est proposé dans ce papier. Basé sur une double transformée intégrale de Fourier, il s'appuie sur une représentation originale par quadripôles thermiques. Il permet de déterminer les champs de températures 3D, de pressions et de vitesses d'un caloduc soumis à des sollicitations non-uniformes à l'évaporateur et au condenseur. Les calculs sont comparés à des résultats expérimentaux et numériques de la littérature afin de conclure sur sa validité et son domaine d'utilisation.

Mots-clés : Caloduc cylindrique ; Modèle analytique tridimensionnel ; Quadripôles thermiques

Abstract – An analytical model of cylindrical capillary heat pipe in steady-state is introduced in this paper. Based on double Fourier integral transforms, it relies on an original quadrupoles representation. Three-dimensional temperature fields, and pressure and velocity fields are evaluated for a heat pipe under non-uniform heat sources at evaporator and condenser. Simulations are compared to experimental and numerical results from literature in order to conclude on its validation and its scope.

Keywords: Cylindrical capillary heat pipe; Analytical model; Thermal quadrupoles

Nomenclature

g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	θ	différence de température, K
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$
h_{lv}	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	μ	viscosité dynamique, Pa.s
i	unité imaginaire	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
k	perméabilité, m^2	ϕ	flux de chaleur, $W.m^{-1}$
L	longueur du caloduc, m	χ	fonction indicatrice
m	valeurs propres suivant ψ	ψ	coordonnée azimutale, rad
P	pression, Pa	<i>Indices et exposants</i>	
q	source de chaleur, $W.m^{-1}$	∞	ambiance
r	coordonnée radiale, m	A	zone adiabatique
R	rayon, m	C	condenseur
S	section, m^2	E	évaporateur
T	température, K ou °C	eq	équivalent
u	vitesse axiale, $m.s^{-1}$	i	interne
v	vitesse azimutale, $m.s^{-1}$	l	liquide
x	coordonnée axiale, m	o	externe
<i>Symboles grecs</i>		sat	saturation
α_n	valeurs propres suivant x	v	vapeur
γ	angle du caloduc avec l'horizontale, rad	w	mèche poreuse

1. Introduction

Les modèles numériques des caloducs capillaires, qu'ils soient cylindriques ou plats, deviennent aujourd'hui abondants, que ce soit par éléments ou volumes finis [1-3], ou par des méthodes plus récentes comme Lattice-Boltzmann [4]. Cependant, tous ces modèles sont encore assez coûteux en temps de calcul (plusieurs heures [5]) pour permettre à la fois un dimensionnement rapide du caloduc (à l'instar des modèles macroscopiques) et une estimation précise des transferts de chaleur. Ainsi, ces dernières années, un léger retour à l'utilisation de modèles analytiques a été observé [5,6]. Dans une optique de généralisation de la méthode de mise en œuvre de ce dernier type de modèles analytiques, le modèle élaboré s'appuie sur l'utilisation de transformations intégrales de Fourier et, de manière originale, sur une représentation par quadripôles thermiques. Il permet de modéliser les transferts de chaleur tridimensionnels conductifs au sein de l'enveloppe et de la mèche poreuse du caloduc, ainsi que les écoulements de vapeur et de liquide, à l'instar des modèles précédents [5,6].

2. Description du problème et hypothèses

Le problème considéré est celui d'un caloduc cylindrique capillaire en régime permanent. Les conditions thermiques externes au niveau des évaporateur(s), condenseur(s) et zone(s) adiabatique(s) peuvent dépendre des positions axiale x et azimutale ψ . En outre, le modèle développé s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- L'écoulement de vapeur est supposé unidirectionnel suivant x , alors que l'écoulement de liquide est supposé 2D au sein de la mèche poreuse.
- Les transferts de chaleur tridimensionnels sont évalués au sein de la paroi et du poreux. Les conductivités thermiques des solides et du fluide sont supposées constantes. Au sein de la mèche poreuse, les transferts thermiques sont supposés uniquement conductifs, l'écoulement de liquide étant de faible vitesse ; on modélise en outre cette zone par l'intermédiaire d'une conductivité thermique équivalente « poreux/liquide », notée λ_{eq} . En outre, les extrémités axiales du caloduc (en $x=0$ et $x=L$) sont supposées adiabatiques.
- Le fonctionnement du caloduc est supposé normal, avec une interface liquide/vapeur localisée au niveau la frontière de l'espace vapeur avec le poreux. Aucun effet thermique de la courbure de l'interface ou d'un bouchon liquide au condenseur n'est pris en compte.

3. Développement du modèle quadripolaire

3.1. Relations générales des transferts thermiques

Les transferts thermiques par conduction, dans la paroi ou dans le poreux, en régime permanent, vérifient l'équation de la chaleur tridimensionnelle cylindrique :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0 \quad (1)$$

Pour faciliter la résolution analytique, on travaille plutôt en différence de températures par rapport à la température moyenne de saturation $\theta = T - \bar{T}_{sat}$. A partir des conditions aux limites (adiabatiques en x et périodiques en ψ), la transformée intégrale de Fourier complexe suivante peut être introduite, pour tout $n \in \mathbb{N}$ et pour tout $m \in \mathbb{Z}$:

$$\tilde{\theta}_{nm}(r) = \int_0^L \int_{-\pi}^{\pi} \theta(x, \psi, r) \cos(\alpha_n x) e^{-im\psi} dx d\psi \quad (2)$$

avec $\alpha_n = n\pi/L$, valeurs propres suivant la longueur du caloduc. La transformation inverse associée, pour revenir dans le domaine spatial réel, s'écrit :

$$\theta(x, \psi, r) = \frac{1}{2\pi L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{\theta}_{0m}(r) e^{im\psi} + \frac{1}{\pi L} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{\theta}_{nm}(r) \cos(\alpha_n x) e^{im\psi} \quad (3)$$

En appliquant la transformation (2) à l'équation (1), on obtient les équations différentielles vérifiées par les transformées intégrales :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\tilde{\theta}_{nm}}{dr} \right) - \left(\alpha_n^2 + \frac{m^2}{r^2} \right) \tilde{\theta}_{nm} = 0 \quad (4)$$

En introduisant la transformée de la densité linéique et angulaire du flux radial $\phi = -\lambda r \cdot \partial \theta / \partial r$, la relation quadripolaire suivante entre deux rayons R_1 et R_2 , dans un même matériau, peut être écrite :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\theta}_{nm} \\ \tilde{\phi}_{nm} \end{pmatrix}_{r=R_2} = \begin{pmatrix} A_{nm} & B_{nm} \\ C_{nm} & D_{nm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\theta}_{nm} \\ \tilde{\phi}_{nm} \end{pmatrix}_{r=R_1} \quad (5)$$

où les coefficients quadripolaires (identiques pour m et $-m$) ont pour expressions :

- $A_{00} = D_{00} = 1$; $B_{00} = -\ln(R_2/R_1)/\lambda$; $C_{00} = 0$
- $A_{0m} = D_{0m} = \left[(R_1/R_2)^m + (R_2/R_1)^m \right] / 2$; $B_{0m} = \left[(R_1/R_2)^m - (R_2/R_1)^m \right] / (2\lambda m)$; $C_{0m} = \lambda m \left[(R_1/R_2)^m - (R_2/R_1)^m \right] / 2$
- $A_{nm} = \alpha_n R_1 (I_{m2} K_{m+1} + I_{m+1} K_{m2}) + m (I_{m1} K_{m2} - I_{m2} K_{m1})$; $B_{nm} = [I_{m1} K_{m2} - I_{m2} K_{m1}] / \lambda$;
 $C_{nm} = \lambda \alpha_n R_1 R_2 (I_{m+1} K_{m+2} - I_{m+2} K_{m+1}) - \lambda \alpha_n m R_1 (I_{m2} K_{m+1} + I_{m+1} K_{m2}) + \lambda \alpha_n m R_2 (I_{m1} K_{m+2} + I_{m+2} K_{m1}) + \lambda m^2 (I_{m2} K_{m1} - I_{m1} K_{m2})$
 $D_{nm} = \alpha_n R_2 (I_{m1} K_{m+2} + I_{m+2} K_{m1}) + m (I_{m2} K_{m1} - I_{m1} K_{m2})$

avec les notations $(I/K)_{m/m+j} = (I/K)_{m/m+1} (\alpha_n R_j)$, où I_m et K_m sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre m , respectivement, de première et deuxième espèce.

La modélisation quadripolaire du présent problème thermique conductif permet de relier ainsi les valeurs du couple $(\tilde{\theta}_{nm}, \tilde{\phi}_{nm})$ entre les rayons externe R_o et interne R_i , par simple produit matriciel des quadripôles thermiques des deux couches (paroi et poreux). Les coefficients quadripolaires de ce modèle global seront notés A_{nm}^{HP} par la suite.

3.2. Condition limite à l'interface liquide/vapeur

3.2.1. Hypothèses et bilan sur l'écoulement de vapeur

Le bilan de matière de l'écoulement de vapeur s'écrit :

$$\frac{du_v}{dx} = -\frac{2}{R_i} u_{r,v} \Big|_{R_i} = -\frac{1}{\rho_v h_{lv} S_v} \int_{-\pi}^{\pi} \phi \Big|_{R_i} d\psi \quad (6)$$

avec u_v vitesse axiale moyenne de la vapeur, $u_{r,v} \Big|_{R_i}$ vitesse radiale moyenne de la vapeur à l'interface, reliée au flux total de changement de phase sur ψ en $r=R_i$.

En supposant que les pertes de charges de l'écoulement vapeur sont laminaires, suivant la loi de Darcy-Weisbach, et en négligeant les pressions dynamique et hydrostatique, le bilan de quantité de mouvement se réduit à :

$$\frac{dP_v}{dx} = -\frac{8\mu_v}{R_i^2} u_v \quad (7)$$

La dérivée de l'équation (7) par rapport à x , couplée à l'équation (6), conduit à la relation :

$$\frac{d^2 P_v}{dx^2} = \frac{8\mu_v}{\rho_v h_{lv} \pi R_i^4} \int_{-\pi}^{\pi} \phi \Big|_{R_i} d\psi = K_v \int_{-\pi}^{\pi} \phi \Big|_{R_i} d\psi \quad (8)$$

Enfin, en supposant que la température de saturation varie très peu autour de la température moyenne \bar{T}_{sat} , la courbe de pression vapeur est linéarisée en introduisant la pente $K_{sat} = dP_v / dT_v$, évaluée à cette température de référence.

3.2.2. Implications sur les transformées intégrales à l'interface

A partir de la relation (8) et de la linéarisation de la courbe de saturation, les valeurs et relations des transformées en $r=R_i$ suivantes peuvent être déduites :

$$\tilde{\phi}_{00} \Big|_{R_i} = 0 \quad \text{et} \quad \tilde{\phi}_{n0} \Big|_{R_i} = -\frac{K_{sat} \alpha_n^2}{2\pi K_v} \tilde{\theta}_{n0} \Big|_{R_i} \quad \text{pour } n \neq 0 \quad (9)$$

En outre, en $r=R_i$, la définition de la température moyenne de saturation implique que $\tilde{\theta}_{00} \Big|_{R_i} = 0$ et l'uniformité de la température de vapeur suivant ψ implique que $\tilde{\theta}_{nm} \Big|_{R_i} = 0$, pour tout n et pour tout $m \neq 0$.

3.3. Couplage thermo-hydraulique

A partir du modèle quadripolaire global et des relations en $r = R_i$ précédentes, on peut exprimer l'ensemble des transformées inconnues externe et interne en fonction des transformées de θ en $r = R_o$.

De même qu'en $r = R_i$, les transformées fondamentales en θ et ϕ sont nulles en $r = R_o$, impliquant que la température moyenne externe est égale à la température moyenne de saturation, et que le bilan de flux de chaleur externe est nul (ce qui est cohérent avec le bilan thermique global du système). En outre, on obtient pour les harmoniques ($n \neq 0$) :

$$\left. \tilde{\phi}_{n0} \right|_{R_o} = \frac{\mathcal{C}_{n0}}{\mathcal{A}_{n0}} \left. \tilde{\theta}_{n0} \right|_{R_o} \quad \text{et} \quad \left. \tilde{\phi}_{nm} \right|_{R_o} = \frac{D_{nm}^{HP}}{B_{nm}^{HP}} \left. \tilde{\theta}_{nm} \right|_{R_o} \quad \text{pour } m \neq 0 \quad (10)$$

avec $\mathcal{A}_{n0} = A_{n0}^{HP} - \frac{K_{sat} \alpha_n^2}{2\pi K_v} B_{n0}^{HP}$ et $\mathcal{C}_{n0} = C_{n0}^{HP} - \frac{K_{sat} \alpha_n^2}{2\pi K_v} D_{n0}^{HP}$ issus du couplage thermo-hydraulique.

En $r = R_i$, les transformées non nulles ont pour expressions ($n \neq 0$) :

$$\left. \tilde{\theta}_{n0} \right|_{R_i} = \frac{1}{\mathcal{A}_{n0}} \left. \tilde{\theta}_{n0} \right|_{R_o} ; \quad \left. \tilde{\phi}_{n0} \right|_{R_i} = \frac{-K_{sat} \alpha_n^2 / 2\pi K_v}{\mathcal{A}_{n0}} \left. \tilde{\theta}_{n0} \right|_{R_o} \quad \text{et} \quad \left. \tilde{\phi}_{nm} \right|_{R_i} = \frac{1}{B_{nm}^{HP}} \left. \tilde{\theta}_{nm} \right|_{R_o} \quad \text{pour } m \neq 0 \quad (11)$$

3.4. Expressions hydrauliques

3.4.1. Écoulement vapeur

A partir de la relation (8) et sachant que la pression de vapeur moyenne correspond à la pression de saturation à la température \bar{T}_{sat} , on peut exprimer la pression de vapeur suivant x à partir des transformées du flux en $r = R_i$:

$$P_v(x) = P_{sat}(\bar{T}_{sat}) - \frac{2K_v}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left. \tilde{\phi}_{n0} \right|_{R_i}}{\alpha_n^2} \cos(\alpha_n x) \quad (12)$$

L'expression des pertes de charges (7) nous permet de remonter à l'expression de la vitesse axiale moyenne de l'écoulement vapeur.

3.4.2. Écoulement liquide

Le bilan de matière de l'écoulement du liquide au sein de la mèche poreuse peut s'écrire :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{1}{R_l} \frac{\partial v_l}{\partial \psi} = \frac{2\pi R_i}{S_w} u_{r,l} \Big|_{R_i} = \frac{2\pi}{\rho_l h_{lv} S_w} \phi \Big|_{R_i} \quad (13)$$

avec u_l et v_l , respectivement, vitesses axiale et angulaire du liquide, $u_{r,l} \Big|_{R_i}$ vitesse radiale moyenne du liquide à l'interface, reliée au flux de changement de phase en $r=R_i$. Le rayon \bar{R}_l correspond au rayon moyen du poreux ($= (R_i + R_w)/2$).

En supposant que les pertes de charge liquide suivent la loi de Darcy, et en négligeant la pression dynamique, le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial P_l}{\partial x} + \frac{1}{R_l} \frac{\partial P_l}{\partial \psi} = -\frac{\mu_l}{k_w} (u_l + v_l) + \rho_l g \sin \gamma \quad (14)$$

Les deux dernières relations nous fournissent l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial^2 P_l}{\partial x^2} + \frac{1}{\bar{R}_l^2} \frac{\partial^2 P_l}{\partial \psi^2} = -\frac{2\pi \mu_l}{\rho_l h_{lv} S_w k_w} \phi \Big|_{R_i} = -K_l \phi \Big|_{R_i} \quad (15)$$

A partir de la décomposition en série de Fourier, la pression liquide est alors définie à une constante C_0 près :

$$P_l(x, \psi) = C_0 + \rho_l g \sin \gamma x + \frac{K_l}{\pi L} \left(\frac{1}{2} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{\infty} \frac{\tilde{\phi}_{0m}|_{R_i}}{m^2 / R_i^2} e^{im\psi} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{\phi}_{nm}|_{R_i}}{\alpha_n^2 + m^2 / R_i^2} \cos(\alpha_n x) e^{im\psi} \right) \quad (16)$$

En supposant que la pression capillaire minimale est nulle (interface plane), la constante C_0 peut être déterminée à partir de la pression de vapeur minimale. Finalement, le bilan (14) permet de remonter aux expressions des vitesses liquide axiale et azimutale.

4. Résolution du modèle avec conditions de flux imposés

Avec des conditions de flux imposés à l'évaporateur et au condenseur, on peut considérer une seule source, notée $q(x, \psi)$, de flux de chaleur (Figure 1). Cette résolution est donc valable pour le cas multi-évaporateurs et/ou multi-condenseurs. En outre, on suppose des pertes thermiques par convection avec l'ambiance sur l'ensemble de la surface externe (h_∞, T_∞).

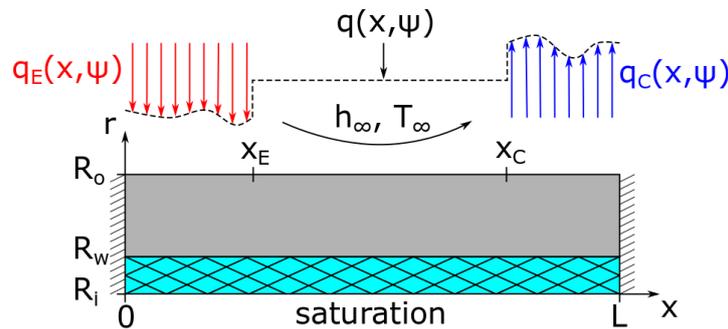


Figure 1 : Schéma du problème avec flux de chaleur imposés à l'évaporateur et au condenseur

4.1. Détermination des températures et flux externes et internes

Dans ce cas, le flux de chaleur externe s'écrit simplement :

$$\phi|_{R_o} = q + R_o h_\infty (\theta|_{R_o} + \bar{T}_{sat} - T_\infty) \quad (17)$$

Les transformations intégrales de cette expression, couplées aux relations fournies en 3.3, permettent d'exprimer l'ensemble des inconnues (en termes de transformées) en $r=R_o$ et $r=R_i$, en fonction de la source q et des pertes avec l'ambiance. Le fondamental fournit l'expression de la température moyenne \bar{T}_{sat} :

$$\bar{T}_{sat} = T_\infty - \frac{\tilde{q}_{00}}{2\pi R_o h_\infty L} \quad (18)$$

On voit que cette température n'est définie uniquement que pour des pertes avec l'ambiance connues. Si celles-ci sont considérées nulles, il est nécessaire de spécifier \bar{T}_{sat} .

La résolution nous donne pour les harmoniques ($n \neq 0$) en températures en $r=R_o$:

$$\tilde{\theta}_{n0}|_{R_o} = \frac{\mathcal{A}_{n0}}{\mathcal{C}_{n0} - R_o h_\infty \mathcal{A}_{n0}} \tilde{q}_{n0} \quad \text{et} \quad \tilde{\theta}_{nm}|_{R_o} = \frac{B_{nm}^{HP}}{D_{nm}^{HP} - R_o h_\infty B_{nm}^{HP}} \tilde{q}_{nm} \quad \text{pour } m \neq 0 \quad (19)$$

Les relations (10) et (11) permettent de remonter aux autres transformées en $r=R_o$ et $r=R_i$.

4.2. Evaluation des champs thermo-hydrauliques

A partir de la résolution précédente, les transformées intégrales de θ et ϕ sont connues en $r=R_i$ et $r=R_o$. Il suffit alors d'utiliser le modèle quadripolaire (5) de la couche considérée pour déterminer celles pour n'importe quelle valeur de r . La transformation inverse (3) permet de remonter à l'ensemble des champs (selon x, ψ et r) en températures et en flux radiaux. Enfin,

les valeurs des transformées de ϕ en $r=R_i$ permettent d'évaluer l'ensemble des champs de pression et de vitesses, vapeur et liquide.

4.3. Validation du modèle et analyse des résultats

Les résultats du modèle tridimensionnel sont comparés, en termes de températures externes, avec les résultats numériques de Kaya et Goldak [2], étude comparative avec le caloduc expérimental de Schmalhofer et Faghri [1] (*cas 1*). Le caloduc cuivre/eau simulé (diamètre externe de 23 mm et longueur de 1 m) transfère un flux de 100 W, entre un évaporateur semi-circconférentiel de longueur 127 mm et un condenseur circconférentiel de longueur 296 mm. Alors que la Figure 2(a) fournit un aperçu du champ analytique, la Figure 2(b) illustre les profils axiaux en $\psi = 0$ (HAUT) et $\psi = \pm\pi$ (BAS), donnés par la littérature et par le modèle en coordonnées cylindriques, ainsi qu'en coordonnées cartésiennes (les coefficients quadripolaires de la relation (5) s'expriment alors à partir de fonctions hyperboliques [7]), en prenant la référence du rayon de courbure R soit le rayon interne R_i , soit le rayon externe R_o .

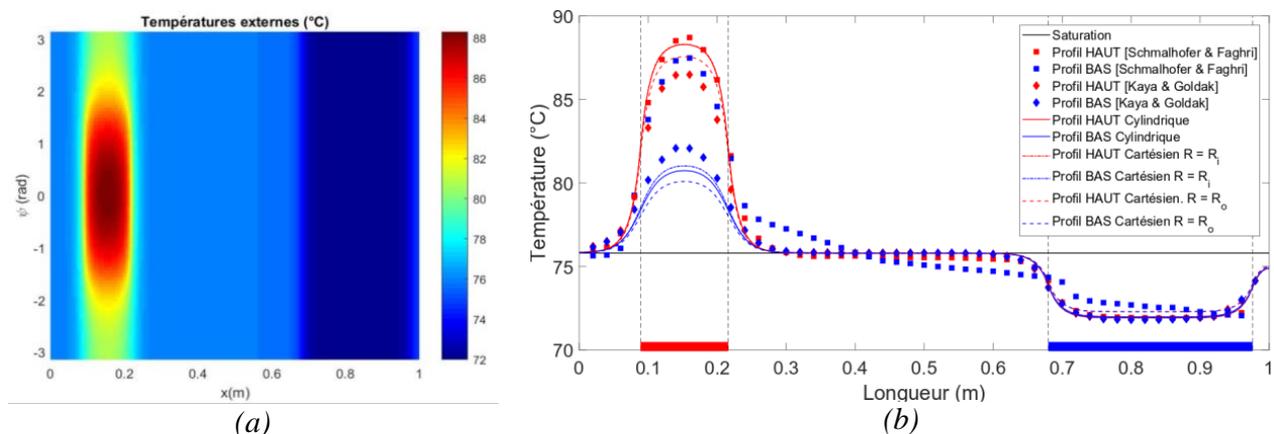


Figure 2 : Cas 1 - Températures externes : (a) Champ 2D, (b) Comparaison des profils axiaux

Alors que les températures au condenseur et dans la zone adiabatique sont bien évaluées par le modèle, les profils à l'évaporateur sont moins bien estimés, avec des températures chaudes surestimés et des températures froides sous-estimées, même si leur variation sont cohérentes. Cette différence est probablement liée à une asymétrie du profil de vitesse radiale vapeur et des effets non-Darcien, qui ne sont pas pris en compte dans le modèle analytique, amenant une meilleure homogénéisation des températures suivant ψ [2]. A noter que les résultats des deux références diffèrent déjà sûrement entre eux à cause de cette asymétrie [2]. On constate que l'hypothèse de résolution cartésienne n'est pas trop éloignée du cas cylindrique, en prenant le rayon interne comme référence de courbure.

5. Résolution du modèle axisymétrique avec conditions externes réalistes

5.1. Démarche de résolution

Dans le cas de conditions externes plus réalistes, la résolution analytique directe n'est pas possible. L'idée est alors de mailler la paroi externe afin de déterminer les valeurs des variables thermiques à cet endroit. Une fois celles-ci déterminées, l'utilisation des relations établies au paragraphe 3 permet d'obtenir l'ensemble des champs voulus.

Afin d'illustrer la démarche, prenons l'exemple du cas axisymétrique avec des conditions classiques de flux imposé à l'évaporateur, convection forcée au condenseur et possibles pertes avec l'ambiance au niveau de la zone adiabatique (Figure 3).

Le flux de chaleur radial externe peut s'écrire ici :

$$\phi|_{R_o}(x) = -\chi_E(x)q_E(x) + \chi_A(x)R_o h_\infty (T|_{R_o}(x) - T_\infty) + \chi_C(x)R_o h_C (T|_{R_o}(x) - T_C) \quad (20)$$

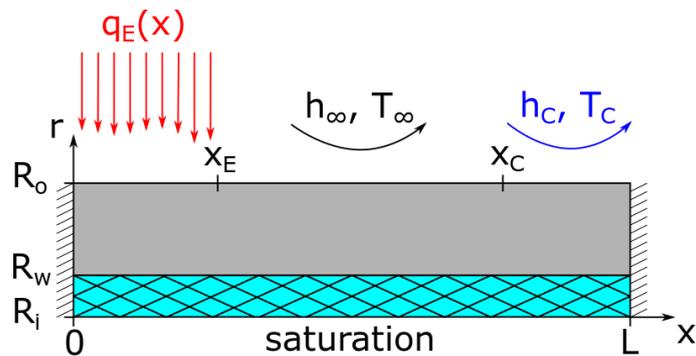


Figure 3 : Schéma du problème axisymétrique avec conditions externes plus réalistes

A partir de l'équation (10), dans le cas axisymétrique, et en développant l'expression des $\tilde{\theta}_{n0} \Big|_{R_o}$ avec la définition de la transformée (2), ce flux peut également s'écrire :

$$\phi \Big|_{R_o}(x) = \frac{1}{\pi L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mathcal{C}_{n0}}{\mathcal{A}_{n0}} \left[\int_0^L T \Big|_{R_o}(x') \cos(\alpha_n x') dx' \right] \cos(\alpha_n x) \quad (21)$$

En introduisant le maillage, l'intégrale précédente peut être évaluée par une méthode standard de Newton-Cotes (coefficients w_j). Dès lors, en écrivant l'égalité entre (20) et (21), on peut établir la relation vérifiée en tout point x_i du maillage :

$$R_o [h_{\infty} \chi_A(x_i) + h_C \chi_C(x_i)] T \Big|_{R_o}(x_i) + \sum_{j=1}^N \omega_{ij} T \Big|_{R_o}(x_j) = \chi_E(x_i) q_E(x_i) + \chi_A(x_i) R_o h_{\infty} T_{\infty} + \chi_C(x_i) R_o h_C T_C \quad (22)$$

avec $\omega_{ij} = -w_j / (\pi L) \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{C}_{n0} / \mathcal{A}_{n0} \cos(\alpha_n x_i) \cos(\alpha_n x_j)$

On aboutit alors un système linéaire de la forme $AX=BU$, avec X l'ensemble des températures $T \Big|_{R_o}(x_i)$ inconnues et U les conditions aux limites ($q_E(x_i)$, T_{∞} et T_C). Dans ce cas illustratif, la matrice A dépend de la température de référence \bar{T}_{sat} , elle aussi inconnue. La résolution du système doit s'effectuer de manière itérative, dont la relation de fermeture est que \bar{T}_{sat} correspond à la moyenne des températures externes (cf. 3.3, moyenne évaluée par méthode de Newton-Cotes).

5.2. Validation et analyse des résultats

Les résultats du modèle sont comparés aux travaux de Shabgard et Faghri [5] (cas 2). Le caloduc cuivre/eau (diamètre externe de 15,8 mm et longueur de 0,89 m) est ici soumis à un flux uniforme de 455 W à l'évaporateur de longueur 60 cm, un échange convectif ($h_C = 1800$ W/m²K et $T_C = 26^{\circ}\text{C}$) au condenseur de longueur 20 cm, et sans pertes thermiques. Le modèle analytique est résolu en coordonnées cylindriques ou cartésiennes comme précédemment.

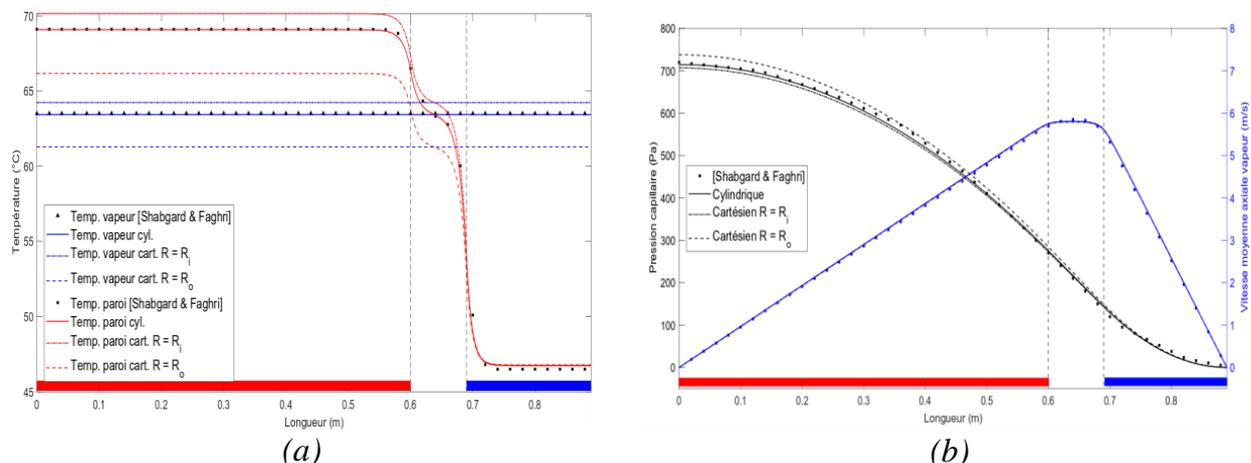


Figure 4 : Cas 2 : (a) Températures axiales, (b) Pression capillaire et vitesse vapeur

Les températures externes et la température de saturation (Figure 4(a)) correspondent parfaitement en coordonnées cylindriques. L'approximation cartésienne en prenant comme référence R_i donne également d'assez bon résultats, la différence se faisant au niveau de l'évaporateur et de la zone adiabatique, du fait d'une légère surestimation de \bar{T}_{sat} . La pression capillaire (différence entre les pressions vapeur et liquide) et la vitesse vapeur (Figure 4(b)) sont également bien simulées, l'hypothèse cartésienne ayant beaucoup moins d'impact sur les résultats. Il est à noter ici que la pression capillaire compense essentiellement les pertes de charge du liquide au sein du poreux.

6. Conclusion

Le modèle analytique 3D proposé permet de simuler les transferts thermo-hydrauliques de façon très satisfaisantes (compte tenu des fortes hypothèses effectuées) au sein d'un caloduc capillaire cylindrique, soumis à des sollicitations non-uniformes à l'évaporateur et au condenseur. Il fournit en outre la température de fonctionnement du caloduc, dans le cas où les pertes thermiques avec l'ambiance sont connues. C'est donc un très bon outil de dimensionnement approfondi. En outre, par le biais d'un maillage de la paroi externe et d'une méthode itérative rapide, des conditions aux limites réalistes peuvent être simulées, contrairement aux modèles de la littérature [6]. La démarche présentée ici dans le cas axisymétrique peut être étendue au cas 3D, par le biais d'un maillage de surface externe.

Les comparaisons avec la littérature présentées dans ce papier ne montrent pas nécessairement la présence de fortes pertes de charge vapeur, et donc d'une certaine variation axiale de la température de saturation. Les résultats illustrés sont donc très proches d'une simulation avec saturation uniforme. Cependant, contrairement aux modèles analytiques précédents [5,6], le modèle décrit permet de prendre en compte cette variation (grâce au couplage thermo-hydraulique effectué) qui peut avoir une certaine importance notamment pour des caloducs cylindriques de petit diamètre interne.

La représentation par quadripôles thermiques introduite permet d'envisager plus facilement la modélisation analytique de caloducs plus complexes (avec plusieurs couches poreuses) ou une résolution en régime transitoire (grâce à une transformation de Laplace supplémentaire). Enfin, elle peut être facilement utilisable dans une démarche d'optimisation, ou de caractérisation par méthodes inverses.

Références

- [1] J. Schmalhofer et A. Faghri, A study of circumferentially-heated and block-heated heat pipes – II. Three-dimensional numerical modeling as a conjugate problem, *Int. J. Heat & Mass Trans.*, 36 n°1 (1993) 213-226.
- [2] T.Kaya et J. Goldak, Three-dimensional numerical analysis of heat and mass transfer in heat pipes, *Heat & Mass Trans.*, 43 (2007), 775-785.
- [3] T.Naemsai *et al.*, Numerical model of heat transfer characteristics for sintered-grooved wick heat pipes under non-uniform heat loads, *App. Therm. Eng.*, 148 (2019), 886-896.
- [4] K.Grissa *et al.*, Performance of a cylindrical wicked heat pipe used in solar collectors: Numerical approach with Lattice Boltzmann method, *Energy Conv. & Man.*, 150 (2017), 623-636.
- [5] H.Shabgard et A.Faghri, Performance characteristics of cylindrical heat pipes with multiple heat sources, *App. Therm. Eng.*, 31 (2011), 3410-3419.
- [6] S.Lips et F.Lefèvre, A general analytical model for the design of conventional heat pipes, *Int. J. Heat & Mass Trans.*, 72 (2014), 288-298.
- [7] D.Maillet *et al.*, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons, Ltd (2000)

Modélisation et simulation par exploration statistique de chemins thermiques dans un empilement magnétique refroidi par des caloducs.

Numerical simulation of a heat-pipe cooled magnetic stack using statistical thermal path model.

Vincent EYMET¹, Benjamin PIAUD¹, Lucien PRISSE², Ludovic YBANEZ², Dominique HARRIBEY³, Yvan LEFEVRE³, Jean-François LLIBRE³, Sébastien DUTOUR³

¹ Méso-Star, 8 Rue des Pêcheurs – 31410 Longages, France.

² AIRBUS, Gebäude 6.1 - Warenannahme - Ludwig-Bölkow Allee – Taufkirchen 82024, Germany.

³ LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France.

*(auteur correspondant : benjamin.piaud@meso-star.com)

Résumé - Nous présentons des simulations de thermique réalisées à l'aide du code libre *Stardis*, basé sur un modèle statistique consistant à réaliser un grand nombre de trajets de diffusion thermique ayant pour origine la position sonde où la température doit être calculée. A titre d'exemple applicatif, nous considérons un empilement magnétique refroidi par des caloducs. Les résultats présentés portent sur un calcul stationnaire, mais la formulation et le code correspondant permettent le calcul instationnaire et le couplage des phénomènes de transport.

Mots-clés : Thermique statistique ; meshless ; Monte-Carlo ; effet Joule ; caloduc.

Abstract - We present thermal numerical simulations performed using the open-source code *Stardis*, which is based on a statistical model that consists in the realization of statistical thermal diffusion paths starting from the probe position where temperature has to be evaluated. Results are presented for a magnetic stack cooled using heat-pipes. Numerical simulations have been performed for a steady state, but the underlying formulation and the corresponding code allow unsteady state simulations and a coupling between transport phenomena.

Keywords: Statistical; meshless; Monte-Carlo; resistive losses; heat-pipe.

1 Introduction

Afin d'accélérer l'utilisation de l'énergie électrique dans des applications embarquées de forte puissance, il est nécessaire d'augmenter les performances de chaque brique technologique. Une des voies envisagées est d'améliorer l'extraction, le transport et la dissipation de la chaleur produite par effet Joule dans un enroulement, ce qui permettrait d'augmenter la densité de courant et donc la puissance spécifique, sans nuire à la fiabilité.

Dans cette communication, nous présentons des simulations thermiques d'un assemblage de tôles magnétiques et de bobinages qui sont refroidis par des caloducs, réalisées dans le cadre d'un projet porté par *Airbus*. Ces simulations sont réalisées avec le code libre *Stardis* basé sur une formulation statistique des transferts thermiques.

Les algorithmes mis en œuvre dans ce code reposent sur l'équivalence entre l'équation de la chaleur et un processus Brownien [1]. Ce type d'approche existe depuis la proposition d'al-

algorithmes Walk-on-Spheres [4] mais n'a jamais passé, à notre connaissance, la barrière de la complexité géométrique. Ces approches retrouvent un intérêt aujourd'hui avec les techniques informatiques de suivi de chemins développées pour la synthèse d'images.

Dans la section 2, nous ferons une brève revue bibliographique des méthodes stochastiques de résolution de l'équation de la chaleur. Nous donnerons quelques éléments théoriques de l'algorithme utilisé. Enfin les parties 3 et 4 présenteront respectivement un cas application ainsi que les résultats de simulations numériques.

2 Résolution de l'équation de la chaleur par exploration statistique de chemins

La méthode statistique présentée dans cette partie s'inscrit dans un vaste cadre théorique où l'idée principale est d'utiliser un calcul de Monte Carlo dans un problème de thermique. L'historique complet de ce domaine ne peut pas être produit ici, mais on citera néanmoins les travaux fondateurs de Feynman et Kac [2, 3] permettant de résoudre des équations aux dérivées partielles paraboliques (dont la conduction thermique) par balayage d'un espace de chemins stochastiques. On peut également citer le travail de Muller [4] où a été proposé l'algorithme *random Walk on Spheres* consistant à établir un trajet de diffusion dans un solide par échantillonnages successifs d'une position de premier passage sur une sphère centrée sur la position précédente. Et plus récemment on peut se référer aux travaux de Sabelfeld [5], Vignoles [6] et Lejay [7]. On peut se faire une idée de l'ensemble des méthodes de Monte Carlo visant à répondre à des problèmes de conduction thermique dans l'ouvrage d'Ozisk [8].

Nous nous intéressons au calcul de la température $T_S(\vec{x}, t)$ en une position \vec{x} quelconque dans un domaine solide opaque \mathcal{D}_S , et à une date t quelconque, le champ de température initial du solide $T_I(\vec{x})$ étant connu pour une date initiale t_I .

L'évolution temporelle de la température $T_S(\vec{x}, t)$ suit la conservation de l'énergie qui est rappelée ici pour un solide opaque de conductivité λ , de masse volumique ρ et de capacité calorifique massique C :

$$\begin{cases} \vec{x} \in \mathcal{D}_S, t \in [t_I, +\infty) : \rho C \frac{\partial T_S(\vec{x}, t)}{\partial t} = -div(-\lambda \nabla T_S(\vec{x}, t)) + p(\vec{x}, t) \\ \vec{x} \in \mathcal{D}_S, t = t_I : T_S(\vec{x}, t) = T_I(\vec{x}) \end{cases} \quad (1)$$

avec $p(\vec{x}, t)$ le terme source pour la position \vec{x} , à la date t . Dans le cas présent, il s'agit de la densité volumique de puissance produite par effet Joule en (\vec{x}, t) (Wm^{-3}), qui peut être positive ou nulle.

Après discrétisation du Laplacien à l'aide d'un pas δ , la solution suivante est obtenue :

$$T_S(\vec{x}, t) = \int_0^{+\infty} \alpha e^{-\alpha \tau} d\tau \left\{ \mathcal{H}(t - \tau < t_I) T_I(\vec{x}) + \mathcal{H}(t - \tau > t_I) \left(\sum_{i=1}^6 \left[\frac{1}{6} T_S(\vec{x} + \delta \vec{e}_i, t) \right] + \frac{p(\vec{x}, t)}{\alpha} \right) \right\} \quad (2)$$

Avec $\alpha = \frac{6\lambda}{\rho C \delta^2}$. L'expression intégrale donnée en 2 peut être interprétée en termes statistiques, donnant lieu à l'algorithme de Monte Carlo suivant afin de calculer $T_S(\vec{x}, t)$: il s'agit tout d'abord d'échantillonner une durée τ selon la fonction de densité de probabilité $\alpha e^{-\alpha \tau}$; deux cas se présentent :

- si $\tau > t - t_I$, la condition initiale a été atteinte : la température retenue pour cette réalisation est la température initiale $T_I(\vec{x})$.

- sinon, le temps prend une nouvelle valeur $t - \tau$, et il s'agit maintenant d'échantillonner une direction \vec{u} de façon uniforme sur une sphère centrée en \vec{x} . Le poids de la réalisation est alors $T_S(\vec{x} + \delta\vec{u}, t) + \frac{p(\vec{x}, t)}{\alpha}$: le problème de calculer la température en \vec{x} à la date t a été remplacé par le problème, similaire, de calculer la température en $\vec{x} + \delta\vec{u}$, à la date $t - \tau$. Il ne faut pas oublier de conserver la valeur de $\frac{p(\vec{x}, t)}{\alpha}$ obtenu pour cette étape.

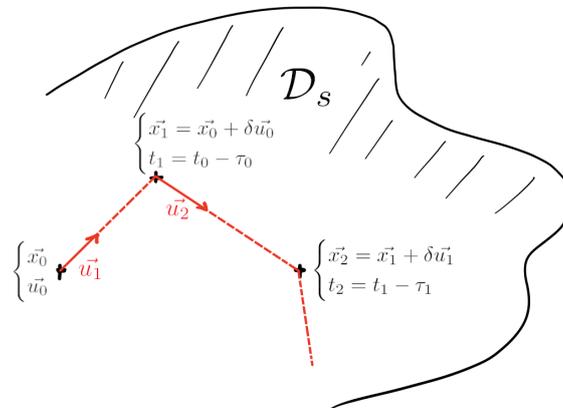


Figure 1 : Trajet de diffusion thermique.

On voit ainsi apparaître un algorithme récursif, illustré sur la figure 1, consistant à remonter le temps (échantillonnage de τ) et parcourir l'espace (échantillonnage de \vec{u} et déplacement d'une longueur δ dans cette direction). Un accumulateur $C = \sum \frac{p(\vec{x}, t)}{\alpha}$ est calculé le long du trajet. L'algorithme s'arrête dans deux cas : lorsque la date t prend une valeur inférieure à t_I (le poids de la réalisation est alors la température initiale $T_I(\vec{x}) + C$ pour la dernière position \vec{x} atteinte), ou lorsque la frontière du solide est atteinte : le poids de la réalisation est alors $T_B(\vec{x}, t) + C$ pour la position \vec{x} atteinte sur la frontière, et pour la date t courante.

Se pose maintenant le problème de calculer la température $T_B(\vec{x}, t)$ sur la frontière du solide. On peut se référer au travail précédent [9] qui décrit l'algorithme permettant d'assurer ce calcul de façon statistique. De façon plus générale, on y trouvera une description plus détaillée de l'ensemble des algorithmes de Monte Carlo à récursivité croisée permettant la prise en compte du rayonnement thermique, y compris dans des solides semi-transparents, qui donnent la possibilité de réaliser un calcul Monte Carlo en présence des phénomènes couplés de rayonnement, convection et conduction.

3 Cas d'application : empilement magnétique refroidi par des caloducs

Le cas d'application étudié dans cette communication est issu d'un projet de R&T porté par *Airbus*. Dans le cadre de l'avion plus électrique, ce projet s'intéresse à l'amélioration des performances de briques technologiques en explorant la possibilité de contrôler les aspects thermiques par l'utilisation de dispositifs diphasiques passifs tels que les caloducs. Au moment de l'écriture de cette communication, un dispositif expérimental est en cours de réalisation.

Les figures 2 et 3 illustrent l'empilement de tôles magnétiques étudié avec le positionnement des caloducs afin d'en extraire la puissance dissipée essentiellement par effet Joule dans les bobinages. L'empilement magnétique, d'une hauteur totale de 250 mm est fabriqué par la société *Vacuumschmelze* à partir de tôle très fine (55 μm) de matériaux ferromagnétiques doux. Cet empilement est très performant d'un point de vue électromagnétique car il empêche au maximum le développement de courants de Foucault à l'origine d'une perte par effet Joule. En revanche, d'un point de vue thermique, cela induit une faible conductivité axiale.

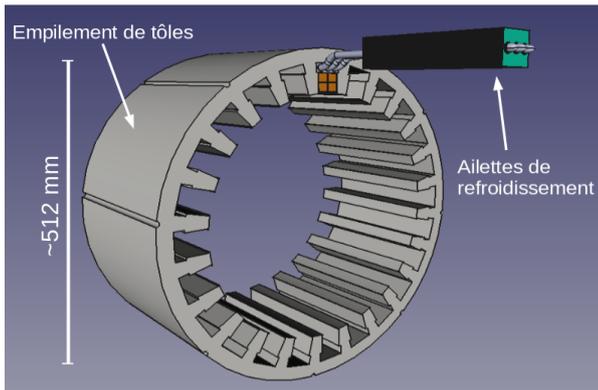


Figure 2 : Vue 3D de l'empilement de tôles comportant 24 encoches destinées à accueillir le bobinage et les assemblages caloducs. Pour ne pas surcharger la figure seule une encoche est complète.

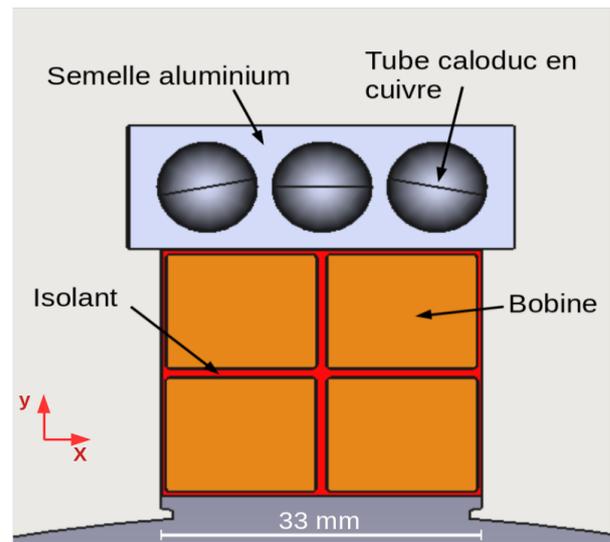


Figure 3 : Vue sur une encoche. Le plan (xy) représenté dans cette figure sera utilisé pour l'ensemble du document. La partie grise représente la tôle en fer.

Le bobinage est constitué de quatre sections carrées de fil de litz. Chaque fil de litz est ainsi constitué de plusieurs fils de cuivre plus fins et isolés électriquement. Ceci a pour conséquence que la conductivité thermique du bobinage est très faible, de l'ordre de 2 à $6 \text{ W}/(m.K)$ dans le plan (xy) alors que dans la direction axiale, nous retrouvons la conductivité du cuivre. De plus entre chaque section de fil de litz se trouve un matériau isolant. Cette configuration illustre parfaitement la problématique standard de la gestion thermique en génie électrique et en électronique : les contraintes d'isolation électrique induisent des résistances thermiques entre les sources de dissipation et les sources froides.

Dans chaque encoche, entre le bobinage et le fer, viennent s'encastrent deux assemblages caloducs (un de chaque côté). Chaque assemblage réalisé par la société *CECLA Metal Process* est constitué d'une semelle en aluminium renfermant trois tubes caloducs de diamètre 10 mm pouvant extraire une centaine de Watts chacun. Côté condenseur, le refroidissement est assuré par des ailettes sur une longueur d'environ 200 mm .

4 Simulation numérique

4.1 Le code *Stardis*

Stardis [10] est un code sous licence libre développé par *Méso-Star* qui propose une mise en oeuvre des algorithmes présentés dans la partie 2. Bien que l'idée de ce type d'algorithmes soit ancienne, ils n'ont jamais, à notre connaissance, été vraiment mis en oeuvre sur des géométries complexes, essentiellement du fait qu'il faut en permanence calculer l'intersection avec des rayons et une géométrie quelconque.

Nous pouvons faire cette proposition aujourd'hui dans *Stardis* grâce à la maturité des techniques algorithmiques [11] issues de l'informatique graphique dont une des thématiques est la production d'images de synthèse (films d'animation et effets spéciaux) par résolution de l'équation de transfert radiatif dans le domaine visible. Cette communauté a développé des

méthodes de suivi de chemins et des techniques d'accélération qui rendent ces calculs d'intersection insensibles à la complexité de la scène. Dans le code *Stardis*, les calculs d'intersection sont effectués par la bibliothèque libre *Star-3D*¹ que nous avons écrit pour un public de développeurs/physiciens, et qui repose elle-même sur la bibliothèque *Embree*² développée par Intel. Nous mentionnons ici quelques particularités de la méthode qui se retrouvent donc dans l'utilisation du code :

- Les chemins conductifs sont discrets d'un pas δ qui est un paramètre numérique. Dans la limite où $\delta \rightarrow 0$ l'erreur entre la solution numérique obtenue et la "vraie" solution de l'équation de la chaleur tend aussi vers zéro ;
- le suivi des chemins conductifs ne repose pas sur un maillage volumique du système. Il suffit d'une représentation géométrique des bords du domaine. Cela simplifie le travail d'ingénierie de création de la donnée. Concrètement pour *Stardis*, nous utilisons le format de fichier *stl*³ pour décrire un domaine fermé. Et nous fournissons un domaine fermé par matériau du système ;
- nous ne résolvons pas tout le champ de température. Nous pouvons simuler la température en un point du système ou des observables intégrées comme la température moyenne sur une paroi ou dans un sous-volume du système ;
- au delà du calcul d'une valeur de température, il est possible de donner une expression formelle de l'observable en fonction des sources dans le système et des conditions aux limites. Ce point, qui n'a pas été abordé dans la partie 2, repose sur le fait que la statistique des chemins est indépendante des sources et des conditions aux limites. Cette propriété sera illustrée dans la partie 4.2.3.

La pertinence des résultats du solveur de *Stardis* est assurée par des tests de non-régression, qui sont effectués lors de chaque évolution du code ; il s'agit de résoudre un certain nombre de problèmes, aussi bien en régime stationnaire qu'instationnaire, pour lesquels on dispose soit d'une solution analytique (en termes de flux ou de température), soit d'une solution obtenue à l'aide du code de thermique *Syrthes* développé par EDF, et de comparer cette solution au résultat obtenu par *Stardis*. Cette méthodologie permet de s'assurer qu'à tout moment le solveur est en mesure de reproduire des résultats connus pour diverses géométries, aussi bien 2D que 3D, pour les divers types de conditions aux limites, et pour des problèmes mettant en oeuvre le couplage entre les divers modes de transfert de chaleur (y compris en présence d'un terme source volumique).

4.2 Simulations numériques

4.2.1 Configurations étudiées et observables

Lors de cette étude préliminaire, nous avons considéré deux configurations : d'une part, l'empilement magnétique en présence des caloducs, et d'autre part une configuration où les caloducs ont été retirés, ce qui permet d'évaluer l'intérêt de ces derniers. Les figures 4 et 5 illustrent les maillages utilisés pour ces configurations. Elles indiquent également les positions où la température maximale est atteinte qui ont été repérées par itération. Ces positions sont

¹<https://www.meso-star.com/projects/star-engine/star-3d.html>

²<https://github.com/embree>

³https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier_de_

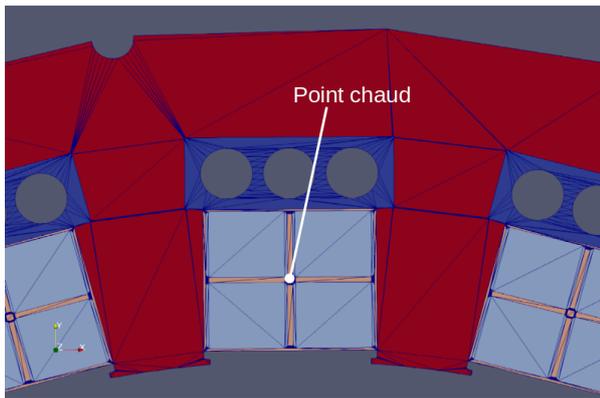


Figure 4 : Configuration avec caloducs. Le point chaud est dans l'isolant au centre du bobinage.

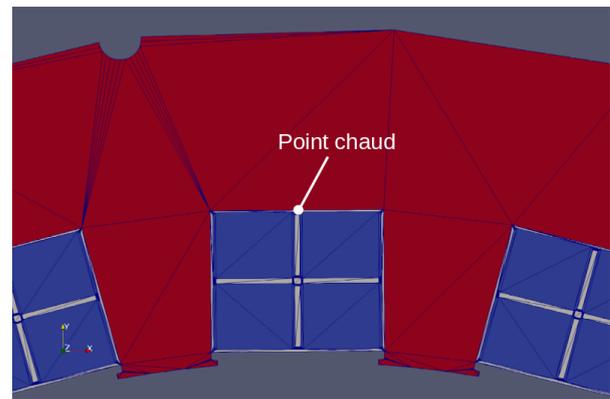


Figure 5 : Configuration sans caloduc. Le point le plus chaud dans l'isolant se situe à la position la plus éloignée du bord.

	λ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	λ_{xy} ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	λ_z ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	P (W)	p ($W.m^{-3}$)
Fer		46	1	11140	828807
Bobine		2	220	7800	1614906
Caloduc	220			1700	855561
Isolant	0.3			0	0

Tableau 1 : Le fer et la bobine sont modélisés par des matériaux homogènes anisotropes. Pour la configuration sans caloducs, nous avons réparti la puissance dissipée initialement dans les caloducs et dans le reste du système de façon à obtenir une puissance dissipée totale de 20,6 kW dans les deux configurations. Dans la bobine, la puissance est dissipée par effet Joule. Des courants de Foucault sont induits dans le fer et les caloducs ce qui génère également une dissipation thermique.

situées dans l'isolant, au sein du bobinage qui est la source de dissipation la plus importante. Le caloduc étant une condition limite froide, le point chaud se situe plus au coeur de la bobine contrairement à la configuration sans caloducs. La principale contrainte thermique dans ce type d'application est de ne pas dépasser une consigne de température dans l'isolant. Nous allons donc quantifier la température au stationnaire en ces positions pour un même niveau de dissipation thermique au stationnaire, pour les deux configurations décrites.

4.2.2 Paramètres de simulations

Les puissances dissipées (voir tableau 1) ont été obtenues par des simulations électromagnétiques pour un certain régime de courant. En terme de conditions aux limites, nous considérons sur l'ensemble du bord du domaine une condition d'échange telle que la densité de flux ϕ et la température de frontière soient reliés par la relation $\phi = h_{ext} \cdot (T_0 - T)$ avec T_0 la température de l'environnement et $h_{ext} = 100 W.m^{-2}.K^{-1}$.

A cette étape, concernant les caloducs, la conduction est modélisée dans la semelle puis l'interface semelle/tube est modélisée par un coefficient d'échange. Ainsi, au niveau des tubes, le flux de chaleur est $\phi = h_{cal} \cdot (T_0 - T)$ avec $h_{cal} = 10^4 W.m^{-2}.K^{-1}$. Pour simplifier les données du problème nous considérons que le fluide diphasique à l'intérieur du tube est à température T_0 également ce qui correspond à une résistance nulle des caloducs et des ailettes.

	Scenario 1	Scenario 2	Scenario 3
$p_{bobine} (W.m^{-3})$	929606	1614906	3291923
$p_{fer} (W.m^{-3})$	781191	828807	944869
$p_{cal} (W.m^{-3})$	704579	855561	1409159
$T - T_0$	38.14	64.68	129,67

Tableau 2 : *Le fer et la bobine sont modélisés par des matériaux homogènes.*

4.2.3 Premiers résultats

Pour la configuration avec caloducs, nous trouvons, pour le point le plus chaud dans l'isolant, une expression en fonction de la température environnante T_0 et des densités volumiques de puissance dissipée : $T = T_0 + 1.61 \cdot 10^{-7} * p_{cal} + 3.85 \cdot 10^{-5} * p_{bobine} + 2.86 \cdot 10^{-6} * p_{fer}$. Les résultats numériques de $T - T_0$ sont représentés dans le tableau 2 pour trois scénarios de puissances dissipées visées par l'application.

En ce qui concerne la configuration sans caloducs, nous trouvons, pour le point le plus chaud dans l'isolant : $T = T_0 + 3.39 \cdot 10^{-5} * p_{bobine} + 1.43 \cdot 10^{-4} * p_{fer}$, soit, en prenant $p_{bobine} = 1759834 W.m^{-3}$ et $p_{fer} = 721417 W.m^{-3}$ (telles que la puissance totale dissipée soit la même que dans la configuration avec caloducs) : $T = T_0 + 162.82 K$.

Pour donner un ordre de grandeur, ce type d'isolant ne doit pas dépasser une température d'environ $180^\circ C$. Autrement dit, sans caloducs, avec un environnement à $20^\circ C$, il ne serait pas possible de dissiper ce niveau de puissance.

5 Conclusions

Dans cette communication, nous avons illustré sur une géométrie complexe l'utilisation du code *Stardis* qui met en oeuvre une résolution de l'équation de la chaleur par balayage statistique de chemins. Les points forts de la méthodologie que nous souhaitons mettre en avant sont, d'une part une simplification du processus de création de la donnée du fait de l'absence de maillage volumique, et d'autre part, du fait d'une vision propagative des sources, la possibilité d'évaluer l'observable comme une fonction des sources et des conditions aux limites. Dans ce cas, la simulation statistique complète, plus coûteuse, permet d'obtenir les valeurs des paramètres de cette fonction. La simulation statistique n'a donc pas besoin d'être réalisée de nouveau lorsque les sollicitations sont modifiées. Bien que les résultats, sur des configurations données, ont été confrontés pour validation au code éléments finis *Syrthes*, il est difficile de faire une comparaison en terme de temps de calcul. En effet les deux approches n'évaluent pas les mêmes observables. Un code éléments finis calcule tout le champ de température pour un jeu de conditions aux limites et de sources là où *Stardis* évalue une observable particulière fonction des conditions aux limites. Les deux approches sont complémentaires, au sens où si le champ complet est nécessaire, l'approche statistique mettra un temps de calcul prohibitif. Par contre si comme dans l'exemple applicatif décrit ici, il est question de points particuliers en fonction des sollicitations externes alors cette approche est beaucoup plus intéressante et pertinente en temps de calcul et d'analyse des transferts. Pour ce cas d'application nous nous sommes restreints à la conduction, mais un autre avantage du formalisme statistique est de pouvoir prendre en compte le rayonnement par le suivi de chemin conducto-radiatif [9].

En terme de perspectives nous pouvons mentionner un couplage avec un modèle de caloduc.

En ce qui concerne la méthodologie, nous pouvons mentionner des travaux en cours :

- la prise en compte des non-linéarités telles qu'une conductivité thermique ou un coefficient d'échange qui dépend de la température [12];
- la mise en place d'algorithmes dit "symboliques" [13] qui permettraient par exemple, dans notre cas d'application, de ne pas fixer de valeurs pour les coefficients d'échange h et ainsi d'obtenir une expression formelle pour notre observable en fonction des coefficients d'échange et des sources. Nous pensons notamment à des applications de dimensionnement ou d'inversion;
- l'évaluation des sensibilités géométriques, à l'aide du même type d'algorithmes [14].

Références

- [1] M. Kac, On Distributions of Certain Wiener Functionals, *Transactions of the American Mathematical Society*, 65 (1949) 1-13.
- [2] M. Kac, Random Walk and the Theory of Brownian Motion, *The American Mathematical Monthly*, 54 (1947) 369-391.
- [3] M. Kac, On some connections between probability theory and differential and integral equations, *Proc. 2nd Berkeley Symp. Math. Stat. and Prob.*, 65 (1951) 189-215.
- [4] M.E. Muller, Some continuous Monte-Carlo Methods for the Dirichlet Problem, *The Annals of Mathematical Statistics*, 27 (1956) 569-589.
- [5] K.K. Sabelfeld, *Monte Carlo methods in boundary value problems*, Springer, Berlin (1991).
- [6] G.L. Vignoles and A. Ortona, Numerical study of effective heat conductivities of foams by coupled conduction and radiation, *International Journal of Thermal Sciences*, 109 (2016) 270-278.
- [7] A. Lejay, On the constructions of the skew Brownian motion, *Probability Surveys*, 3 (2006) 413-466.
- [8] M. N. Ozisik, *Boundary Value Problems of Heat Conduction*, Courier Corporation, 2013.
- [9] V. Eymet et al., Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température, *Congrès de la Société Française de Thermique*, Nantes, 3-6 juin 2019.
- [10] <https://www.meso-star.com/projects/stardis/stardis.html>
- [11] M. Pharr, W. Jakob, and G. Humphreys, *Physically Based Rendering : From Theory to Implementation (3rd ed.)*, Morgan Kaufmann Publishers Inc., <http://www.pbr-book.org/>, (2016).
- [12] J.M. Tregan et al., Transient conducto-radiative heat transfer in a single Monte-Carlo algorithm : handling the nonlinearity, *9th International Symposium on Radiative Transfer*, RAD-19. (2019).
- [13] L. Penazzi et al., Toward the use of Symbolic Monte Carlo for Conduction-Radiation Coupling in Complex Geometries, *Proceedings of the 9th International Symposium on Radiative Transfer*, RAD-19. (2019).
- [14] P. Lapeyre, Paule, et al. Monte-Carlo and Domain-Deformation Sensitivities, *Proceedings of the 9th International Symposium on Radiative Transfer*, RAD-19. (2019).

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Airbus pour le financement du projet H-Power ainsi que l'ensemble du collectif EDStar⁴.

⁴www.laplace.univ-tlse.fr/edstar_demo/prod/fr/

Etude des performances thermiques et dynamiques d'un écoulement de nano-fluides dans une conduite cylindrique

Study of the thermal and dynamic performance of a flow of nano-fluids in a cylindrical pipe

Mohamed-Rabie GUECHI^{1*}, Said ABBOUDI²

^{1,2}ICB UMR 6303, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté, UTBM

Département COMM, F-90010, Belfort, France.

*(mohamed.guechi@utbm.fr)

Résumé – Dans ce travail, on étudie numériquement le comportement convectif d'un écoulement de nano fluides dans une conduite cylindrique horizontale soumise à un flux thermique constant au niveau de sa paroi. On propose de comparer deux approches de l'écoulement, la première dite monophasique basée sur l'utilisation de propriétés effectives du nano-fluide, la seconde dite diphasique basée sur les deux modèles Mixture et Euler-Euler. Les équations de conservation sont résolues à l'aide du code Ansys-Fluent. Les influences de certains paramètres tels que la concentration de nanoparticules, le nombre de Reynolds et le nombre de Peclet sur l'amélioration du transfert de chaleur des nano-fluides ont été étudiées.

Mots clés : convection forcée, nano-fluides, monophasique, diphasique.

Abstract – In this work, we study numerically the convective behavior of a flow of nanofluids in a horizontal cylindrical pipe submitted to a constant wall thermal heat flux. We propose to compare two approaches to flow, the first called monophasic based on the use of effective properties of the nano-fluid, the second called diphasic based on the two models Mixture and Euler-Euler. The conservation equations are solved using the Ansys-Fluent code. The influences of certain parameters such as the concentration of nanoparticles, the Reynolds number and the Peclet number on the improvement of the heat transfer of nano-fluids have been studied.

Keywords: forced convection, nanofluids, monophasic, two phases.

Nomenclature

C_p	Capacité Calorifique, (kJ/kg.K)	<i>Symboles grecs</i>	
H	Enthalpie, (kJ/kg)	ϕ	Fraction volumique des particules
Pe	Nombre de Peclet	<i>Indices et exposants</i>	
Re	Nombre de Reynolds	nf	Nano-fluide
T_b	Température des nano-fluides	p	Particule
T_w	Température le long de la paroi	m	Mélange

1. Introduction

Les écoulements de fluides avec transfert de chaleur est un sujet qui continue à susciter beaucoup d'intérêt. Les fluides tels que l'eau, l'huile minérale et l'éthylène glycol jouent un rôle vital dans de nombreux processus industriels, y compris la production d'électricité, les processus chimiques, les processus de chauffage ou de refroidissement et la microélectronique.

Leur efficacité dépend de leurs propriétés physiques, telles que la conductivité thermique, la viscosité, la densité et la capacité thermique, leur faible conductivité thermique est souvent la principale limitation d'utilisation de ces fluides. Récemment, l'utilisation des nanoparticules comme additifs pour améliorer les performances thermiques des fluides caloporteurs a suscité beaucoup d'intérêt. Choi [1] a été probablement le premier à appeler les fluides mélangés avec des particules de dimensions nanométriques « nano-fluides ». Le terme « nano-fluide » fait référence à un mélange diphasique composé d'une phase continue, généralement un liquide, et d'une phase dispersée constituée de particules métalliques extrêmement fines de taille inférieure à 40 nm appelées « nanoparticules ». Les nano-fluides montrent une meilleure stabilité et des conductivités thermiques considérablement plus élevées, ainsi que des propriétés rhéologiques, et une faible perte de charge, par rapport aux particules en suspension de dimensions millimétriques ou micrométriques, qui présentent un risque élevé de sédimentation et peuvent provoquer une érosion ainsi qu'une perte de charge élevée. Plusieurs publications ont principalement porté sur les techniques de prédiction et de mesure afin d'évaluer la conductivité thermique du nano-fluide [2]. Récemment, Trisaksri et Wongwises [3] se sont basés sur les caractéristiques générales de transfert de chaleur des nano-fluides, en raison de l'importance du problème. Pour le transfert de chaleur dans les conduits, les forces de flottabilité ont un effet significatif sur les champs hydrodynamiques et thermiques, en particulier pour l'écoulement laminaire dans les conduits horizontaux. Ils génèrent des flux secondaires qui conduisent à des nombres de Nusselt et des coefficients de frottement très différents de ceux correspondant à la convection forcée. Dans le cas des fluides caloporteurs classiques, ces phénomènes ont été étudiés de manière approfondie [4]. Dans le cas des nano-fluides, quelques études numériques des écoulements convectifs en régime laminaire à l'intérieur d'un tube horizontal et incliné ont été étudiés considérant les nano-fluides comme des mélanges homogènes monophasés [5], tandis que d'autres utilisaient l'approche diphasique [6]. Le transfert de chaleur par convection avec des nano-fluides peut être modélisé en utilisant l'approche diphasique ou monophasique. La première approche offre la possibilité de comprendre les fonctions de la phase fluide et des particules solides dans le processus de transfert de chaleur. La seconde approche suppose que la phase fluide et les particules sont en équilibre thermique et se déplacent avec la même vitesse. Cette dernière méthode est plus simple et nécessite moins de temps de calcul. Ainsi, il a été utilisé dans plusieurs études théoriques du transfert de chaleur par convection avec des nano-fluides [7]. En raison de plusieurs facteurs tels que la gravité, le frottement entre les particules fluides et solides et les forces browniennes, les phénomènes de diffusion brownienne, de sédimentation et de dispersion peuvent coexister dans le flux principal d'un nano-fluide. Cela signifie que la vitesse de glissement entre le fluide et les particules peut ne pas être nulle [8], il semble donc que l'approche diphasique soit un meilleur modèle pour l'étude des nano-fluides. L'approche diphasique est basée sur une hypothèse de phases dans un milieu continu (continuum). Il fournit une description du champ de la dynamique de chaque phase (modèle eulérien-eulérien ou à deux fluides) ou, alternativement, les trajectoires lagrangiennes de particules individuelles couplées avec la description eulérienne du champ d'écoulement de fluide. L'une des principales approches dans la modélisation de l'écoulement diphasique en suspension est la théorie des mélanges, également appelée théorie des continus en interaction [9]. La popularité de cette dernière approche dans les applications polyphasiques tient au fait qu'elle est simple à la fois en théorie et en méthode numérique implémentée dans le logiciel Ansys-Fluent. Les calculs requis sont relativement peu coûteux. De plus, il est simple d'introduire un modèle de turbulence dans le modèle de mélange, et surtout, il est raisonnablement précis pour une large gamme d'écoulements diphasiques. Quelques auteurs [10] ont comparé les deux approches : monophasiques, diphasiques et avec deux modèles diphasique (Mixture et Euler-Euler), en convection forcée, en utilisant l'oxyde d'aluminium-eau (Al_2O_3 – Eau) comme nano-fluide avec des propriétés indépendantes de la température.

Plus précisément, ils ont comparé les prédictions du nombre de Nusselt pour une concentration de 1% de Al_2O_3 avec plusieurs corrélations et un ensemble de valeurs expérimentales. Ils ont également examiné l'effet de la concentration volumique sur la température de la paroi. Ils ont conclu que le modèle Mixture est plus précis que les deux autres modèles. Pour le problème considéré, d'autres auteurs [11], ont rajouté le modèle diphasique VOF (Volume of Fluid), mais avec un écoulement convectif en régime laminaire, ils ont constaté que les trois modèles diphasiques donnent des prévisions du coefficient de transfert de chaleur par convection plus proches des données expérimentales que le modèle monophasique. Dans la présente étude, la convection forcée d'un nano-fluide composé d'eau et de différentes nanoparticules à la fois en métal pur (Al, Cu) et en oxyde métallique (Al_2O_3 , CuO), dans un tube cylindrique horizontal a été étudiée numériquement en 2D. Deux approches différentes ont été appliquées pour simuler les nano-fluides, approche monophasique et approche diphasique (modèle Mixture, Euler-Euler). Le modèle eulérien a été mis en œuvre pour la première fois pour étudier un tel champ d'écoulement. Les résultats obtenus sont comparés aux prédictions correspondantes du modèle monophasé. Ils sont présentés en forme de profil de distributions de températures, de coefficients de transfert de chaleur et de nombres de Nusselt et Peclet.

2. Description et modélisation du problème

2.1. Configuration géométrique

La figure 1 montre la configuration géométrique considérée. Il se compose d'un tube cylindrique de longueur L et d'un diamètre D . Le nano-fluide considéré est un mélange composé de fluide de base (Eau) et de particules (Al_2O_3 , CuO, Cu) respectivement, d'un diamètre de 50 nm. Le fluide entre avec une température $T_{\text{in}} = 300$ K, et un flux de chaleur constant appliqué sur la paroi extérieure $q_w = 1000$ W/m². La simulation a été réalisée sur la base de l'approche monophasique (homogènes) et de l'approche diphasique avec les deux modèles (Mixture, Euler-Euler).

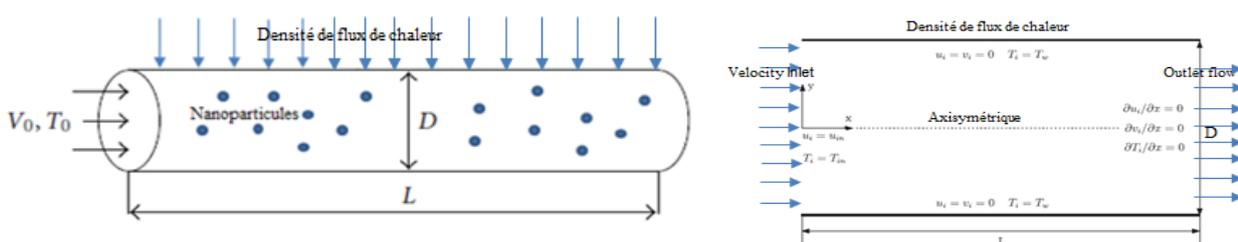


Fig.1 : Configurations géométriques du problème étudié.

2.2. Modélisation CFD

L'approche CFD utilise une technique numérique pour résoudre les équations de la dynamique de fluide pour des conditions aux limites et une géométrie d'écoulement données.

Dans ce modèle, le coefficient d'échange thermique et la distribution de température à travers un tube circulaire ont été simulés à l'aide du logiciel Ansys-Fluent, pour les deux champs d'écoulement (écoulements monophasiques et diphasiques), avec un écoulement à l'intérieur de tube supposé généralement en régime laminaire.

2.2.1. Modèle Monophasique

En supposant que les nanoparticules sont bien dispersées dans le fluide de base, les propriétés physiques efficaces des mélanges étudiés peuvent être évaluées en utilisant certaines formules classiques bien connues pour les fluides diphasiques.

Ce modèle traite le nano-fluide comme un fluide homogène aux propriétés efficaces et utilise les équations différentielles exprimant la conservation de la masse, la quantité de mouvement et l'énergie.

- Equation de la conservation de masse :

$$\nabla \cdot (\rho_{nf} \cdot V_m) = 0 \quad (1)$$

- Equation de la quantité de mouvement :

$$\rho_{nf} \cdot V_m \cdot \nabla V_m = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_{nf} \nabla V_m) \quad (2)$$

- Equation d'énergie :

$$\rho_{nf} \nabla \cdot (V_m H) = -\nabla \cdot (k_{nf} \cdot \nabla T) \quad (3)$$

Dans cette étude, les définitions appropriées des relations de propriétés thermo physiques des nano-fluides ont une grande importance. Les formules suivantes sont utilisées pour calculer les propriétés thermiques et physiques du nano-fluide.

- La densité ρ_{nf} et la chaleur spécifique C_{nf} du nano-fluide.

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_f + \varphi\rho_p \quad (4)$$

$$C_{nf} = (1 - \varphi)C_f + \varphi C_p \quad (5)$$

- La viscosité du nano-fluide est estimée à :

$$\mu_{nf} = \mu_f \cdot \left(\frac{1}{(1+\varphi)^{0.25}} \right) \quad (6)$$

- La conductivité thermique du nano-fluide a été obtenue par Hamilton et Crosser pour des particules sphériques avec $n=3$.

$$k_{nf} = k_f \cdot \left(\frac{k_p + (n-1)k_f - (n-1)\varphi(k_f - k_p)}{k_p + (n-1)k_f + \varphi(k_f - k_p)} \right) \quad (7)$$

2.2.2. Modèle diphasique

Il existe deux approches générales pour modéliser les écoulements diphasiques. Pour les fractions à faible volume, l'approche la plus appropriée est le Lagrangien-Eulérien qui analyse le fluide de base par l'hypothèse eulérienne et la phase des particules (solide) par l'hypothèse lagrangienne. Pour les fractions de volume solide plus élevées, l'approche appropriée est Eulérien-Eulérien. En raison de la très petite taille des particules pour les nano-fluides, le nombre de particules dans le domaine, même pour une très petite fraction de volume, est extrêmement important. Les plus populaires sont le VOF (volume de fluide), le Mixture et l'Euler-Euler [11,12].

- **Modèle Mixture**

Le modèle de mélange (Mixture) résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie pour le mélange ainsi qu'une équation de fraction volumique pour les

phases secondaires. Il utilise ensuite une corrélation pour calculer la vitesse relative entre les phases. Les équations de conservation s'écrivent :

- Equation de la masse :

$$\nabla \cdot (\rho_m \cdot V_m) = 0 \quad (8)$$

- Equation de la quantité de mouvement :

$$\rho_m \cdot V_m \cdot \nabla V_m = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_m \nabla V_m) + \rho_m g + \nabla \cdot (\sum_{k=1}^n \varphi_k \rho_k V_{dr,k} V_{dr,k}) \quad (9)$$

- Equation de l'énergie :

$$\nabla \cdot (\sum_{k=1}^n \varphi_k \rho_k V_k H_k) = -\nabla \cdot (k_m \cdot \nabla T) \quad (10)$$

- **Modèle Eulérien**

Dans le modèle eulérien, il existe différents types de couplage entre les phases. La pression est partagée par toutes les phases, tandis que les équations distinctes de la continuité, de la quantité de mouvement et d'énergie sont utilisées pour différentes phases, y compris les phases primaire et secondaire. Le volume de chaque phase est calculé en intégrant sa fraction volumique dans tout le domaine, tandis que la somme de toutes les fractions volumiques des phases est égale à l'unité [11].

- Equation de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot (\varphi_q \rho_q \cdot V_q) = 0 \quad (11)$$

Ou, $\sum_{q=1}^n \varphi_q = 1$ et toutes les propriétés sont calculées avec $N = \sum_{q=1}^n \varphi_q N_q$ (n : nbre de phases)

- Equation de quantité de mouvement (qth phase) :

$$\nabla \cdot (\varphi_q \rho_q V \cdot V) = -\varphi_q \nabla P + \varphi_q \nabla \cdot (\mu_q \nabla V) + \varphi_q \rho_q g + \sum_{p=1}^n R_{pq} + F_{lift,q} \quad (12)$$

- Equation de conservation de l'énergie (qth phase) :

$$\nabla \cdot (\varphi_q \rho_q V_q H_q) = -\nabla \cdot (k_q \nabla \cdot T_q) - \sum_{p=1}^n h(V_p - V_q) \quad (13)$$

2.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour résoudre les équations de base du fluide pour les différentes approches sont :

- Entrée de tube ($z = 0$) : Velocity inlet ($V_r = V_\theta = 0$; $V_z = V_{inlet}$; $T = T_{inlet}$).
- Sortie de tube ($z = L$) : Outlet flow (le champ d'écoulement entièrement développé).
- Interface solide-liquide ($r = D/2$) : $-k_{eff} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = q_{wall}$; $V_r = V_\theta = V_z = 0$.
- Symétrie : axis.

3. Résultats & Discussions

Les résultats ont été obtenus pour une concentration des nanoparticules φ de l'ordre de 0 %, 1%, 4%, 6%. L'eau a été prise comme fluide de travail et Cu, CuO et Al₂O₃, comme nanoparticules, avec différents nombres de Reynolds et de Peclet, (le nombre de Peclet Pe décrit

l'effet de la dispersion thermique causée par la micro-convection et la micro-diffusion des nanoparticules suspendues).

Les valeurs du coefficient d'échange de la paroi et la variation de nombre de Nusselt dans le cas d'un écoulement monophasique sont présentées sur la fig 2, et la fig.3, pour $\varphi = 4\%$ avec plusieurs valeurs du nombre de Peclet. Les profils du coefficient d'échange sont croissant en raison de la quantité importante de la chaleur échangé avec le nano-fluide, avec l'augmentation du nombre de Peclet d'une part et de la nature des nanoparticules utilisées d'autre part (métaux pur ou à base d'oxyde), le nombre de Nusselt et l'échauffement du fluide le long du tube sont presque dépendents de nombre de Reynolds et de la concentration des nanoparticules (fig 3), on constate que cette augmentation est presque linéaire.

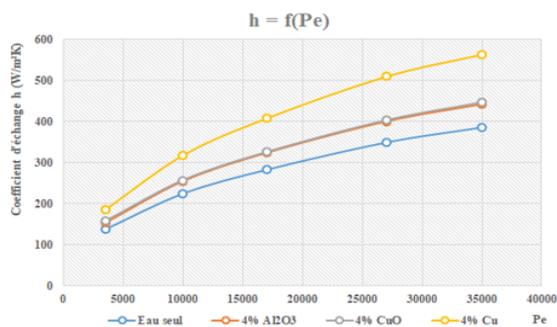


Figure 2 : Evaluation du coefficient d'échange en fonction de nbre de Peclet pour différentes nanoparticules ($\varphi=0\%, 4\%$)

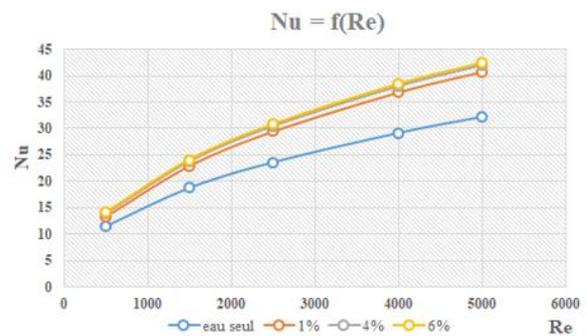


Figure 3 : Nbre de Nusselt en fonction de nbre de Peclet pour différentes concentrations volumiques ($\varphi=0\%, 1\%, 4\%, 6\%$)

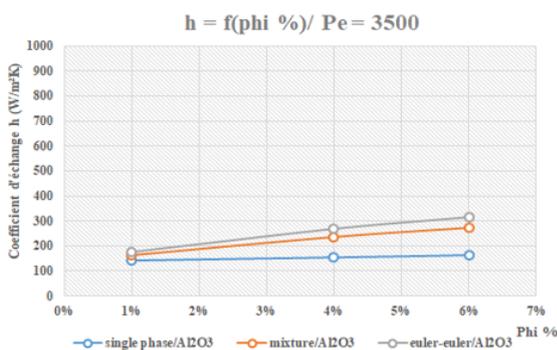


Figure 4 : Comparaison des valeurs calculées du coefficient de transfert de chaleur avec différentes approches multiphasiques (Al_2O_3 , $\varphi=1\%, 4\%, 6\%$, $Pe=3500$)

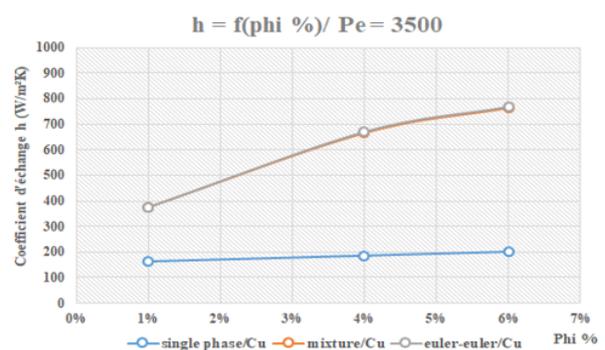


Figure 5 : Comparaison des valeurs calculées du coefficient de transfert de chaleur par convection avec différentes approches multiphasiques (Cu , $\varphi=1\%, 4\%, 6\%$, $Pe=3500$)

On voit clairement que l'augmentation de la fraction volumique favorise le transfert thermique entre le fluide et la paroi chaude. Ceci est dû à l'amélioration de la conductivité thermique du nano-fluide, lorsque la fraction volumique des nanoparticules augmente. L'amélioration des performances du nano-fluide résulte non seulement de sa conductivité thermique élevée, mais également de l'effet de mouvement aléatoire et de la dispersion des nanoparticules. Le nombre de Peclet Pe est un paramètre qui peut décrire de tels effets. Les figures 4 et 5, montrent une comparaison de l'évolution de coefficient d'échange thermique obtenue avec les trois modèles étudiés pour un nombre de Peclet constant $Pe = 3500$, avec une fraction volumique de nanoparticules allant de 1%, 4%, 6%. La figure 4 est spécifiquement dédiée à l'oxyde métallique Al_2O_3 tandis que la figure 5 est dédiée au cas du Cu . D'après les résultats sur les deux figures, on constate une grande différence, si on utilise un matériau pur ou un oxyde métallique comme nanoparticules sur les valeurs du coefficient d'échange. Si la concentration est plus faible, les différences entre le modèle monophasique et le modèle diphasique ne sont pas sensibles (supérieur à 10% pour Al_2O_3). Avec l'augmentation de φ , les résultats obtenus avec les deux modèles diphasiques acquièrent presque les mêmes estimations

(inférieurs à 10% pour le Cu) tandis que la prédiction pour le modèle monophasique reste sous-estimée, ces résultats sont en accord avec des résultats issus de la littérature [11], [12]. En comparant, l'effet de la variation du nombre de Peclet et des différents modèles multiphasiques utilisés, sur l'évolution de la valeur de coefficient d'échange en utilisant un matériau pur (Cu) et deux oxydes métalliques (Al_2O_3 , CuO) comme nanoparticules, avec une concentration volumique de l'ordre de 1% et 4%, on constate que les valeurs du coefficient d'échange thermique augmente progressivement comme le montre les figures 6 et 7, on peut dire que c'est presque linéaire, mais le valeur la plus élevée d'après les résultats est donnée pour des nanoparticules constitués par un matériau pur [13].

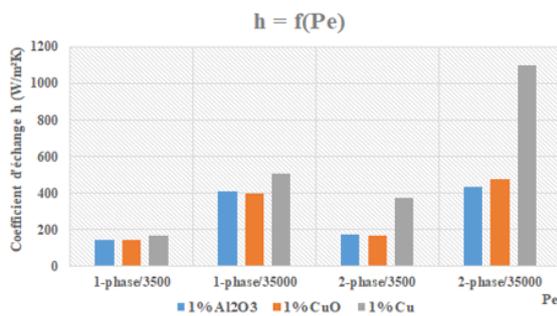


Figure 6 : Comparaison des valeurs calculées du coefficient de transfert de chaleur par convection avec différentes approches multiphasiques (Al_2O_3 , CuO, Cu, $\phi=1\%$, $Pe=3500 ; 35000$)

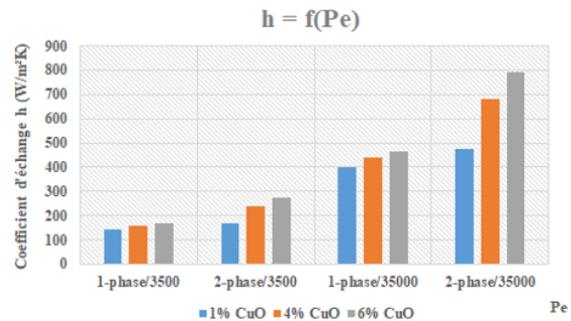


Figure 7 : Comparaison des valeurs calculées du coefficient de transfert de chaleur par convection avec différentes approches multiphasiques (CuO, $\phi=1\%, 4\%, 6\%$, $Pe=3500 ; 35000$)

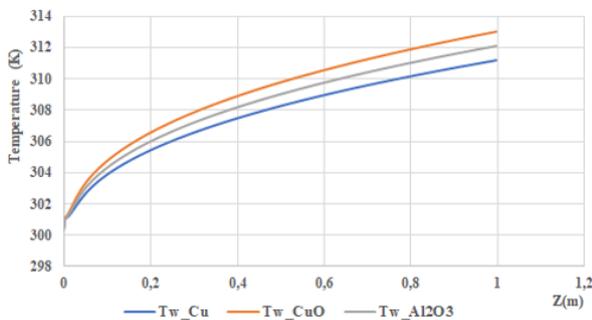


Figure 8 : Profils de la température des nano-fluides le long de la paroi pour une concentration volumique ($\phi=4\%$)

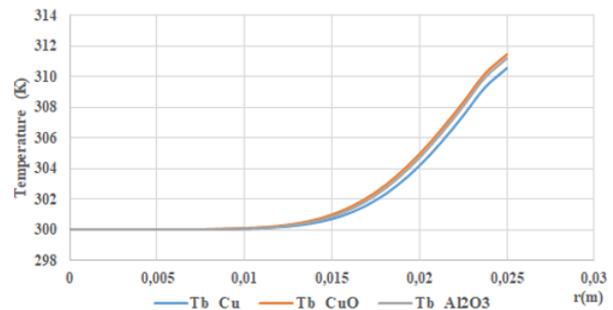


Figure 9 : Profils de la température des nano-fluides à la sortie du tube pour une concentration volumique ($\phi=4\%$)

On peut observer que la température T_w le long de la paroi varie en fonction de la nature des nanoparticules fig.8, Il est intéressant de noter que la température du fluide le long de la paroi du tube augmente en fonction de la nature des nanoparticules utilisées (Cu, CuO, Al_2O_3) respectivement et semble être plus importante vers la sortie, indiquant qu'un taux de transfert de chaleur plus élevé peut alors être atteint. De la même façon, pour la position radiale, fig.9, la température des nano fluides varie. Ces résultats ont évidemment indiqué les effets bénéfiques dus aux nanoparticules, effets qui peuvent s'expliquer par le fait qu'avec la présence de telles particules, les propriétés thermiques du mélange résultant sont, en fait, devenues considérablement plus importantes. Pour une valeur spécifique de $\phi = 4\%$, il a été constaté que les valeurs de la conductivité thermique k et du produit ρC_p ont augmenté respectivement de 12% et 27% par rapport à celles correspondant au cas $\phi = 0\%$. Le nano fluide offre, comme on peut s'y attendre, une capacité thermique supérieure à celle du fluide de base conventionnel (eau). On peut également noter qu'avec une conductivité thermique plus élevée du mélange, le transfert de chaleur de la paroi au fluide serait, par conséquent, plus important.

4. Conclusion

Dans le présent travail, les modèles de la CFD (Computational Fluid Dynamics) ont été utilisés pour prédire le coefficient de transfert de chaleur convectif de différents nano-fluides dans un tube circulaire soumis à un flux de chaleur. Les équations de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie ont été résolues numériquement à l'aide du logiciel Ansys-Fluent. Le modèle monophasique et le modèle diphasique ont été utilisés pour prédire la distribution de la température et le calcul du coefficient de transfert de chaleur. Il a été démontré dans notre cas et dans la littérature [12], que les modèles diphasiques (Mixture, Eulérien) sont plus précis que le modèle monophasique. Les effets de certains paramètres importants tels que le nombre de Peclet, la fraction volumique des particules et le type de nano-fluide sur le taux de transfert de chaleur ont été étudiés. Le coefficient de transfert de chaleur des nano-fluides augmente avec l'augmentation de la fraction volumique des nanoparticules et du nombre de Peclet.

Références :

- [1] Choi US. Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles. ASME FED 1995;231: 99-103.
- [2] Y. Mori, K. Futagami, S. Tokuda, M. Nakamura, forced convective heat transfer in uniformly heated horizontal tubes 1st report-experimental study on the effect of buoyancy, Int. J. Heat Mass Transfer 9 (1966) 453-463.
- [3] Trisaksri V, Wongwises S. Critical Review of Heat Transfer Characteristics of the Nanofluids, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2005.
- [4] D.P. Siegwarth, T.J. Hanratty, Computational and experimental study of the effect of secondary flow on the temperature field and primary flow in a heated horizontal tube, Int. J. Heat Mass Transfer 13 (1970) 27-42.
- [5] M. Akbari, A. Behzadmehr, Developing mixed convection of a nanofluid in a horizontal tube with uniform heat flux, Int. J. Numer. Meth. Heat Fluid Flow 17 (2007) 566-586.
- [6] A. Behzadmehr, M. Saffar-Avval, N. Galanis, Prediction of turbulent forced convection of a nano-fluid in a tube with uniform heat flux using a two-phase approach, Int. J. Heat Fluid Flow 28, (2007) 211-219.
- [7] S.E. Maige, C.T. Nguyen, N. Galanis, G. Roy, Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube Super Lattices Microstruct., 35 (3-6) (2004), 543-557.
- [8] Y.M. Xuan, Q. Li, Heat transfer enhancement of nanofluids, Int. J. Heat Fluid Flow, 21 (2000) 58-64.
- [9] C.T. Crowe, T.R. Troutt, J.N. Chung, Numerical models for two-phase turbulent flows Ann. Rev. Fluid Mech., 28 (1996)11-43.
- [10] R. Lotfi, Y. Saboohi, A.M. Rashidi, Numerical study of forced convective heat transfer of nanofluids: comparison of different approaches, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 37(2010)74-78.
- [11] M. Akbari, N. Galanis, A. Behzadmehr, Comparative analysis of single and two-phase models for CFD studies of nanofluid heat transfer, International Journal of Thermal Sciences 50 (2011) 1343-1354.
- [12] M.K. Moraveji, R.M. Ardehali, CFD modeling (comparing single and two-phase approaches) on thermal performance of Al₂O₃/water nanofluid in mini-channel heat sink. Int. Commun. Heat Mass Transfer 44 (2013), 157-164.
- [13] Fard, M.H., Esfahany, M.N., Talaie, M.R., Numerical study of convective heat transfer of nanofluids in a circular tube two-phase model versus single-phase model. Int. Commun. Heat Mass Transfer 37 (2010) 91-97.

Modeling and numerical simulation of nanosecond laser ablation

Mohamed-Rabie GUECHI^{1*}, Said ABOUDI²

^{1,2}ICB UMR 6303, CNRS, Univ. Bourgogne Franche Comte, UTBM

Department COMM, F-90010, Belfort, France.

*(mohamed.guechi@utbm.fr)

Abstract- In this paper, the interaction of laser beam with a target and the evaporated material is studied theoretically. The target is ablated by a Nd:YAG laser pulsed working at its fundamental wavelength of 1064 nm with 80 ns pulse duration, the ablation is thermal and therefore the interaction of the laser beam with a target is studied with the use of thermal model and a hydrodynamic model. The model which describes both the target heating, formation of the plasma and its expansion consists of equations of conservation of mass, momentum and energy and is solved with the use of Fluent software package.

Keywords: laser ablation; plasma; CFD; iron; iron oxide.

Nomenclature

L_v	latent heat of vaporization, kJ/kg	<i>Greek symbols</i>	
L_m	latent heat of melting, kJ/kg	δ_a	depth of absorption, nm
M	molar mass, kg/mol	δ_{th}	thermal penetration depth in the target solid, μm
R	universal gas constant, J/K.mol	<i>Index and exponent</i>	
		l	liquid phase
		s	solid phase
		v	vapor phase

1. Introduction

Examples of operations using high power laser sources are the surface treatment, these processing are intended to create surfaces that meet specific technological characteristics. This function is achieved by the removal or movement of material following a succession of laser impacts or the insertion of light elements in the surrounding atmosphere during the interaction. The purpose of laser surface treatment studies is to improve the mechanical (including hardness) and chemical (including corrosion resistance) characteristics of parts. The mastery of these processes requires understanding the different physical phenomena generated by the laser-material interaction. The impact of the laser beam on the surface of the target induces melting and rapid evaporation of the material. Once the critical value of the laser irradiance is reached, a breakdown occurs in the gas above the surface, leading to the formation of a plasma. This plasma absorbs a large amount of the laser radiation, it becomes very hot, and propagates in the direction of the laser beam with a very high speed. Laser ablation is a complex phenomenon that involves multiple physical processes that are both simultaneous and coupled. The methods of laser ablation are performed using laser pulses of duration of $10^{-9} - 10^{-7}$ s and irradiances of $10^6 - 10^{10}$ W/cm^2 these laser pulse parameters inevitably involve the formation of plasma above the processed material. The physical processes during laser ablation are: laser-target interaction, laser-plasma interaction, plasma expansion. In this study, a thermal model was used to simulate the laser - target interaction. For modeling plasma plume expansion, a fluid dynamics model is the most appropriate approach for modeling the laser ablation plume plasma formed in air at

atmospheric pressure, a bibliographic search [1,2]. The physical processes involved in laser ablation are the heat transfer in the target, the melting and vaporization of the material, the contribution of the Knudsen layer, the formation and expansion of the plasma, a rapid transformation through the liquid and vapor phases induced by laser-solid interactions is described by the thermal model with the Clausius-Claperyon equation to determine the vaporization temperature under different surface pressure conditions. The hydrodynamic behavior of steam during and after ablation is described by the gas dynamics equations (fluid dynamics).

2. Mathematical Model

To describe the interaction between the laser beam and the target during the ablation process laser, a thermal model has been developed. It is a 2D axisymmetric model, where the axis of symmetry corresponds to that of the laser beam. The macroscopic approach used in this model is justified by the fact that the laser pulse is of the order of a few nanoseconds and that the ablation is carried out on metals. In this case, the laser radiation is absorbed by free electrons present in metal, As the time of relaxation of energy in metals is of the order of 10^{-13} s [3], we can consider that in the case of the nanosecond laser pulse the energy of the laser radiation is instantly transformed into heat. The thermal model approximately agrees with experimental data on nanosecond laser ablation at moderate intensities of several W/m^2 ($10^{10} - 10^{12} W/m^2$).

2.1. Laser – Target Interaction

The physical processes induced during the laser-target interaction are mainly influenced by the parameters of the laser beam (pulse duration, wavelength, irradiance) as well as by the physical properties of the treated materials, such as thermal diffusivity, latent heat of fusion and vaporization, the laser irradiation absorption factor. When interacting with a nanosecond laser beam with metal targets, a energy portion of the laser beam is reflected from the targets surface, while the other part is absorbed to a small depth, called the depth of penetration δ_a of the material which is on the order in nanometers. This effect is considered in the model. The energy of the beam laser absorbed by the target is then transformed into heat and transferred by conduction inside the material to a depth called the depth of thermal diffusion δ_{th} which is on the order in micrometers ($\delta_{th} > \delta_a$). This magnitude, as well as the rate of heat transfer in the target depends the thermal diffusivity coefficient of the material. In most models, the heat transfer in the target is described by the 1D conduction heat transfer equation where the laser beam heat source ($I_{abs} = \alpha I_0$) is represented as a surface heat condition, α is the absorption coefficient of laser radiation, I_0 is the laser intensity.

2.1.1. Target Heating

An enthalpy-porosity technique [4,5], is used in Fluent for modeling the solidification/melting process. In this technique, the melt interface solid-liquid is not tracked explicitly. Instead, a quantity called the liquid fraction, which indicates the fraction of the cell volume that is in liquid form, is associated with each cell in the domain. The liquid fraction is computed at each iteration, based on an enthalpy balance. The mushy zone is a region in which the liquid fraction lies between 0 and 1. The mushy zone is modeled as a “pseudo” porous medium in which the porosity decreases from 1 to 0 as the material solidifies. When the material has fully solidified in a cell, the porosity becomes zero and hence the velocities also drop to zero [6]. For solidification/melting problems, the energy equation is written as:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} H) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S \quad (1)$$

where H is the enthalpy, ρ is the density, \mathbf{v} is the fluid velocity $\mathbf{v} = \mathbf{v}_c + \mathbf{u}$, where \mathbf{v}_c is the convection velocity and \mathbf{u} is the recession velocity (Eq.2) and S is the surface heat source (the laser heating source term), the enthalpy of the material is computed as the sum of the sensible enthalpy h and the latent heat ΔH , $H = h + \Delta H$ with : $h = h_{réf} + \int_{T_{réf}}^T c_p dT$ and the latent heat, $\Delta H = \sigma L_m$ [7], where L_m is the latent heat of melting and the liquid fraction σ .

- **Solid–Liquid Mushy Zone** - The heat diffusion Eq.1 is used with the boundary conditions, except at the solid and solid–liquid mushy zone boundary, the temperature is understood to be the melting temperature T_m .

At the solid and solid–liquid mushy zone boundary, the fraction of liquid is 0.

$\sigma = 0$ at solid and solid – liquid mushy zone interface

At the liquid and solid–liquid mushy zone boundary, the fraction of liquid is 1.

$\sigma = 1$ at liquid and solid – liquid mushy zone interface

- **Liquid phase** - Initially the liquid phase is at a uniform temperature, which is the melting temperature T_m . Therefore, the initial condition is:

$T_l(r,t) = T_m$ at $t = t_{sl}$, where t_{sl} is the time at which the solid–liquid mushy zone starts converting into the liquid phase.

- **Initiation of Evaporation** - Three phases exist as well as two mushy zones. Five differential equations are to be solved, one in each region along with the appropriate initial and boundary conditions. Again, it should be stated that liquid–vapor mushy zone and the vapor region move with time so that before calculating the quality and temperature in these regions respectively, their boundaries should be calculated according to the following criterion:

$T_l(r,t) \geq T_b \rightarrow$ Liquid – vapor mushy zone, the fraction of vapor $\geq 1 \rightarrow$ vapor region, where $T_l(r,t)$ is the liquid temperature and T_b is the boiling temperature.

- **Liquid–Vapor Mushy Zone** - In the liquid phase, Eq.1 is used with appropriate boundary conditions, except at the liquid and solid–liquid mushy zone boundary the temperature is taken to be the melting temperature.

At the liquid and liquid–vapor mushy zone boundary, the fraction of vapor phase is 0.

$\rho_l u(t) = 0$ at liquid and liquid – vapor mushy zone interface

At the vapor and liquid–vapor mushy zone boundary, the fraction of vapor phase is 1.

$\rho_l u(t) = 1$ at vapor and liquid – vapor mushy zone interface.

The vaporization rate $\rho_l u(t)$ is defined under the assumption that the flow of vaporized material from the surface follows the Hertz–Knudsen equation and the vapor pressure above the vaporized surface can be estimated with the Clausius–Clapeyron equation [8]:

$$u(t) = (1 - \beta) \frac{\rho_b}{\rho_l} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_s}} \cdot e^{\left(\frac{L_v}{k_B} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s}\right)\right)} \quad (2)$$

where k_B is the Boltzmann constant, T_s is the surface temperature, T_b is the boiling temperature under a reference pressure p_b , and β is the fraction of the vaporized particles returning to the target surface (back flux). For stationary vaporization $\beta = 0,18$.

2.2. Laser – Plasma Interaction & Knudsen Layer

When ablated with a high-power laser beam, rapid vaporization occurs on the surface of the treated material. This rapid vaporization occurs when the absorbed energy density is much greater than the amount of energy required to vaporize the treated material. There is a model in

the literature [9,10], that treats the Knudsen layer as a hydrodynamic discontinuity (by introducing jump conditions to express the mass, momentum and energy balance). In the case of very high laser irradiance and at atmospheric pressure, the Mach number of the vapor reaches very quickly the value of 1, then, we consider that under the conditions studied, the vaporization of the material in the ambient atmosphere is in sonic mode of which parameters are:

$$P_v = 0,21P_s; \rho_v = 0,31\rho_s; T_v = 0,67T_s; v_v = \sqrt{(0,67\gamma k_B T_v / m)}$$

where γ is adiabatic exponent, m is atomic mass. After plasma formation due to high laser irradiation, the plasma-plume that forms above the surface is strongly heated by the absorption of laser radiation until the end of the pulse, the energy of the laser radiation absorbed by the plasma-plume increases its internal energy, which leads to many processes of excitation and ionization, as well as a rapid increase in plasma species temperatures and densities.

2.3. Plasma Plume Expansion

The process of expansion of the plasma plume can also be described from a point of view macroscopic. The macroscopic approach greatly simplifies the hydrodynamic model. In our case, we study that the evolution of the macroscopic parameters of the fluid, that is to say the density of plasma and air, the velocity, the pressure and the temperature of the plasma. During laser ablation, the laser beam induces a breakdown in the metal vapor formed above the target and generates a plasma, which very quickly becomes opaque to laser radiation. This plasma, characterized by a very high temperature and pressure, extends with a supersonic velocity in the ambient atmosphere. This process can be considered as a rapid adiabatic expansion, which can be described by fluid dynamics. During its expansion, the plasma-plume compresses the surrounding gas thus generating a shock wave, which then continues its propagation in the ambient atmosphere. During the first few hundred nanoseconds after the start of the laser pulse, the plasma is so dense that it can be treated as a continuous fluid and the gas dynamics equations can be applied for its description. The plasma expansion model has been solved in axisymmetric with the use of the Ansys-Fluent software. The dynamic state of the metal vapor phase is described by the compressible and no dissipative Euler conservation equations for mass, momentum and energy [11-13].

2.3.1. Hydrodynamic Model - Macroscopic Approach

Mass conservation:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3)$$

Momentum conservation:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P \quad (4)$$

Energy conservation:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{E}) + \nabla \cdot (\mathbf{v}(\rho \mathbf{E} + p)) = \alpha I_0 \quad (5)$$

where \mathbf{E} is the total energy, $E = h - p/\rho + 0,5 \mathbf{v}^2$, ρ is the density, $\rho = \frac{M}{R T} p$

3. Numerical Model of a Single Pulse

For modelling a laser ablation operation, one approach consists to assume the heating of the laser by means of a surface heat source, which is spatially and temporally distributed in the workpiece. The magnitude of the surface heat source depends on the laser surface intensity, the laser beam absorption depth, the thermal diffusion depth and the reflectance of the laser beam from the surface. Let us now list the major assumptions of the mathematical model employed in the analysis:

- The heat transfer problem is assumed to be 2D.
- Laser absorption is modelled by a surface heat source in the metal.
- Material has a certain absorption depth for the laser radiation.
- Laser beam intensity has Gaussian distribution.
- The material is a pure substance with single melting and evaporation temperatures.
- The vapor interacts with the laser beam, formation of a layer of Knudsen,
- Solid and liquid phases have the same absorption coefficient.

The computed steady state velocity and temperature fields during laser irradiation of iron Fe and iron (III) oxide Fe_2O_3 are presented in Fig.1. During laser irradiation, the rise and decay of the peak temperature at the surface of a metal can be determined analytical [14], results from analysis of uniform rate heating of semi-infinite slab, where the heated layer thickness δ_{th} is given by: $\delta_{th} = 0,969\sqrt{\kappa \cdot \tau} \sim 1.4 \mu\text{m}$ (for Fe) and $0.52 \mu\text{m}$ (for Fe_2O_3), where κ is the thermal diffusivity.

From the theoretical solution, the resulting surface temperature is:

$$\Delta T_{analytical} = \frac{2I_{abs}\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi k \rho C_p}} \quad (6)$$

where τ is the pulse laser, k is the thermal conductivity and C_p is the specific heat capacity. The boundary condition at the laser beam impact is, [9]:

$$-k \frac{\partial T_s}{\partial n} = \alpha I_0 - \rho_l u(t) \cdot L_v \quad (7)$$

Where I_0 is the laser intensity, α is the absorption coefficient, L_v is the latent heat of vaporization.

The boundary conditions used during the numerical simulations are presented on Fig.1.

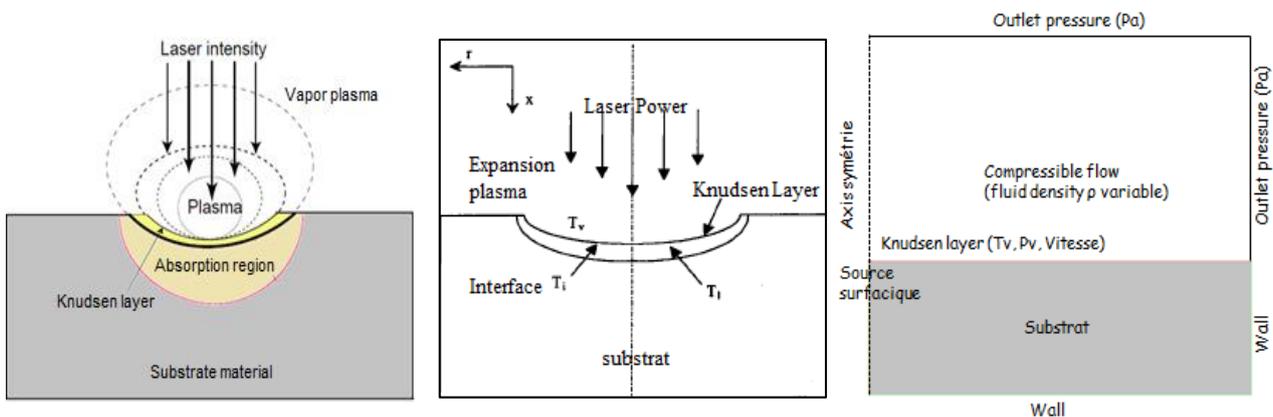


Figure 1: Calculation Domain

4. Results and discussions

4.1. Laser-target interaction simulation

The figures 2(a, b), shows the temperature contours in the two materials after 80 ns for the intensity laser of $2.5 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$, $8.3 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$, and $1.3 \times 10^{12} \text{ W/m}^2$, $4.1 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$ respectively. According these figures, it is observed that the surface temperature of the target increases as a function of the laser power for the two studied materials (iron Fe, hematite Fe_2O_3). With the same pulse duration 80 ns, the temperature rise is observed on the target surface. Table 1 gives the comparison between the analytical (Eq.6) and the numerical methods for the

calculation of the elevation of the temperature at the surface of the materials. For the two powers used in this study, it is observed from the table 1, that the comparison between the analytical and numerical results and gives a difference of order of 20° to 900° in the case of hematite (Fe_2O_3) and 26° to 100° in the case of Iron (Fe), with a percentage quite low. It can be seen that the temperature drops quickly to room temperature at a distance of about one time the beam radius away from the cavity center with a larger gradient close to the cavity surface.

$P_u = 20 \text{ W}$	$\Delta T_{\text{analytical}} (^\circ)$	$\Delta T_{\text{numerical}} (^\circ)$	$\text{Diff} (^\circ)$	%
Fe	$5,84.10^3$	$5,86.10^3$	26	0,44
Fe_2O_3	$3,73.10^3$	$3,75.10^3$	20	0,53
<hr/>				
$P_u = 100 \text{ W}$	$\Delta T_{\text{analytical}} (^\circ)$	$\Delta T_{\text{numerical}} (^\circ)$	$\text{Diff} (^\circ)$	%
Fe	$2,92.10^4$	$2,93.10^4$	100	0,34
Fe_2O_3	$1,9.10^4$	$1,99.10^4$	900	4,70

Table 1: The comparison between the analytical and numerical results

4.2. Interaction laser-cible / Knudsen layer

During the LA (Laser Ablation) process of Fe, a crater with high-density plasma is formed. The dense plume expands, then, above the target surface pushing the ambient air gas away. The computational y-profiles of temperature and y component of velocity in the ns laser-ablated Iron plume expanding in background air at 1 atm are shown in Fig.3 for various time moments. we analyze the temporal behavior of temperature in the plume during its expansion. First, let us focus on the plume's center. During the first $t = 80 \text{ ns}$, the plume expands less than 0.1 mm. A nearly stepwise temperature drops until to 2000K of the plasma is occurred. This decrease of the initial temperature is due to the intense heat transfer that exists between the hot plasma and cold air. The hot high-temperature region in the vicinity (velocity) of the plume's center at later expansion stages was previously reported in [13].

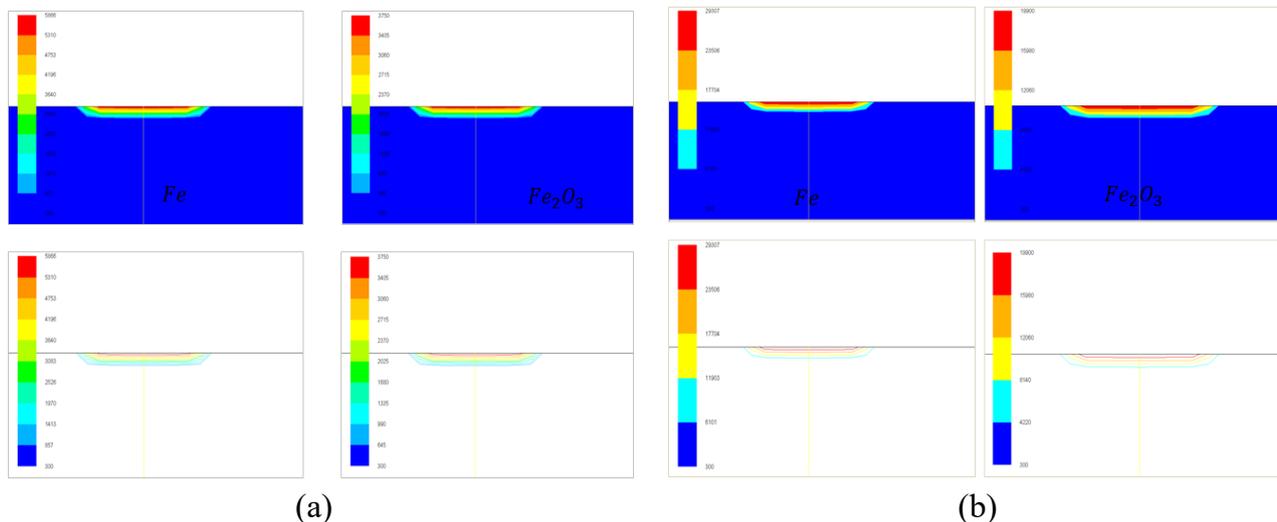


Figure 2: Temperature contours at the end of a 80 ns laser pulse.
 (a) $I_{\text{abs}} = 2,5 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$ (Fe), $I_{\text{abs}} = 8,3 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ (Fe_2O_3)
 (b) $I_{\text{abs}} = 1,3 \times 10^{12} \text{ W/m}^2$ (Fe), $I_{\text{abs}} = 4,1 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$ (Fe_2O_3)
 Wavelength $\lambda = 1064 \text{ nm}$, Gaussian beam, beam radius $r = 27 \mu\text{m}$,

The expansion of dense high-pressure Laser in background air at 1 atm generates strong shock waves at the interface between plasma and air. During the initial stage of expansion, the

plume impacts the ambient gas as a supersonic piston. The shock wave generated by more energetic nanosecond laser, pushes into the stationary air gas causing its compression to high density in a thin region Fig.3. As a result, a large jump of mass density is observed at the shock wave front with a low-density region formed behind it. The expansion of the plasma plume is achieved due to transformation of thermal energy into kinetic energy with resultant drop in temperature and pressure. Consequently, the plume's front of the expanding plasma acquires a supersonic velocity in a very short time, the plasma hot core is located near the surface where laser energy release takes place with the local temperature maximum at the forefront, Fig.3. However, the temperature of the plume's center remains much higher compared to that at the shock wave front.

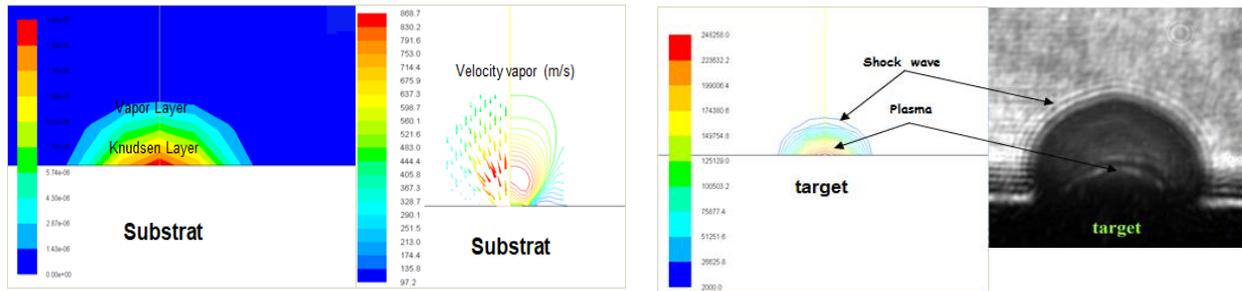


Figure 3: *Distribution of temperature and velocity at the level Knudsen layer and formation of plasma*

4.3. Plasma expansion

Contour plots of 2D density and velocity distributions taken at $t \sim 80$ ns and $t \sim 1 \mu$ s are presented in Fig.4. It is found that radial expansion of the plume is rather limited at this instant. The instant 70 ns, corresponds to steady expansion regime that is characterized by the axial expansion velocity being two times as high as the radial one. The density distribution is characterized by a rapid decrease with the distance from the surface target. Starting from the Knudsen layer, the density begins to decrease from the target surface until the value almost zero, and the mass density of plasma near the plume's center decreases further. It is seen in Fig.4, that the flow of plasma is directed outwards from a crater and the velocity is small in the vicinity of the plume's center. At the shock front, the plasma velocity in the y-direction is much higher than that in the x-direction and at $t \sim 100$ ns, it is still higher. In the vicinity of the plume's center, the vortex starts to develop. At $t \sim 1\mu$ s, the shock front of the nanoseconds plume continues to have a higher velocity in the y-direction. However, the difference in the magnitude of velocities decreases along the two directions.

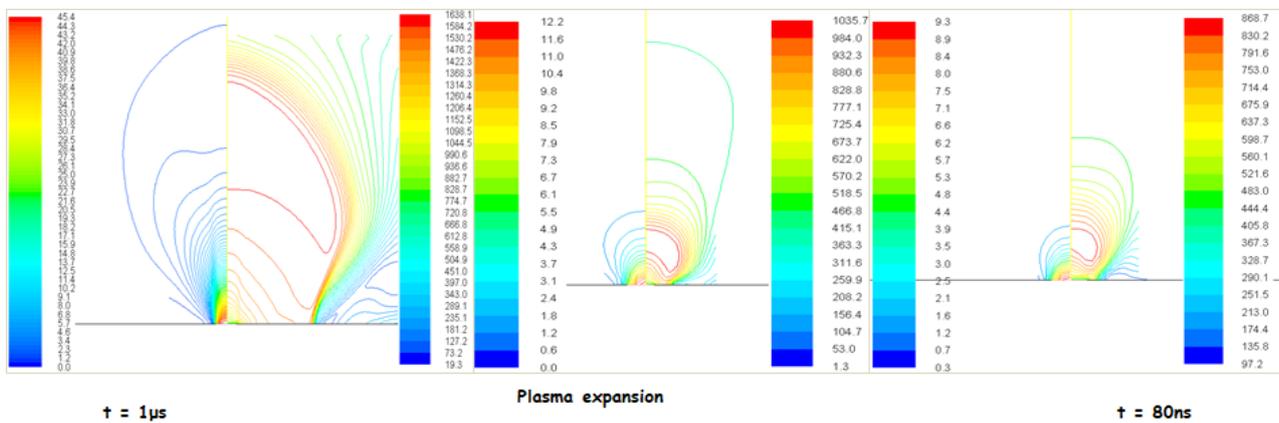


Figure 4: *Distribution of density and velocity in plasma induced during laser ablation of Iron, after the beginning of the laser pulse*

5. Conclusion

The model which describes the target heating, the plasma formation and the plasma expansion is governed by the conservation equations system of mass, momentum and energy and is solved with the use of commercially available program Fluent. The calculations show a sharp increase of the plume temperature and density as a result of plasma-laser beam interaction, and following it a considerable increase of the velocity of the plasma plume. The obtained numerical and the theoretical results are in fair agreement. The plume velocity obtained from the model is close to that observed in the experiment carried out in similar conditions; this means that high plume velocities observed in experiments can be fully explained by gas dynamic effects.

References

- [1] K. R. Chen, J. N. Leboeuf, R. F. Wood, D. B. Geohegan, J. M. Donato, C. L. Liu, A. A. Poretzky, Laser-solid interaction and dynamics of laser-ablated materials, *Applied Surface Science*, 96-98, (1996) 45-49.
- [2] R. F. Wood, K. R. Chen, J. N. Leboeuf, A. A. Poretzky and D. B. Geohegan, Dynamics of plume propagation and splitting during pulsed-laser ablation, *Physical Review Letters*, 79 (8), (1997), 1571-1574.
- [3] M. Von Allmen, Laser Beam Interactions with Materials, (*Springer, Heidelberg*, 1987).
- [4] V. R. Voller and C. Prakash. "A Fixed-Grid Numerical Modeling Methodology for Convection-Diffusion Mushy Region Phase-Change Problems". *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30 (1987), 1709–1720.
- [5] V. R. Voller. "Modeling Solidification Processes". *Technical report. Mathematical Modeling of Metals Processing Operations Conference*, Palm Desert, CA American Metallurgical Society. 1987.
- [6] Fluent, "Users Guide," vol. Vol 1,2 &3, pp. 2005.
- [7] M. A Sheikh, Modelling & simulation of laser material processing: predicting melt pool geometry and temperature distribution, *Proceeding of International Conference MS'07, India*, (2007) 3-5.
- [8] N.M. Bulgakova, A. Bulgakov, L.P. Babich, Energy balance of pulsed laser ablation: thermal model revised, *Appl. Phys. A*, 79, (2004), 1323–1326.
- [9] Knight, C. J., 1979, "Theoretical Modelling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure", *AIAA Journal*, 17(1979), 519-523.
- [10] T. Mościcki, J. Chrzanowska, Hydrodynamic model of nanosecond laser ablation of tungsten and boron, *Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'15), Budapest, Hungary, September 2015*, 1- 4.
- [11] C P. Grigoropoulos, T D. Bennett, J-R. Ho, X. Xu, and X. Zhang, « Heat and Mass Transfer in Pulsed-Laser-Induced Phase Transformations », *Advances in heat transfer*, 28, 75-144.
- [12] T. Mościcki, J. Hoffman, Z. Szymański, 'Modelling of plasma formation during nanosecond laser ablation' *Arch. Mech. Warszawa*, 63, 2 (2011), 99–116.
- [13] A.V. Bulgakov and N.M. Bulgakova, Dynamics of laser-induced plume expansion into an ambient gas during film deposition, *Journal of Physics D: Applied Physics* 28(8) (1995), 1710-1718.
- [14] H. S. Carslaw and J. C. Jaegar, Conduction of Heat in Solids, *Oxford University Press, Oxford*, 1959.

Thème 10

Métrieologie et Techniques Inverses

Instrumentation et caractérisation des propriétés hygrothermiques d'une paroi en béton cellulaire	499
Etude expérimentale du transfert de chaleur dans des films liquides ruisselants instables	507
Mise en œuvre d'une méthode d'inversion pour la détermination de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié dans le cadre de l'expérience PRESTO	517
Détection d'encrassement au sein d'échangeurs à plaques et ailettes brasées à partir de modèles ARX	525
Estimation de la source de chaleur équivalente lors de la déposition d'un fil en acier inoxydable 316L par le procédé Metal Inert Gas – Cold Metal Transfer : application à la simulation thermique de la fabrication additive.	533
Caractérisation des coefficients de dispersion thermique de mousse céramique de type SiC à température ambiante.	541

Instrumentation hygrothermique d'une paroi en béton cellulaire.

Hygrothermal monitoring of an aerated cellular concrete wall.

Fatima EL MANKIBI ^{1*}, Yacine AIT OUMEZIANE¹, Valérie LEPILLER¹, Marina GASNIER², Philippe DESEVAUX¹

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS

Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

²FEMTO-ST Institute/RECITS, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS

Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort.

*(auteur correspondant : fatima.elmankibi@femto-st.fr)

Résumé – Cet article décrit le travail d'instrumentation effectué sur une paroi expérimentale en béton cellulaire et le suivi de son comportement hygrothermique. La mise en place de capteurs permet de suivre l'évolution de la température et de l'humidité relative dans les ambiances, aux surfaces et à l'intérieur de la paroi, soumise à des conditions climatiques variables contrôlées. Les résultats obtenus sont discutés afin d'évaluer la qualité de l'instrumentation mise en œuvre et d'analyser le comportement hygrothermique de la paroi.

Mots-clés : Instrumentation, béton cellulaire, suivi hygrothermique

Abstract – This article deals with the instrumentation methodology of an aerated cellular concrete wall and the monitoring of its hygrothermal behaviour. The installation of sensors allows the evolution of the temperature and the relative humidity to be followed in the surroundings, on the surfaces and inside the wall, subjected to variable climatic controlled conditions. The results are discussed in order to evaluate the instrumentation methodology relevance and to analyse the hygrothermal behaviour of the wall.

Keywords: Monitoring, aerated cellular concrete, hygrothermal behaviour.

Nomenclature

T température, °C

x profondeur, m

Symboles grecs

Φ humidité relative, %

Indices et exposants

ac ambiance chaude

af ambiance froide

sc surface chaude

sf surface froide

1. Introduction

Le secteur du bâtiment constitue un enjeu central de la loi sur la transition énergétique. En effet, il représente plus de 40% de la consommation d'énergie finale en France et environ 25% des émissions de CO₂ [1]. Dans ce contexte, la rénovation et le réusage du patrimoine bâti existant représente une source substantielle d'économie d'énergie grise et d'émission de gaz à effet de serre. A ce titre, il apparait nécessaire de mieux connaître les caractéristiques et performances de ces bâtiments afin de proposer des solutions de rénovation efficaces et adaptées.

Le travail présenté dans ce papier s'inscrit dans le cadre d'un contexte de recherche qui vise à s'intéresser aux procédures de caractérisation des propriétés hygrothermiques des matériaux de construction. Ainsi, l'objectif est ici de décrire la démarche d'instrumentation mise en œuvre

sur une paroi expérimentale et d'évaluer son comportement hygrothermique face à des sollicitations climatiques contrôlées en laboratoire. Les données expérimentales collectées doivent permettre d'identifier les propriétés hygrothermiques du matériau constitutif de la paroi par résolution du problème inverse, à partir de techniques d'optimisation, des transferts d'humidité et de chaleur en milieu poreux.

Le choix du béton cellulaire comme matériau d'étude se justifie par sa facilité de mise en œuvre et ses performances thermiques et hygriques intéressantes [3-5]. En effet, outre ses propriétés d'isolation, ce matériau de construction hygroscopique et perspirant possède de bonnes capacités de régulation de l'humidité [6].

Dans ce cadre, une paroi en béton cellulaire a été mise en œuvre en laboratoire. La mesure des températures et humidités relatives est effectuée à partir de thermocouples et d'hygromètres installés dans les ambiances, aux surfaces ainsi qu'à trois profondeurs différentes au sein de la paroi. La paroi d'étude est placée dans une enceinte bi-climatique capable de générer des conditions variables et contrôlées de température et d'humidité relative. Les séquences de mesure obtenues permettent d'évaluer la qualité de l'instrumentation mise en œuvre et d'évaluer le comportement hygrothermique de la paroi.

2. Dispositif expérimental

L'enceinte bi-climatique utilisée est la cellule Thermo3R présentée figure 1. Ce dispositif contient, d'une part une enceinte chaude qui permet de faire varier la température dans la gamme [20°C;50°C] à l'aide d'une résistance chauffante. La température y est régulée par un système de contrôle de type PID. L'humidité relative est générée par un brumisateurs à ultrasons possédant un système de régulation de type tout ou rien.

D'autre part, l'enceinte froide est équipée d'un groupe frigorifique. Elle permet de faire varier la température de -20 à 20°C à l'aide d'une régulation de type tout ou rien. Il est à noter que la zone froide ne permet pas de régulation de l'humidité relative, tributaire des consignes de température imposées.

La paroi en béton cellulaire, de dimensions 1,25 m de largeur, 1,50 m de hauteur et 0,25 m d'épaisseur, est placée entre les deux enceintes (figure 1). Les deux enceintes sont équipées d'un joint élastomère assurant l'étanchéité.



Figure 1 : Enceinte bi-climatique.

3. Instrumentation de la paroi

16 thermocouples de type K dont la soudure fait 0,5 mm de diamètre permettent de mesurer la température et 16 sondes hygrométriques de marque Honeywell série HIH-4000 permettent de mesurer l'humidité relative.

Les thermocouples ont été étalonnés avec leur chaîne de mesure de 0 à 50°C par paliers de 5°C à l'aide d'un bain thermostaté. La température de référence est mesurée par une sonde Pt100. Parallèlement, toutes les sondes hygrométriques ont été étalonnées avec leur chaîne de mesure à 23°C aux humidités relatives 31, 42, 54 et 90% générées par des solutions salines. L'acquisition des données est réalisée à partir du logiciel LabVIEW. La précision des thermocouples est de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ et la précision des sondes hygrométriques est de $\pm 3,5\%$.

Les positions des capteurs sont montrées dans les figures 2 et 3 :

- dans les ambiances : 2 thermocouples et 2 sondes d'hygrométrie ont été placés à deux positions différentes à l'intérieur de chaque enceinte (figure 2-a).
- sur les surfaces de paroi : 3 thermocouples et 3 sondes d'hygrométrie ont été installés sur les blocs 1, 3 et 5 sur une surface, et sur les blocs 2, 3 et 4 sur la surface opposée (figures 2-a et 2-b).
- à l'intérieur de la paroi : 3 thermocouples positionnés à des profondeurs différentes (5, 12,5 et 20 cm) ont été insérés dans les blocs 1 et 5, et 3 sondes d'hygrométrie aux mêmes profondeurs dans les blocs 2 et 4.

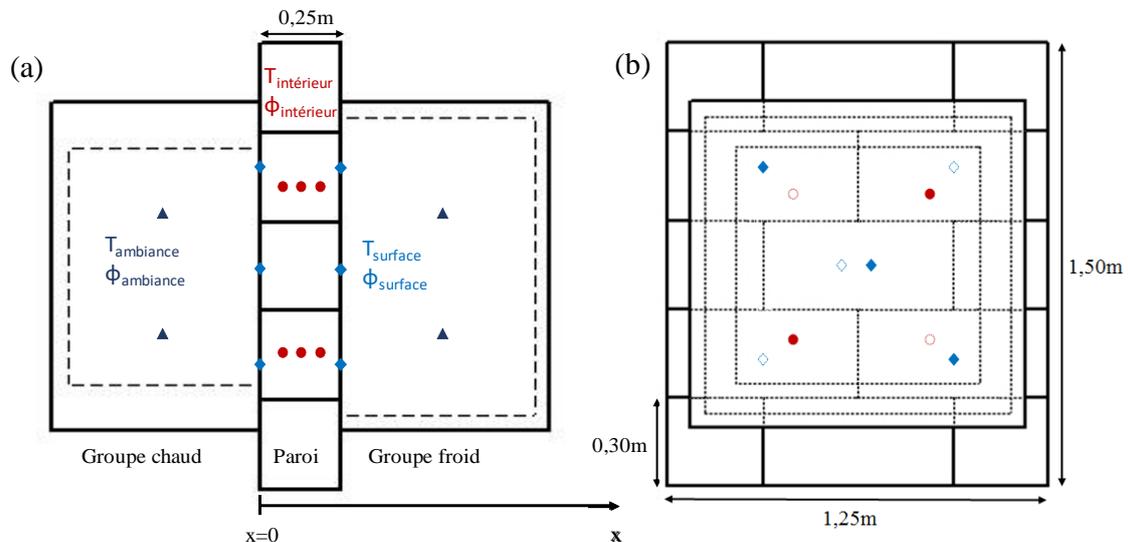


Figure 2 : Positions des capteurs : (a) vue de gauche, (b) de face.

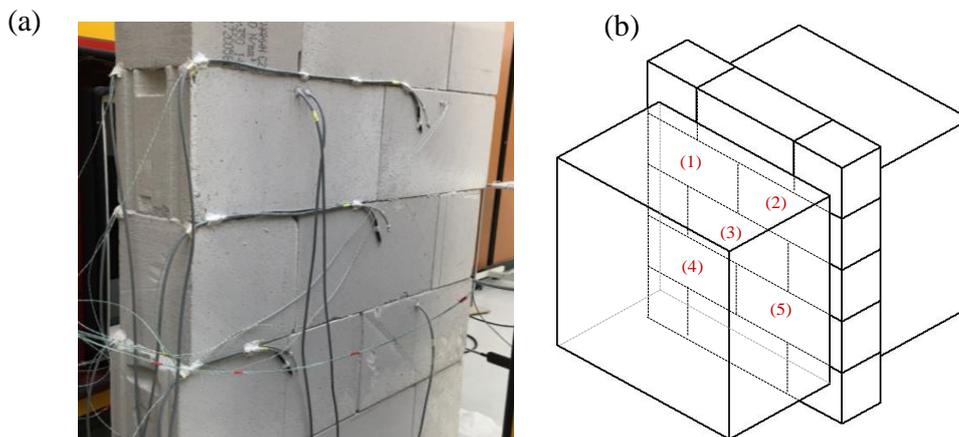


Figure 3 : Positions des capteurs sur la paroi.

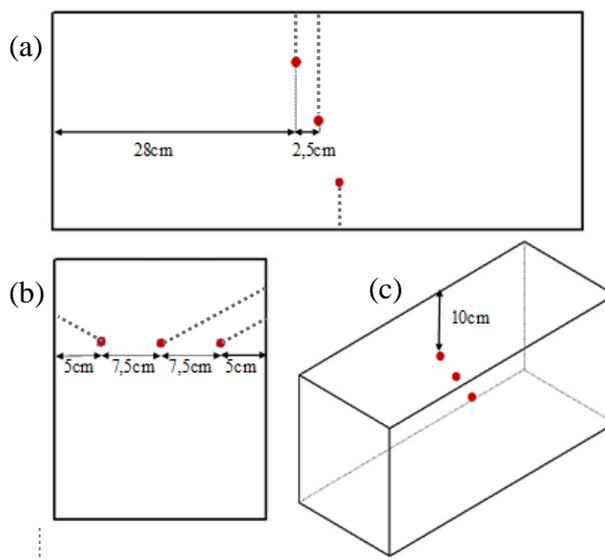


Figure 4 : Position des capteurs à l'intérieur d'un bloc : (a) vue de dessus, (b) vue de gauche et (c) vue isométrique.

3.1. A la surface de la paroi

Tous les capteurs sont maintenus sur la surface de la paroi avec du mortier-colle (Cellucol), le même que celui utilisé pour lier les blocs de béton cellulaire (figure 3-a). Afin de comparer l'influence de la colle utilisée sur la réponse du capteur, 3 thermocouples ont été collés avec du mortier-colle alors que les 3 autres ont été collés avec un mastic réfractaire haute température noir de marque Rubson. Une distance d'environ 3 cm est laissée entre les capteurs (figure 5). La position des différents capteurs installés à la surface est présentée dans les figures 2 et 3.

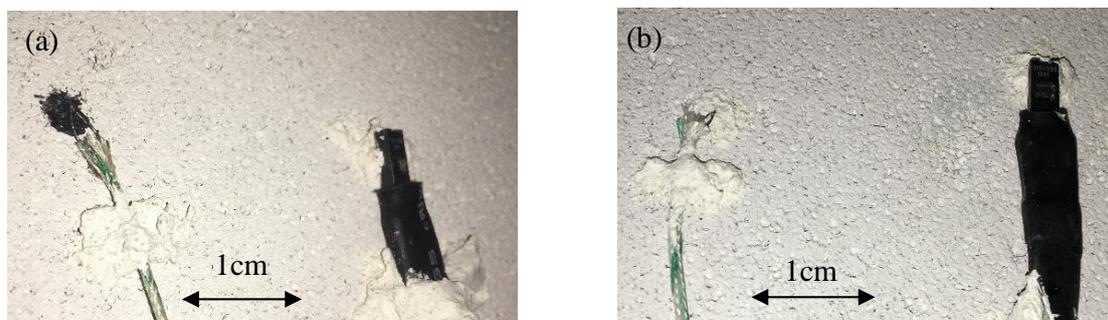


Figure 5 : Capteurs à la surface de la paroi.

3.2. A l'intérieur de la paroi

Pour installer les capteurs à l'intérieur de la paroi, les blocs de béton cellulaire ont été percés à l'aide de mèches à béton à différentes profondeurs (5 cm, 12,5 cm et 20 cm) avec un diamètre de perçage pour les thermocouples de 3 mm, et pour les sondes d'hygrométrie de 8 mm. Pour éviter au maximum de perturber les flux d'humidité et de chaleur par les capteurs, le perçage a été effectué avec un angle de 30° par rapport à la normale des surfaces externes [7]. Ces capteurs sont espacés de 2 cm pour les thermocouples et 2,5 cm pour les sondes d'hygrométrie (figure 4). La poudre extraite du matériau après perçage est réintroduite après l'insertion des capteurs. Le trou est ensuite colmaté avec du silicone (figure 6). Cette technique d'instrumentation a été validée dans [6]. Cependant, contrairement à ce qui a été fait dans [6] où du polystyrène extrudé a été utilisé pour colmater les trous de perçage, il n'a pas été ici nécessaire en raison du faible diamètre de perçage réalisé.

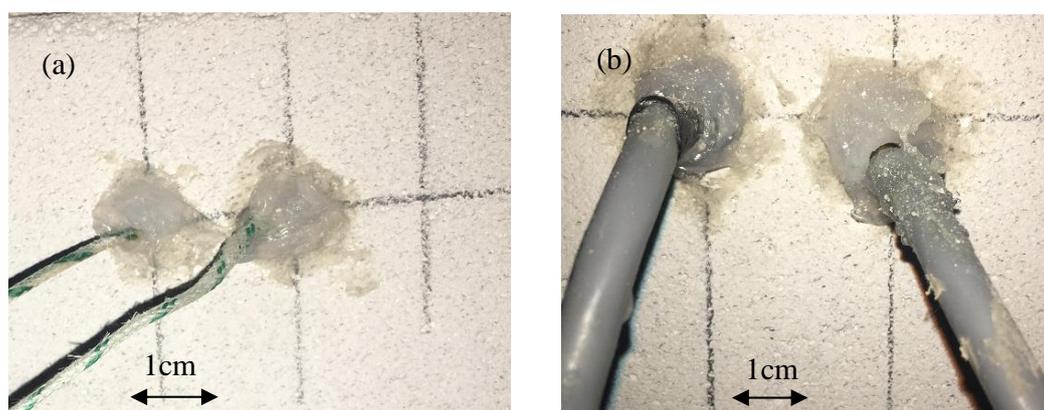


Figure 6 : Capteurs à l'intérieur de la paroi : (a) Thermocouples, (b) Sondes hygrométriques.

4. Résultats et discussion

La paroi a été initialement séchée pendant une semaine à 50°C. Dans la séquence d'étude présentée, les deux groupes ont été maintenus à 20°C pendant les 10 premières heures, puis entre 10 et 25 h, la température du groupe froid a été fixée à 15°C. De 25 h à 32 h, la température de ce groupe a encore été baissée à 10°C, puis les deux groupes ont été remis à 20°C jusqu'à la 49ème heure. Le groupe froid a été ensuite éteint et le groupe chaud lancé avec une consigne de 25°C. Il est à noter que les fluctuations observées sur les courbes d'ambiance et de surface sont liées à la régulation du groupe frigorifique. En outre, aucune consigne n'a été imposée concernant l'humidité relative. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 7, 8 et 9.

La différence observée entre les mesures données par les deux capteurs d'ambiance est faible. Elle s'explique par l'homogénéité des zones froide et chaude de faible volume. Les capteurs de surface affichent des valeurs très proches, quelle que soit leur position (figure 7). Une légère différence est cependant observée au moment du changement de consigne.

Les mesures de température et d'humidité relative de surface présentent des fluctuations atténuées par rapport aux mesures dans les ambiances. Une comparaison des mesures données par les thermocouples localisés sur la surface froide avec celles extraites des images prises par caméra infrarouge, montre un écart moyen de l'ordre de 0,2°C entre ces deux méthodes de mesure, écart tout à fait satisfaisant.

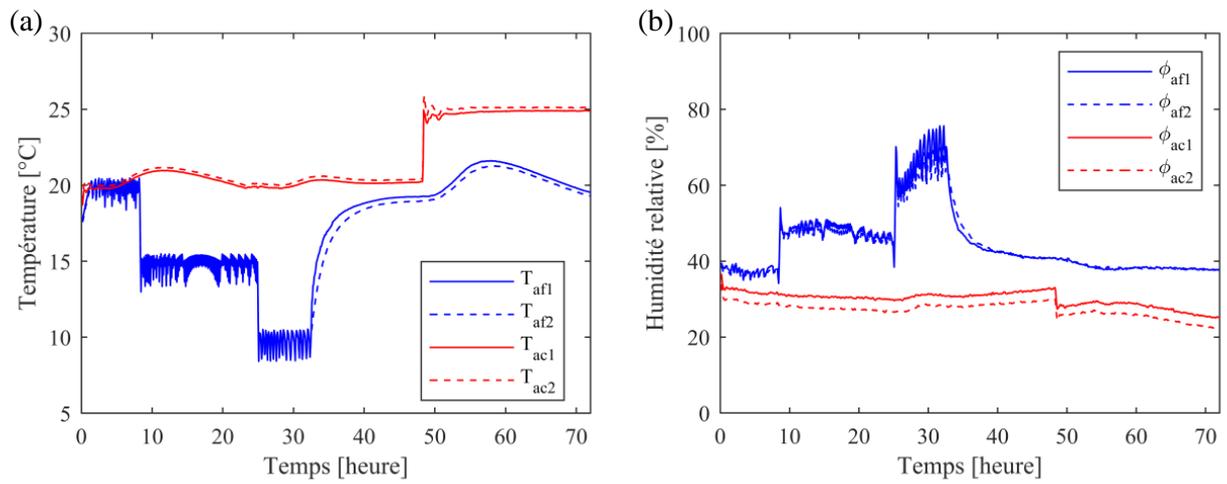


Figure 7 : (a) Température (b) humidité relative à l'ambiance.

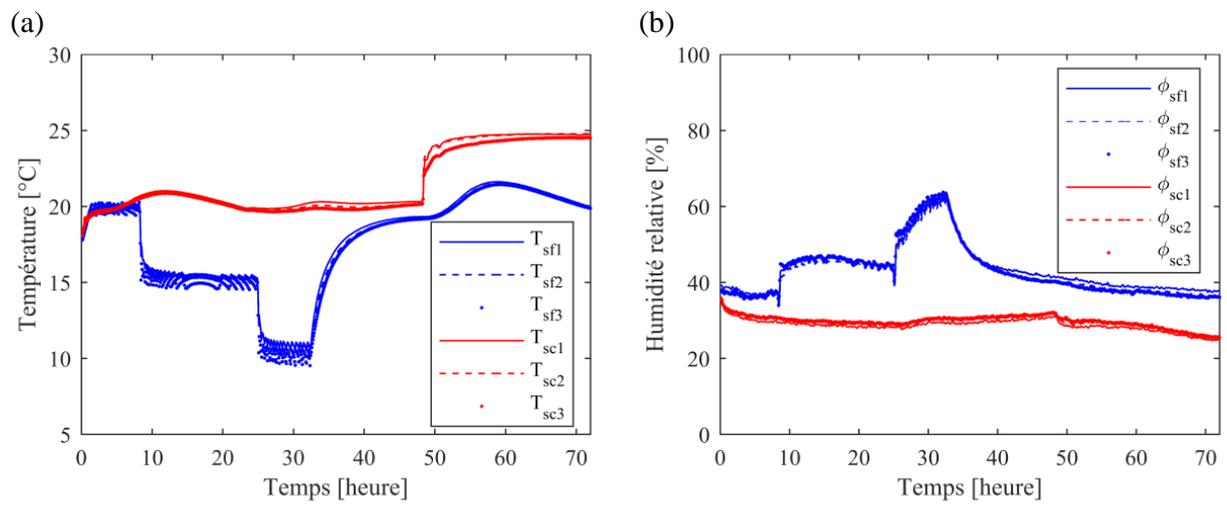


Figure 8 : (a) Température (b) humidité relative à la surface.

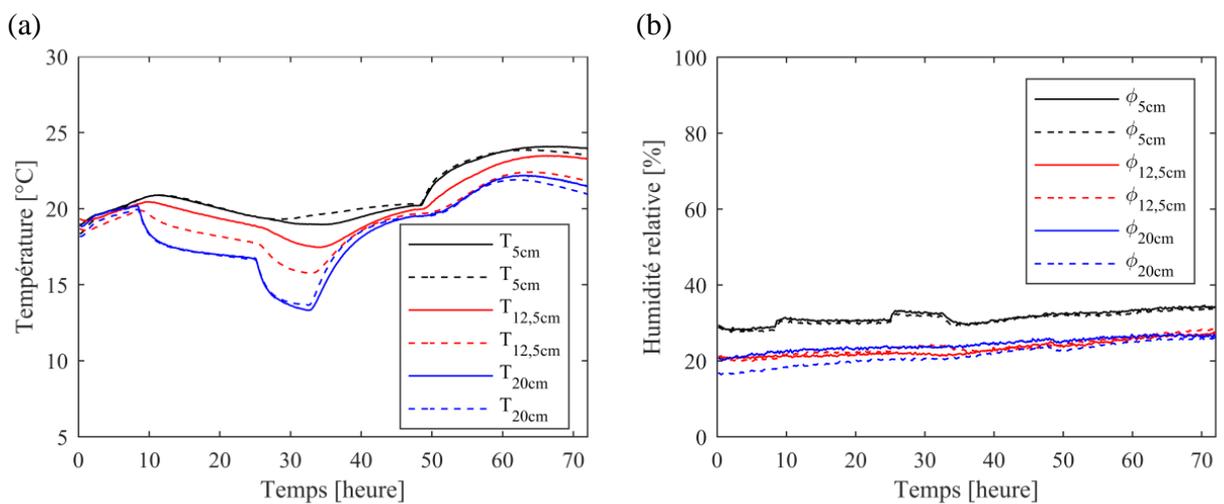


Figure 9 : (a) Température (b) humidité relative à l'intérieur de la paroi.

Le tableau 1 résume les écarts observés entre les différents capteurs. Les capteurs situés à 5 cm de chaque surface présentent la même réponse, avec un écart moyen de 0,2°C et un écart-type de 0,2°C pour les thermocouples, et 0,6% et 2,7% pour les hygromètres. Les capteurs situés au milieu de la paroi présentent quant à eux une différence plus importante, de l'ordre de 2°C entre 10 h et 32 h. Toutefois, si nous observons la séquence en entier, l'écart moyen observé pour les thermocouples à cette position est de 0,9°C. A la même profondeur, les capteurs d'humidité relative ne présentent pas de tels écarts pour la séquence d'étude présentée (en moyenne 0,8%). Les écarts mesurés entre capteurs apparaissent plus importants à l'intérieur de la paroi que dans les ambiances et en surface ce qui témoigne de l'incertitude liée à la position des capteurs en profondeur.

Aucune différence n'a été observée sur l'utilisation du mortier-colle ou de la colle réfractaire pour maintenir les thermocouples sur la paroi. Il est à noter que le silicone n'est pas forcément le meilleur choix en terme de fixation. Il a été observé que les capteurs ne tenaient pas parfaitement en place. Le mortier-colle sera donc utilisé par la suite pour maintenir les capteurs à l'intérieur de la paroi.

		Moyenne	Maximum	Minimum	Ecart-type
Température (°C)					
Ambiance	Froide	0,31	2,12	<0,001	0,29
	Chaude	0,23	1,13	0,16	0,08
Surface	Froide	0,23	2,37	<0,001	0,24
	Chaude	0,20	1,09	<0,001	0,16
Intérieur	À 5cm	0,22	0,74	<0,001	0,21
	À 12,5cm	0,94	1,87	0,14	0,46
	À 20cm	0,23	0,79	<0,001	0,21
Humidité relative (%)					
Ambiance	Froide	0,88	5,95	<0,001	1,12
	Chaude	2,82	3,60	2,00	0,28
Surface	Froide	0,90	4,91	<0,001	0,61
	Chaude	0,73	2,07	<0,001	0,43
Intérieur	À 5cm	0,58	1,23	<0,001	0,27
	À 12,5cm	0,79	2,78	<0,001	0,54
	À 20cm	2,69	4,75	0,04	1,14

Tableau 1 : Les écarts observés entre les mesures des capteurs.

5. Conclusion et perspectives

Les premiers résultats de suivi de température et d'humidité relative réalisés sur une paroi expérimentale en béton cellulaire soumise à des sollicitations climatiques variables contrôlées en laboratoire ont permis d'identifier les points forts et faibles de l'instrumentation mise en œuvre.

La séquence présentée met en évidence une faible différence entre les valeurs données par les différents capteurs dans l'ambiance et sur les surfaces de la paroi. Les mesures relativement proches des capteurs de surface montrent une cohérence de l'instrumentation mise en œuvre, ce qui a été confirmé par les résultats complémentaires obtenus l'aide d'une caméra thermique. De légères différences sont toutefois observées lors du changement de consigne.

Le suivi des capteurs de température et d'humidité relative positionnés au milieu de la paroi démontre un mauvais positionnement de ces capteurs et a permis de souligner l'impact de l'incertitude liée à la position des capteurs sur les mesures. Un travail de repositionnement a été effectué et une séquence de mesure de vérification est en cours en laboratoire.

Dans le cadre de futurs travaux, nous nous intéresserons aux mesures aux surface et aux ambiances, qui seront complétées par des mesures fluxmétriques. Des nouvelles séquences de mesure seront réalisées et utilisées comme données d'entrée pour déterminer les propriétés hygrothermiques du béton cellulaire par résolution du problème inverse des transferts d'humidité et de chaleur. Les résultats obtenus seront confrontés aux résultats expérimentaux de caractérisation déterminés à partir de méthodes destructives standards de laboratoire.

Références

- [1] Bilan énergétique de la France pour 2015. Ministère de l'Environnement de l'Energie et de la Mer.
- [2] H. Jin et al., Experimental determination and fractal modeling of the effective thermal conductivity of autoclaved aerated concrete: Effects of moisture content. *Int. J. Heat Mass Transf.* (92) (2016), pp. 589-602.
- [3] C. Boutin, Thermal conductivity of autoclaved aerated concrete: modelling by the self-consistent method, *Mater Struct* (29) (1996), pp. 609–15.
- [4] Y. Wang et al., Experimental study on hygrothermal characteristics of coral sand aggregate concrete and aerated concrete under different humidity and temperature conditions. *Constr Build Mater.* (230) (2020).
- [5] M. Jerman et al., Hygric, thermal and durability properties of autoclaved aerated concrete *Construction and Building Materials* (41) (2013), pp. 352-359.
- [6] D. Samri, Analyse physique et caractérisation hygrothermique des matériaux de construction: approche expérimentale et modélisation numérique – Thèse de doctorat - Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat - Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2008).
- [7] F. Collet, S. Pretot. Experimental highlight of hygrothermal phenomena in hemp concrete wall. *Building and Environment* (82) (2014), pp. 459-466.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur reconnaissance à la Région Bourgogne Franche-Comté pour son soutien dans le cadre du projet CHOB et sa gratitude au technicien Vincent HUBERT pour son aide à la préparation des capteurs.

Mesures LIF résolues dans le temps de la température et de l'épaisseur d'un film liquide à instabilités de surface ruisselant sur une paroi inclinée chauffée

LIF measurements resolved in time of temperature and thickness of a liquid film with surface instability flowing down an inclined surface

Romain COLLIGNON^{1*}, Ophélie CABALLINA¹, Guillaume CASTANET¹, Fabrice LEMOINE¹

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée

2 avenue de la Forêt de Haye - 54505 Vandoeuvre-les-Nancy

*(auteur correspondant : romain.collignon@univ-lorraine.fr)

Résumé - Une technique de mesure optique a été développée afin de caractériser les transferts de chaleur dans un film ruisselant mince tombant sur un plan incliné. Le film est perturbé par des vagues excitées harmoniquement et se propageant à sa surface libre. Une technique de Fluorescence Induite par Laser est spécialement développée afin de pouvoir mesurer de façon simultanée l'épaisseur et la température dans les vagues au cours du temps. Les mesures révèlent ainsi l'évolution température de la température moyenne dans l'épaisseur du film au passage des vagues dont la fréquence peut être contrôlée.

Mots-clés : Transferts de chaleur ; Fluorescence induite par laser ; Film ruisselant mince ; Instabilités de surface.

Abstract - An optical measurement technique has been developed to characterize the heat transfer in a falling liquid film with surface instabilities, which is flowing down an inclined plane. The waves traveling at the free surface are generated harmonically. The novel technique based on Laser Induced Fluorescence enables to provide simultaneously a measurement of the thickness and the temperature of the liquid film. The experimental results reveal the temporal evolution of the average temperature in the thickness of the film, when the film is travelled by waves of controlled frequency.

Keywords: Heat Transfer; Laser Induced Fluorescence; Thin falling film; Wave instabilities.

Nomenclature

C	concentration, mol/L	δ	épaisseur du film, m
g	accélération de la gravité, m/s^2	ϵ	coefficient d'absorption, L/m/mol
I	intensité de fluorescence, u.a.	\sum	Somme d'intensités de fluorescence, u.a.
k	conductivité thermique, W/m/K	Θ	Température réduite adimensionnée
Nu	nombre de Nusselt	ν	viscosité cinématique, m^2/s
q	densité de flux de chaleur pariétal, W/m ²	ϕ	rendement quantique de fluorescence
\dot{Q}	débit volumique, m ³ /s	<i>Indices et exposants</i>	
R	rapport d'intensités de fluorescence	c	contrôle
Re	nombre de Reynolds	fl	débitant
T	température, K	i	colorant
U	vitesse, m/s	las	longueur d'onde du laser
V	volume, m ³	ref	référence
<i>Symboles grecs</i>		vol	volumique
β	angle d'inclinaison	w	paroi
Γ	débit volumique par unité de largeur, m^2/s	λ	longueur d'onde

1. Introduction

Les films minces liquides sont utilisés dans de nombreux procédés mettant en jeu des transferts de chaleur et de masse, comme des condenseurs, des évaporateurs ou des colonnes d'absorption. En général, les conditions rencontrées dans ces applications sont telles que la surface libre du film est instable et des vagues s'y propagent. Ces vagues sont depuis longtemps utilisées pour intensifier les transferts de chaleur et de masse à travers le film [1]. Cependant, les mécanismes à l'origine de cette intensification ne sont pas encore complètement identifiés, le fort couplage entre l'hydrodynamique et les transferts de chaleur rendant la modélisation particulièrement complexe. L'augmentation de la surface d'échange entre le liquide et le gaz du fait des vagues, la formation de rouleaux dans le front de vagues et l'amincissement du film devant la vague sont parmi les explications qui ont été le plus souvent avancées pour expliquer l'intensification des transferts [2, 3], mais toutes ces hypothèses restent encore à valider. Expérimentalement, la caractérisation des transferts dans ce type d'écoulement est une gageure due à l'épaisseur sub-millimétrique du film. Les techniques de mesure traditionnelles comme les sondes thermocouples ne sont pas appropriées. L'utilisation de techniques de mesure optique est indispensable en raison de leur caractère faiblement intrusif, mais la présence d'une interface déformée et mobile à la surface libre peut provoquer de fortes distorsions optiques. De fait, les diagnostics optiques employés ne permettent généralement pas d'accéder aux informations à l'intérieur du film mais uniquement en surface [4, 5, 6]. Il s'agit le plus souvent de l'utilisation de la thermographie infrarouge dans une bande opaque de l'eau. A notre connaissance, seul un petit nombre d'étude ont entrepris de mesurer la température ou la concentration à l'intérieur même de ces films sub-millimétriques [7, 8], ce qui limite notre compréhension des mécanismes de transferts mis en jeu.

Dans cette étude, les transferts de chaleur sont étudiés dans un film liquide s'écoulant sur un plan incliné chauffé et soumis à une excitation harmonique. La température et l'épaisseur sont caractérisées par une technique basée sur la fluorescence induite par laser (LIF). La mesure de ces grandeurs est résolue dans le temps en un point et elle est en pratique faiblement perturbée par la déformation de l'interface gaz-liquide. Dans ces expériences, un certain nombre de paramètres comme l'angle d'inclinaison du plan, le nombre de Reynolds de l'écoulement, la fréquence et l'amplitude des vagues peuvent être contrôlés pour étudier l'effet de ces paramètres

sur le transfert de chaleur.

2. Montage expérimental

2.1. Génération du film mince

Le montage utilisé pour étudier le film ruisselant chauffé est illustré en figure 1. Le film ruisselant s'écoule sur un plan constitué d'une feuille de titane de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de dimensions 30 cm de large et 40 cm de long. Le circuit hydraulique fonctionne en boucle fermée grâce à une pompe faisant circuler le liquide entre un réservoir tampon et un réservoir amont. Le débit qui est réglé par un by-pass, est mesuré par un débitmètre à ultrasons. Le film liquide est généré par le débordement du réservoir amont et dévale naturellement la pente du plan incliné. L'inclinaison de l'ensemble réservoir amont - plan est ajustable à l'aide d'un pivot comme montré en figure 1. Le forçage des vagues se fait à l'aide de deux haut-parleurs. Une plaque de PVC, collée sur leurs membranes des deux haut-parleurs, est mise en contact avec la surface libre du liquide dans le réservoir supérieur, ce qui permet de communiquer son mouvement sinusoïdal de translation au liquide et ainsi de créer des vagues régulières. La fréquence de l'oscillation est contrôlée par la tension d'alimentation des haut-parleurs. L'amplitude des vagues est une conséquence du débit, de l'inclinaison et de la fréquence d'excitation.

Le plan incliné est chauffé par effet Joule. La feuille de titane est maintenue entre deux électrodes de cuivre, maintenues écartées pour tendre la feuille de métal et s'assurer de sa planéité ainsi que de sa rigidité. Les électrodes sont connectées à plusieurs sources de tension ajustables. La densité de courant traversant la feuille est quasiment uniforme, ce qui permet de considérer une densité de flux de chaleur homogène au niveau de la surface de travail du plan. Dans ces expériences la densité de flux surfacique de chaleur q_w est fixée à 1.25 W/cm^2 . Afin de contrôler la température d'injection du film, le réservoir tampon qui récupère le liquide ayant parcouru le plan, est équipé d'un échangeur de chaleur. Ce dernier refroidit le liquide échauffé pour arriver à maintenir une température d'injection constante au cours des mesures en régime établi. De très petits thermocouples de diamètre 0.2 mm sont fixés à l'arrière de la paroi pour mesurer la température de la paroi T_w .

Les équipements de ce montage permettent une variation de l'angle d'inclinaison β entre 0 et 10° , du débit volumique \dot{Q} entre 0 et 10 l/min et de la fréquence d'excitation f entre 0 et 10 Hz. Le liquide utilisé est de l'eau pureensemencée par des colorants fluorescents à très faible concentration (typiquement quelques $\mu\text{g/L}$).

2.2. Mesure de température et d'épaisseur par LIF

Afin de mesurer la température du liquide, une technique de mesure basée sur la fluorescence induite par laser (LIF) a été développée comme présenté en figure 2. La mesure se présente comme une adaptation de la technique LIF à deux couleurs et deux colorants déjà utilisée pour caractériser le champ de température dans des jets liquides turbulents, des impacts de goutte sur des parois chaudes. Une description de la méthode peut être trouvée dans des articles récents [9, 10, 11]. La technique peut être déclinée sous plusieurs formes. Des mesures résolues dans le temps en un point où est focalisé un laser continu, peuvent être obtenues grâce à l'utilisation de photo-multiplicateurs pouvant détecter le signal avec un taux d'échantillonnage très élevé (plusieurs MHz). Des mesures d'imagerie sont également possibles en utilisant des caméras et un laser pulsé. Cette étude se limite à des mesures ponctuelles de température dans l'épaisseur du film, ce qui constitue déjà un développement significatif.

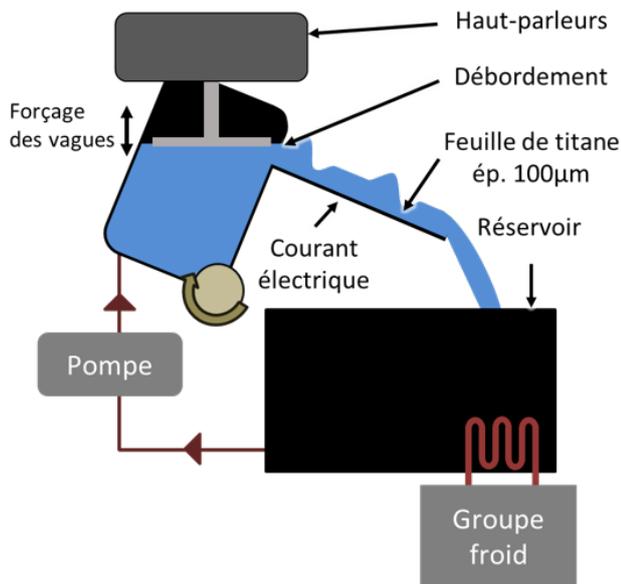


Figure 1 : Montage expérimental

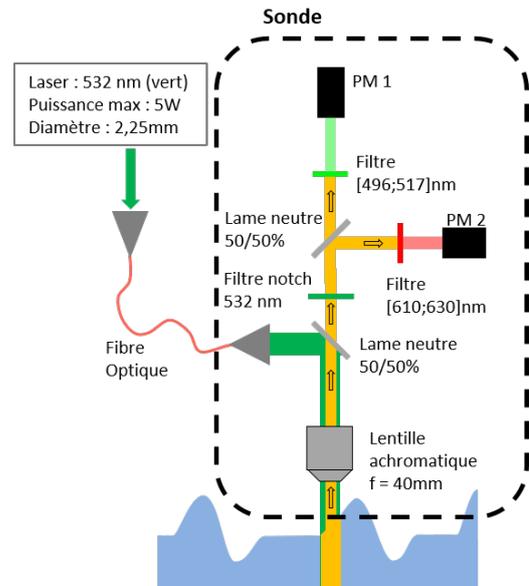


Figure 2 : Montage optique pour la technique 2c-LIF

Le liquide, ici de l'eau, est ensemencé par un couple de colorants fluorescents spécifiques (Rhodamine 560 et Kiton red). L'absorption d'une radiation laser par une molécule d'un colorant fluorescent induit une transition d'un état électronique fondamental vers un état électronique excité. L'absorption est suivie d'une désexcitation radiative, qui correspond à l'émission de fluorescence. Pour un certain nombre de colorants organiques, le spectre d'émission de la fluorescence est dépendant de la température. Cette dépendance affecte à la fois l'intensité globale du signal de fluorescence, mais aussi la réponse spectrale (forme du spectre de fluorescence). En négligeant l'atténuation du laser et de la fluorescence sur les chemins optiques, l'intensité du signal de fluorescence $I_{i,\lambda}$ émis dans un volume V_c par un colorant i à la longueur d'onde λ peut être exprimée par :

$$I_{i,\lambda}(T) \propto C_i V_c I_{las} \epsilon_{i,las}(T) \phi_{i,\lambda}(T) \quad (1)$$

avec C_i la concentration molaire du colorant i , V_c le volume de collection, I_{las} l'intensité du laser dans V_c , $\epsilon_{i,las}$ le coefficient d'absorption molaire du colorant i à la longueur d'onde du laser et $\phi_{i,\lambda}$ le rendement quantique de fluorescence du colorant i à la longueur d'onde λ . La sensibilité à la température du signal de fluorescence est essentiellement le résultat des désactivations collisionnelles (choc inélastique avec les molécules voisines) et de la variation de la section efficace d'absorption. Ainsi, les paramètres $\epsilon_{i,las}$ et $\phi_{i,\lambda}$ dépendent de la température dans l'Eq.(1) [9]. Expérimentalement, on observe que la dépendance à la température est exponentielle :

$$I_{i,\lambda}(T) = K(\lambda) C_i V_c I_{las} e^{s_i(\lambda)T} \quad (2)$$

où $K(\lambda)$ est un coefficient qui ne dépend que de la transmission du signal au détecteur. L'Eq.(2) est difficilement applicable à cause de biais de mesure liés aux variations de K , V_c et I_{las} . Le passage d'une vague modifie l'épaisseur du film donc le volume V_c de liquide éclairé. la réfraction de la lumière à la surface des vagues affecte la transmission du signal (K) et le champ d'excitation laser (I_{las}). Il est nécessaire d'utiliser une méthode ratiométrique comparant les intensités du signal de fluorescence sur deux bandes spectrales différentes. La méthode utilisée fait appels à deux colorants : les émissions de fluorescence mesurées sur chaque bande spectrale de détection proviennent d'un colorant différent [12]. Les colorants choisis, Kiton Red (KR) et Rhodamine 560 (Rh560), ont des concentrations respectives $C_{KR} = 5 \cdot 10^{-8}$

mol/L et $C_{Rh560} = 5 \cdot 10^{-7}$ mol/L. La figure 3 montre que le signal de KR diminue lorsque la température augmente, alors que celui de Rh560 augmente lorsque la température augmente. Les deux bandes spectrales choisies sont [497-571] nm et [610-630] nm afin de minimiser les conflits spectraux entre les spectres d'absorption et d'émission des deux colorants [9]. En principe, le rapport des intensités de deux bandes de détection ne dépend que de la température seul (les phénomènes d'absorption et de réabsorption sont ici négligeables vu la faible épaisseur du film). Le rapport des intensités de fluorescence est donné par :

$$R(T) = \frac{I_{1,\lambda_1}}{I_{2,\lambda_2}} = \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)} e^{(s_1(\lambda_1) - s_2(\lambda_2))T} = R(T_{ref}) e^{s(T - T_{ref})}, \quad (3)$$

où le coefficient $s = s_1(\lambda_1) - s_2(\lambda_2)$ est la sensibilité en température du rapport de fluorescence. En pratique, la température est déterminée à partir de la variation du rapport R par rapport à une référence prise préalablement à une température T_{ref} connue. Afin de mesurer l'intensité de fluorescence émise sur chaque bande spectrale, une sonde optique représentée en figure 2 a été développée. Le signal de fluorescence est induit par un laser continu Nd :YAG de longueur d'onde 532 nm. Le faisceau laser est transmis par une fibre optique jusqu'à la sonde. Le faisceau laser est ensuite focalisé par une lentille convergente de courte focale afin d'illuminer le film sur toute son épaisseur δ par un faisceau cylindrique de diamètre environ 2 mm. Le signal de fluorescence est ensuite collecté par la même lentille que la transmission du laser. Il est ensuite détecté par deux photomultiplicateurs, chacun équipé d'un filtre interférentiel correspondant à la bande spectrale sélectionnée. Une calibration effectuée à l'aide de cet arrangement optique donne une sensibilité à la température s égale à 2.9 %/°C. Le signal de fluorescence peut être également utilisé pour déterminer l'épaisseur δ du film en considérant directement les intensités de fluorescence des deux bandes. Lorsque le signal est équilibré sur les deux bandes de détection, la somme des intensités de ces deux bandes \sum ne dépend pratiquement plus de la température, car les deux colorants ont des sensibilités très proches mais de signes opposés. Ainsi, on a :

$$\sum = I_{1,\lambda} + I_{2,\lambda} = \sum_{ref} \frac{\delta}{\delta_{ref}} \quad (4)$$

avec δ_{ref} une épaisseur de référence où la somme des signaux est connue. La dépendance à la température des deux bandes spectrales étant opposée, \sum est peu affectée par la température (moins de 0.5 %/°C). La sensibilité à la température de \sum est négligeable, tandis que l'épaisseur du film a un très grand effet. \sum est ainsi un paramètre de choix pour mesurer l'épaisseur du film. De même que pour la mesure de température, la prise d'une référence à une épaisseur δ_{ref} connue permet de déterminer l'épaisseur instantanée du film. Le signal de chaque photomultiplicateur est numérisé par une carte d'acquisition à une fréquence fixée de 10 kHz.

3. Résultats

3.1. Validation de la théorie du film plat de Nusselt

Afin de valider le montage expérimental et les techniques de mesure, des tests de mesure ont été entrepris sur un film non perturbé. Sous certaines conditions de débit et d'inclinaison, un film non perturbé reste plat. Dans cette configuration, les résultats expérimentaux peuvent être comparés avec la théorie du film plat de Nusselt [13]. Cette configuration est présentée schématiquement en figure 4. Le film visqueux d'épaisseur δ s'écoule librement sur le plan incliné d'un angle β par rapport à l'horizontal. En supposant un écoulement établi, les équations

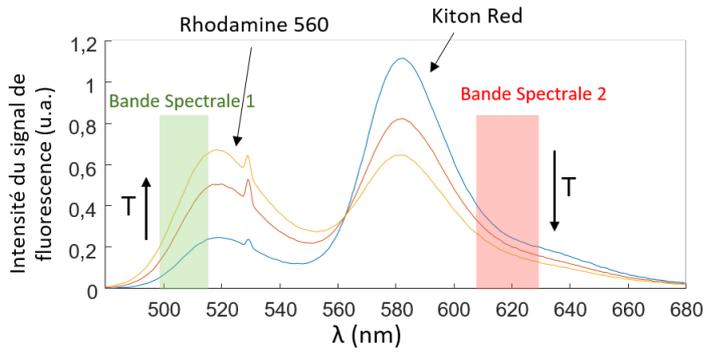


Figure 3 : Spectre d'émission de fluorescence pour de l'eauensemencée par Kition Red et Rhodamine 560

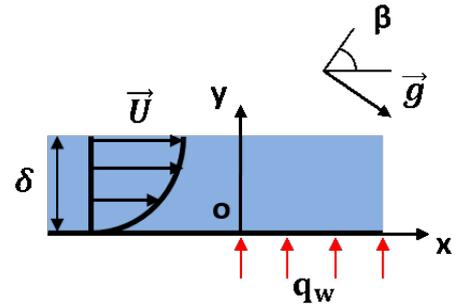


Figure 4 : Schéma du film plat de la théorie de Nusselt

de Navier-Stokes donnent le champ de vitesse suivant dans le film :

$$U(y) = \frac{g \sin(\beta) \delta^2}{2\nu} \left(\frac{2y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \right) \mathbf{x} \quad (5)$$

avec g l'accélération de la pesanteur et ν la viscosité cinématique du liquide. A partir de ce champ de vitesse, l'équation de la chaleur peut être résolue afin d'obtenir le champ de température [14]. On définit la température adimensionnée $\theta(x, y) = \frac{T(x, y) - T_{x=0}}{q_w \frac{\delta(x)}{k}}$, avec q_w la densité de flux de chaleur à la paroi et k la conductivité thermique du liquide. On introduit les longueurs adimensionnées $x^* = \frac{x}{\delta Pe}$ et $y^* = \frac{y}{\delta}$ où Pe est le nombre de Peclet défini comme $Pe = Re \cdot Pr$, produit des nombres de Reynolds et de Prandtl. Ces nombres sont définis comme $Re = \frac{\Gamma}{\nu}$, $Pr = \frac{\nu}{a}$ avec Γ le débit volumique par unité de largeur et a la diffusivité thermique du fluide. L'équation de la chaleur adimensionnée peut s'écrire :

$$(2y^* - y^{*2}) \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{\partial \theta}{\partial y^{*2}} \quad (6)$$

Les conditions limites correspondant à la configuration expérimentale sont :

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = -1 \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial y^*} \right|_{y^*=1} = 0 \quad \theta|_{x^*=0} = 0 \quad (7)$$

Ce problème peut se résoudre numériquement à l'aide d'un solveur d'équations aux dérivées partielles. Les mesures peuvent alors être comparées à ce modèle.

De manière générale, la température moyenne dans l'épaisseur du film peut être définie comme la température débitante :

$$\overline{\theta}_{fl} = \frac{\int_0^\delta U \theta dy}{\int_0^\delta U dy} \quad (8)$$

Cette température peut être déterminée expérimentalement à partir de la connaissance du flux de chaleur q_w et du débit de liquide \dot{Q} .

En revanche, la température mesurée par la technique LIF à deux couleurs correspond à une moyenne volumique puisque le film liquide est éclairé dans toute son épaisseur :

$$\overline{\theta}_{vol} = \int_0^\delta \theta dy \quad (9)$$

La figure 5 représente la comparaison entre les températures adimensionnées obtenues par calcul et expérience pour une densité du flux de chaleur $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$, un angle d'inclinaison $\beta = 10^\circ$ et un débit volumique $\dot{Q} = 4.2 \text{ L/min}$ correspondant à un nombre de Reynolds $Re = 200$. Sur cette figure, les températures débitantes θ_{fl} calculées par le modèle du film plat (ligne pleine) et à partir des mesures de flux de chaleur (points circulaires) sont représentées en rouge. En bleu, sont représentées les températures volumiques θ_{vol} calculées par le modèle de film plat (ligne pleine) et par la technique 2c-LIF sur le montage expérimental (points circulaires). Les résultats montrent un bon accord entre le modèle et l'expérience, confirmant que la sonde optique donne une mesure fiable de la température moyenne volumique.

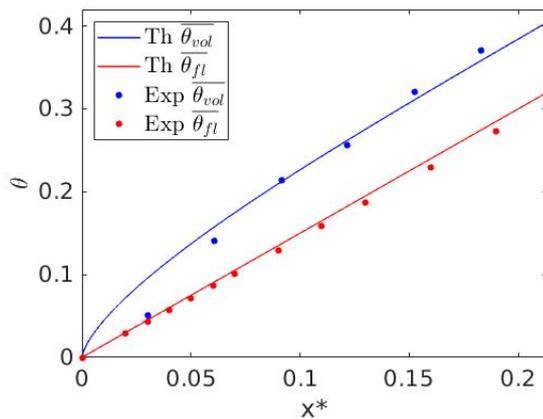


Figure 5 : Comparaison des températures adimensionnées entre théorie et expériences

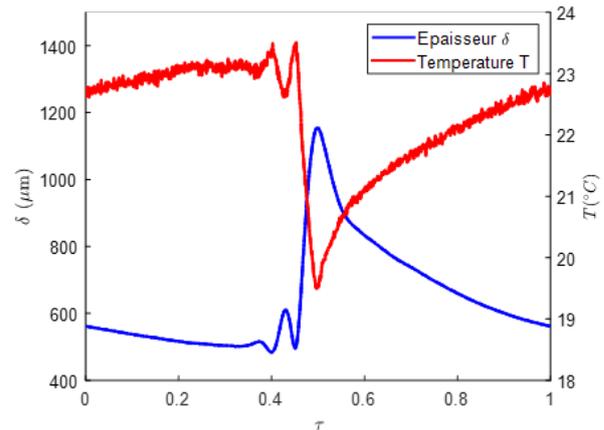


Figure 6 : Mesures d'épaisseur et température LIF instantanées pour $x = 270 \text{ mm}$

3.2. Caractérisation de l'intensification des transferts de chaleur

Afin de quantifier le transfert de chaleur et sa potentielle intensification due à la présence de vagues, des films perturbés de manière harmonique ont été étudiés. Grâce à la LIF, l'épaisseur δ ainsi que la température moyenne volumique $\overline{\theta_{vol}}$ sont mesurées simultanément avec une résolution temporelle de 10 kHz. La périodicité du forçage des vagues permet d'effectuer des moyennes de phase vague à vague, améliorant la précision de la mesure. En figure 6 sont représentées la température et l'épaisseur obtenues par moyenne de phase en fonction de $\tau = t f$, le temps adimensionné par la période des vagues $1/f$. Ces mesures sont réalisées à une distance $x = 270 \text{ mm}$ du début de la zone chauffée du film. Les conditions expérimentales sont les mêmes que présentées en figure 5 avec l'ajout d'une perturbation de fréquence $f = 5 \text{ Hz}$. Dans ce tracé, une forte corrélation est observée entre l'épaisseur et la température du film. Plus le film liquide est mince, plus la température moyenne dans l'épaisseur du film est grande. Ce constat suggère une certaine stratification de la température dans l'épaisseur du film. Une intensification des transferts implique au contraire un mélange qui uniformise la température dans l'épaisseur du film.

Afin de caractériser l'intensification du transfert et mettre en évidence l'effet des vagues sur le champ de température, le nombre de Nusselt est défini par :

$$Nu = \frac{q_w \delta}{(T_w - T_{vol}) k} \quad (10)$$

avec T_w la température de paroi locale et T_{vol} la température volumique du film moyennée au cours d'une période. Ce nombre compare le rapport entre les transferts convectif et conductif

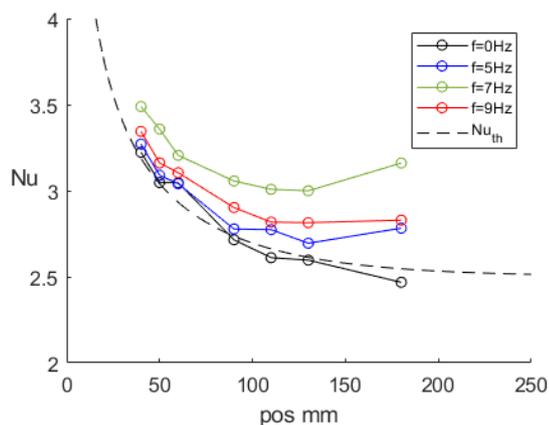


Figure 7 : Évolution du nombre de Nusselt le long de l'écoulement en fonction de la fréquence des vagues pour $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$, $Re = 200$

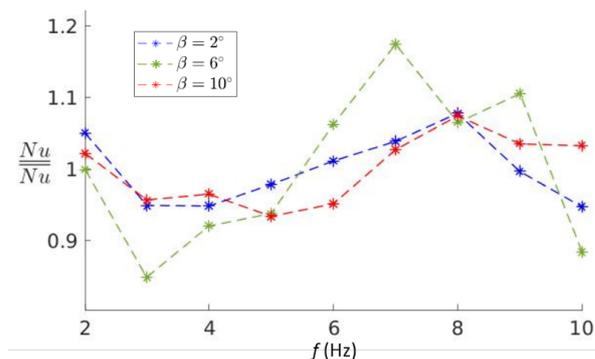


Figure 8 : Effets des vagues sur les transferts de chaleur pour $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$, $x = 270 \text{ mm}$, $Re = 200$

au sein du film. La figure 7 représente l'évolution spatiale du nombre de Nusselt Nu pour différentes fréquences de vagues comparée à la solution théorique issue du modèle de film plat de Nusselt. Cette représentation montre que la présence des vagues tend bien à intensifier les transferts de chaleur par convection à travers le film et que leur fréquence a une influence sur l'intensification. Suggérant que la présence de vague induit un mélange du fluide dans le film uniformisant le champ de température, la présence d'une poche de recirculation dans la crête de la vague pourrait expliquer le phénomène. Afin de comparer les effets de la fréquence des vagues pour différents angles d'inclinaison de la paroi, le nombre de Nusselt Nu est normalisé par \overline{Nu} , la valeur moyenne des Nu de la série de mesures à inclinaison fixée considérée. Les résultats sont présentés en figure 8, les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment : $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$, $x = 270 \text{ mm}$ et $Re = 200$, la fréquence d'excitation f est contrôlée de 0 à 10 Hz et l'angle d'inclinaison β varie de 2 à 10°. Les mesures montrent que le transfert de chaleur a tendance à être plus important lorsque la fréquence des vagues est autour de 6 ou 7 Hz et diminue lorsque la fréquence est faible, autour de 3 ou 4 Hz. Cette figure montre que la fréquence des vagues a un effet notable sur les transferts de chaleur comme mentionné dans [1]. Si l'effet d'intensification provient des recirculations transportées par les vagues qui uniformisent le champ de température, cela signifierait qu'il existe des fréquences plus propices à leur apparition et à leur développement. Dans le futur, le lien entre ces résultats et la description temporelle des vagues montrée en figure 6 permettra d'expliquer cette tendance.

4. Conclusion

Dans cette étude, les transferts de chaleur dans un film liquide ont été étudiés. Les résultats concernent en particulier le cas d'un film perturbé harmoniquement s'écoulant sur un plan incliné chauffé. L'originalité de ce travail vient de l'utilisation de la fluorescence induite par laser apportant une mesure couplée de la température du film et de son épaisseur, qui de plus est résolue dans le temps. La technique de mesure a été validée par une comparaison avec le cas de film plat théorique de Nusselt. Les premiers résultats obtenus montrent une claire corrélation entre l'épaisseur du film et le nombre de Nusselt local. Cette information résolue dans le temps rendra possible la liaison entre la topologie de la vague et ses effets sur les transferts de chaleur afin de tendre vers une meilleure méthode de contrôle de l'intensification des transferts dans un film mince en étendant l'étude paramétrique au nombre de Reynolds par exemple. De plus,

l'étude de la distribution du champ de température dans l'épaisseur du film par une technique de fluorescence induite par laser étendue à de l'imagerie dans le plan permettra de comprendre les mécanismes fins des transferts de chaleur entre le film et la paroi.

Références

- [1] D.P. Frisk and E.J. Davis. The enhancement of heat transfer by waves in stratified gas-liquid flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(8) :1537 – 1552, 1972.
- [2] S. Portalski and A.J. Clegg. Interfacial area increase in rippled film flow on wetted wall columns, *Chemical Engineering Science*, 26(6) :773 – 784, 1971.
- [3] C. Ruyer-Quil, N. Kofman, D. Chasseur and S. Mergui. Dynamics of falling liquid films, *The European Physical Journal*, 37(4) :30, 2014.
- [4] F. Al-Sibai, A. Leefken and U. Renz. Local and instantaneous distribution of heat transfer rates through wavy films, *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7) :658 - 663, 2002.
- [5] C.N. Markides, R. Mathie and A. Charogiannis. An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :872 - 888, 2016.
- [6] R. Mathie, H. Nakamura and C.N. Markides. Heat transfer augmentation in unsteady conjugate thermal systems – Part II : Applications, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 56(1) :819 - 833, 2013.
- [7] A. Schagen, M. Modigell, G. Dietze and R. Kneer. Simultaneous measurement of local film thickness and temperature distribution in wavy liquid films using a luminescence technique, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(25) :5049 - 5061, 2006.
- [8] A. Schagen and M. Modigell. Local film thickness and temperature distribution measurement in wavy liquid films with a laser-induced luminescence technique, *Experiments in Fluids*, 43(2) :209 - 221, 2007.
- [9] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, and F. Lemoine. The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows, *Experiments in Fluids*, 57(4), 2016.
- [10] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, and F. Lemoine. Spatially and temporally resolved measurements of the temperature inside droplets impinging on a hot solid surface, *Experiments in Fluids*, 58(98), 2017.
- [11] F. Lemoine and G. Castanet. Temperature and chemical composition of droplets by optical measurement techniques : A state-of-the-art review, *Experiments in Fluids*, 54(1572), 2013.
- [12] J. Sakakibara and R. J. Adrian. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, 26(1) :7–15, 1999.
- [13] W. Nusselt. *Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfe*, VDI, 1916.
- [14] E.J. Davis. Exact solutions for a class of heat and mass transfer problems, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51(5) :562–572, 1973.

Remerciements

Ce travail a été financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet FRAISE (Film Ruisselants à Instabilités de Surface : Exploration, AAP-2016).

Mise en œuvre d'une méthode d'inversion pour la détermination de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié dans le cadre de l'expérience PRESTO

Implementation of an inverse method to determine the decay heat released by an irradiated nuclear fuel sample in the PRESTO experiment framework

Francesco MURATORI^{1,2*}, Frédéric NGUYEN¹, Christian GONNIER¹, Christophe LE NILIOT², Romain ESCHBACH¹

¹CEA, DEN, Cadarache, DER, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France.

²Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France.

*(Corresponding author: francesco.muratori@cea.fr)

Résumé – L'expérience PRESTO est une mesure calorimétrique de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié aux temps de refroidissement très courts sur le réacteur RJH. Les contraintes technologiques obligent à réaliser l'expérience dans la région du réacteur, ce qui apporte un niveau de perturbation d'environ 15 % sur les flux thermiques. Il est donc nécessaire de discriminer cette perturbation de la puissance résiduelle du combustible à estimer. Nous mettons en œuvre une méthode inverse pour l'estimation de cette puissance résiduelle.

Mots-clés : Puissance résiduelle ; Expérience PRESTO ; Réacteur Jules Horowitz RJH ; Problème Inverse ; Combustible Irradié.

Abstract – The PRESTO experiment is a calorimetric measurement of the decay heat released by an irradiated nuclear fuel sample in the very short cooling times on the JHR reactor. The experimental constraints require to perform the measurement in the reactor vicinity, which leads to a level of perturbations of about 15 % on measured values. Thus, we need for a method to discriminate perturbations from the fuel sample decay heat. We implement an inverse technique to estimate this source of power.

Keywords: Decay heat; PRESTO experiment; Jules Horowitz Reactor JHR; Inverse problem; Irradiated fuel.

Nomenclature

T	Température, °C.	ρ	Masse volumique, kg.m ⁻³ .
h	Coefficient d'échange thermique, W.m ⁻² .	ξ	coefficient de répartition
k	Conductivité thermique, W.m ⁻¹ .°C ⁻¹ .	ε	bruit de mesure (°C).
c_p	Chaleur spécifique, J.kg ⁻¹ .°C ⁻¹ .	σ	écart type.
P_r	Puissance résiduelle, W.	ψ	vecteur des paramètres.
p_r	Densité de puissance résiduelle, W.m ⁻³ .	Γ	surface verticale.
t	temps de refroidissement, s.	<i>Indices et exposants</i>	
N_c	Nombre de capteurs.	<i>pis</i>	Piscine du RJH.
N_t	Nombre d'instantanés temporels.	<i>cr</i>	Crayon de combustible.
J	Fonctionnelle, °C ² .	<i>RJH</i>	Réacteur Jules Horowitz.
S	Matrice de sensibilité.	W	Écran en tungstène.
$cov(\cdot)$	Matrice de covariance.	A	Conteneur en acier.
<i>Symboles grecs</i>		N_2	Gaz diazote.

<i>i</i>	côté interne.	<i>mod</i>	Modèle.
<i>e</i>	côté externe.	<i>est</i>	Valeur estimée.
<i>mes</i>	Mesures.	<i>dep</i>	Valeur de départ.

1. Introduction

« La puissance résiduelle est la puissance thermique développée par un réacteur après l'arrêt, provenant essentiellement de la radioactivité du combustible nucléaire et des autres matériaux, ainsi que des fissions résiduelles » (Autorité de Sûreté Nucléaire, ASN) ; son intensité augmente avec le taux de combustion du combustible, jusqu'à un niveau de saturation, et décroît exponentiellement au cours du refroidissement. Cette puissance est à prendre en compte pour la totalité de l'aval du cycle du combustible : les mesures de sauvegarde du réacteur – *e.g* systèmes de protection, déchargement du cœur –, le transport, l'entreposage et le retraitement du combustible, le stockage permanent... Pour cela, il est important de valider les codes de calcul, tel que le formulaire DARWIN [1] du CEA, avec des mesures expérimentales. La calorimétrie a été utilisée pour réaliser des mesures intégrales de la puissance résiduelle à plusieurs échelles de grandeur ; par exemple, on peut citer les mesures réalisées sur des petites plaquettes de U^{233} , U^{235} , Pu^{239} (1978) [2], les réacteurs PHENIX et SUPERPHENIX (1990) [3], les assemblages de combustible usé REP et REB au site d'entreposage Clab (2006) [4], l'expérience MERCI (2008) [5]... Cependant, les temps de réponse de la plupart des calorimètres actuels ne permettent pas leur application pour une mesure de la puissance résiduelle aux temps de refroidissement très courts, là où les changements du niveau de puissance sont plus importants [6].

L'expérience PRESTO (*Power Estimation for Short Time Optimization*) [7], actuellement envisagée au CEA, est une expérience de mesure calorimétrique de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié aux temps très courts, c'est-à-dire entre 1 et 40 minutes de temps de refroidissement (t), sur le Réacteur Jules Horowitz (RJH) [8]. Le calorimètre a été conçu du type « heat-up rate » : la puissance résiduelle est quantifiée sur la base de la puissance stockée dans le combustible et les structures du dispositif expérimental. Les contraintes technologiques obligent à réaliser l'expérience dans l'environnement du réacteur [7] ; ce qui apporte des perturbations non négligeables sur la mesure, correspondant environ à 15% de la puissance à mesurer, et dues à la puissance résiduelle du réacteur lui-même. Afin de pouvoir discriminer la source de la perturbation, la puissance résiduelle est estimée à l'aide d'une méthode inverse. Il s'agit d'un algorithme d'optimisation estimant une fonction inconnue, telle que la puissance résiduelle du crayon, à partir des données expérimentales, telles que des mesures de température, avec une modélisation thermique où les sources de puissance et les transferts thermiques se produisant dans le calorimètre sont bien décrits.

Dans cette communication, nous mettons en œuvre d'une méthode d'inversion pour l'estimation de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié dans l'expérience PRESTO. Cela est réalisé par résolution d'un problème inverse du type « inverse crime » [9] (le même modèle est utilisé pour générer et inverser les « données expérimentales »).

2. Le calorimètre de l'expérience PRESTO

La section au plan médian horizontal du calorimètre est affichée en figure 1. Le dispositif expérimental a un diamètre de 0,1 m et une hauteur de 1 m. Il est placé dans le réflecteur du RJH, en contact avec l'eau de la piscine, où le coefficient d'échange thermique h_{pis} et la température T_{pis} sont environ de $8000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $30 \text{ }^\circ\text{C}$.

Nous avons l'échantillon de combustible en rouge, l'écran en tungstène en violet et le conteneur en acier inoxydable en gris. Les espaces interstitiels sont remplis avec du gaz,

diazote N_2 , pour limiter les échanges thermiques entre combustible et tungstène et avec l'extérieur.

Dans la figure 1, nous avons indiqué la surface verticale du combustible Γ_c , les surfaces verticales internes et externes du tungstène $\Gamma_{W,i}$ et $\Gamma_{W,e}$, et la surface verticale interne de l'acier $\Gamma_{A,i}$. Les surfaces horizontales, en haut et bas du calorimètre, sont indiquées dans les équations qui suivent avec le symbole Ω .

Le nombre de Biot Bi pour le tungstène est de l'ordre de 10^{-3} . Par conséquent, le système réagit en bloc et le champ de température dans le tungstène est presque uniforme. Le nombre de Rayleigh (Ra) est au maximum de l'ordre de 6×10^3 pendant l'expérience ; par conséquence, nous n'avons pas modélisé la convection naturelle dans le gaz et les transferts thermiques dans celui-ci ont été considérés comme purement conductifs.

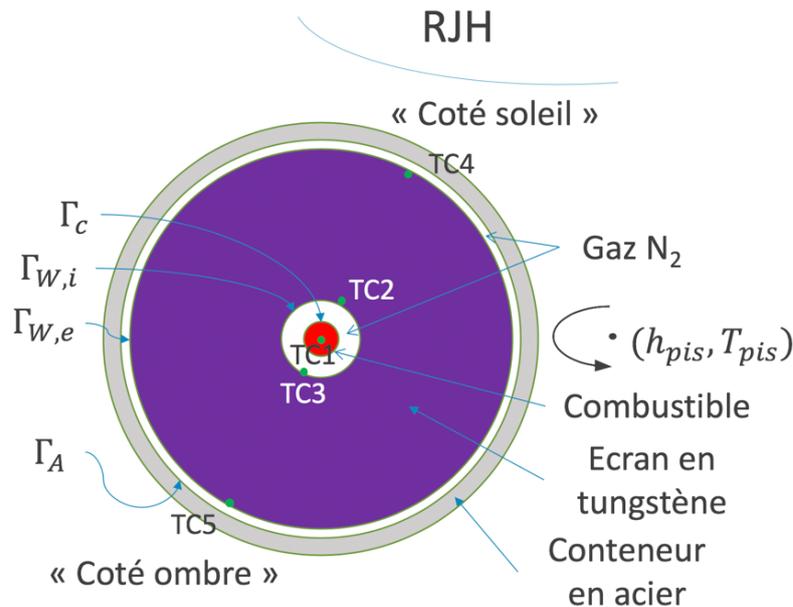


Figure 1 : Le calorimètre de l'expérience PRESTO, avec le positionnement des thermocouples.

2.1. Les sources de puissance

Les principales sources de puissance dans le calorimètre sont : la puissance résiduelle de l'échantillon de combustible $P_{r,cr}$ [W] et les échauffements nucléaires provenant de la puissance résiduelle du RJH. Les deux décroissent exponentiellement dans le temps et sont déposées dans tous les composants du calorimètre : combustible, tungstène et acier (voir la figure 1). La puissance résiduelle du combustible est déposée de façon constante selon la coordonnée angulaire, alors que les perturbations provenant du réacteur mettent en évidence un côté « soleil », en face du réacteur, et un côté « ombre » à l'opposé (voir la figure 1). La modélisation des densités de puissance dans le calorimètre a été réalisée avec l'introduction d'informations a priori, en bon accord avec la physique et la géométrie du système.

2.1.1. Les densités des dépôts de puissance dus à la puissance résiduelle du combustible

La puissance $P_{r,cr}$ est environ de 240 W au début de l'expérience ($t=1$ min) et de 100 W à la fin ($t=40$ min). Elle a été considérée comme complètement absorbée dans le combustible et l'écran en tungstène. Par conséquent, nous avons défini un coefficient de répartition ζ , correspondant à la fraction de puissance déposée dans le combustible ; la valeur du

coefficient a été fixée à 0,6. Les densités des dépôts de puissance dans le combustible ($p_{r,cr \rightarrow cr}$) et dans le tungstène ($p_{r,cr \rightarrow W}$) ont alors été modélisées de la façon suivante :

$$p_{r,cr \rightarrow cr}(r, z, t) = \xi P_{r,cr}(t) \frac{1}{\pi r_{cr}^2} g(z), \quad g(z) \propto \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right), \quad (1)$$

$$p_{r,cr \rightarrow W}(r, z, t) = (1 - \xi) P_{r,cr}(t) \frac{\gamma(r)g(z)}{2\pi}, \quad \gamma(r) \propto e^{-\mu \Delta r}, g(z) \propto \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right). \quad (2)$$

où r_{cr} est le rayon de combustible, $g(z)$ la fonction de distribution axiale de la puissance et $\gamma(r)$ la fonction de distribution radiale de la puissance dans l'écran en tungstène. Les fonctions $g(z)$ et $\gamma(r)$ sont déduites à partir des résultats classiques sur la distribution de la puissance dans le réacteur nucléaire [10].

2.1.2. Les densités des dépôts de puissance dus à la puissance résiduelle du RJH

Les échauffements gamma du RJH dans le calorimètre ont été estimés avec le code TRIPOLI [11] pour les temps des refroidissement $t=2$ min et $t=1$ h ; la puissance totale déposée dans le calorimètre est d'environ 40 W à $t=2$ min et 15 W à $t=1$ h [12]. D'après ces calculs, les échauffements dans le combustible ont été considérés comme négligeables, puisqu'ils sont plus petits que la puissance développée par le combustible lui-même d'au moins un facteur 100. Les densités de puissance dans le tungstène ($p_{r,RJH \rightarrow W}$) et l'acier ($p_{r,RJH \rightarrow A}$) ont alors été modélisées de la façon suivante :

$$p_{r,RJH \rightarrow W}(\theta, t) = P_{r,RJH \rightarrow W}(t) f(\theta) \frac{2}{r_{W,e}^2 - r_{W,i}^2} \frac{1}{H}, \quad (3)$$

$$p_{r,RJH \rightarrow A}(\theta, t) = P_{r,RJH \rightarrow A}(t) f(\theta) \frac{2}{r_{A,e}^2 - r_{A,i}^2} \frac{1}{H}. \quad (4)$$

où $P_{r,RJH \rightarrow W}$ et $P_{r,RJH \rightarrow A}$ sont respectivement les puissances totales déposées dans le tungstène et l'acier au cours du temps, $f(\theta)$ la densité angulaire de puissance – déterminée par le calcul TRIPOLI –, H la hauteur du système, et $r_{W,e}$, $r_{W,i}$ et $r_{A,e}$, $r_{A,i}$ les rayons interne et externe de l'écran en tungstène et du conteneur en acier.

2.2. Les transferts thermiques

Les transferts thermiques se produisant dans le calorimètre sont du type conductifs et radiatifs. Si on considère l'écran en tungstène, le modèle analytique décrivant l'échange thermique est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_W c_{p,W} \frac{\partial T_W}{\partial t} = k_W \Delta T_W + p_{r,cr \rightarrow W}(\vec{x}, t) + p_{r,RJH \rightarrow W}(\vec{x}, t), \\ -k_W \overrightarrow{\nabla T_W} \cdot \hat{e}_r |_{\Gamma_{W,i}} = -k_{N_2} \overrightarrow{\nabla T_{N_2}} \cdot \hat{e}_r |_{\Gamma_{W,i}} + \epsilon_W \sigma_b F_{W,cr} (T_W^4 - T_{cr}^4), \\ -k_W \overrightarrow{\nabla T_W} \cdot \hat{e}_r |_{\Gamma_{W,e}} = -k_{N_2} \overrightarrow{\nabla T_{N_2}} \cdot \hat{e}_r |_{\Gamma_{W,e}} + \epsilon_W \sigma_b F_{W,A} (T_W^4 - T_A^4), \\ -k_W \overrightarrow{\nabla T_W} \cdot \hat{e}_z |_{\Omega} = 0, \\ T_W(\vec{x}, t = 0) = 30 \text{ } ^\circ\text{C}. \end{array} \right. \quad (5)$$

Où T_W , T_{cr} , T_{N_2} , et T_A sont respectivement les champs de température dans le tungstène, le combustible, le gaz, et l'acier ; ρ_W , $c_{p,W}$, k_W , la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique de l'écran en tungstène ; k_{N_2} la conductivité thermique du diazote ; ϵ_W , σ_b l'émissivité du tungstène et la constant de Stefan-Boltzmann ; $F_{W,cr}$ et $F_{W,A}$ les

facteurs de forme entre tungstène et combustible et entre tungstène et acier pour les échanges radiatifs ; le vecteur \hat{e}_Γ et \hat{e}_Ω les normales aux surfaces Γ et Ω .

Un outil de calcul, utilisant la technique des volumes finis et l'approximation des facteurs de forme [13], a été programmé, avec le logiciel *Scilab*, pour la résolution du système différentiel (5).

3. Le problème inverse

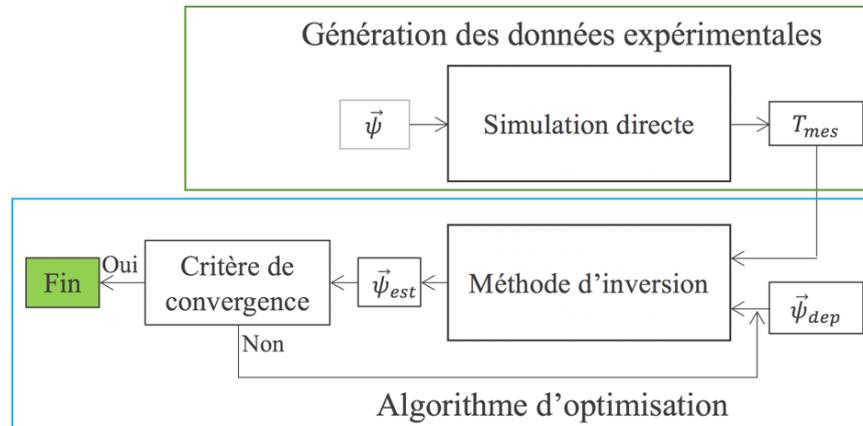


Figure 2 : Schéma du « inverse crime ».

La figure 2 montre le schéma du problème inverse à résoudre (« inverse crime »). D'abord, nous générons les « données expérimentales » en insérant en « input » de l'outil de calcul utilisé (paragraphe 2.2) les valeurs exactes des paramètres à estimer ($\vec{\psi}$). Puis, les pseudo-mesures de température (T_{mes}) obtenues sont bruitées et injectées dans l'algorithme d'optimisation. À cette étape, une solution de départ pour le problème inverse ($\vec{\psi}_{dep}$) est choisie et la méthode d'inversion est mise en œuvre. L'objectif de cette démarche est de trouver une estimation des paramètres $\vec{\psi}_{est}$, dont la distance aux valeurs exactes $\vec{\psi}$ soit contenue dans les limites des incertitudes. Cela est en fait le premier jalon à franchir pour vérifier l'applicabilité de la méthode à des vraies données expérimentales.

3.1. Les paramétrisations des fonctions $P_{r,cr}$ et $P_{r,RJH \rightarrow W}$

Nous voulons estimer la puissance résiduelle du crayon ($P_{r,cr}$), présent dans les équations (1) et (2), et le dépôt de puissance du RJH dans l'écran en tungstène ($P_{r,RJH \rightarrow W}$), présent dans l'équation (3) ; par contre, le dépôt de puissance du RJH dans l'acier ($P_{r,RJH \rightarrow A}$), présent dans l'équation (4), a été considéré comme parfaitement connu.

La tendance physique de la puissance résiduelle est exponentielle décroissante. Sa valeur est calculée en connaissant les concentrations des isotopes composant le combustible au cours du refroidissement, avec les données nucléaires de décroissance [5]. Dans le cadre de ce travail, nous avons vérifié que la puissance résiduelle d'un combustible de UO_2 , irradié dans le réflecteur du RJH, peut être représentée avec une erreur de 1% par une somme de trois exponentielles. Ainsi, l'équation (6a) a été utilisée pour la paramétrisation de $P_{r,cr}$.

Concernant la paramétrisation de la perturbation dans l'écran en tungstène (6b), nous avons considéré une exponentielle basée sur les résultats des calculs TRIPOLI mentionnés au paragraphe 2.1.2.

$$P_{r,cr}(\vec{\psi}, t) = \psi_1 e^{-\psi_2^2 t} + \psi_3 e^{-\psi_4^2 t} + \psi_5 e^{-\psi_6^2 t} \quad (6a) \quad P_{r,RJH \rightarrow W}(\vec{\psi}, t) = \psi_7 e^{-\psi_8^2 t} \quad (6b)$$

3.2. La Génération des données expérimentales

La figure 1 montre le calorimètre de l'expérience PRESTO tel que conçu dans ce travail. Nous avons placé $N_c=5$ thermocouples dans le combustible et le tungstène. Le thermocouple TC1, étant au milieu du combustible, est le plus sensible à la puissance du crayon $P_{r,cr}$ et le thermocouple TC4, étant en face du RJH, est le plus sensible à la puissance du réacteur $P_{r,RJH \rightarrow W}$. Les autres thermocouples ont été positionnés afin de prendre en compte les différences de température entre les côtés soleil et ombre du tungstène.

L'expérience PRESTO se déroule sur un intervalle temporel de 39 minutes : entre 1 minute et 40 minutes depuis la chute des barres du réacteur. Deux étapes préliminaires, l'irradiation du combustible et le refroidissement du calorimètre, ont déjà eu lieu [7]. Les pseudo-mesures de température sont distribuées uniformément sur l'intervalle et séparées par un Δt de 1 s. Par conséquent, nous avons $N_t=2340$ mesures par thermocouple.

Les pseudo-mesures de température sont enfin bruitées avant d'être injectées dans l'algorithme d'optimisation (voir équation (7)). Le bruit ε est additif, de distribution gaussienne (avec moyenne nulle et écart type σ_{mes} de 0,2 °C), et indépendant (les valeurs successives ne sont pas corrélées).

$$T_{mes} = T_{mod}(\vec{\psi}) + \varepsilon \quad (7)$$

3.3. La méthode d'optimisation

Le problème d'optimisation consiste à rechercher le vecteur $\vec{\psi}$, paramétrisant les fonctions inconnues (6a) et (6b), qui minimise la fonctionnelle suivant :

$$J(\vec{\psi}) = \sum_{k=1}^{N_c \times N_t} (T_{mes,k} - T_{mod}(\vec{\psi}, t_k))^2, \quad (8)$$

où T_{mes} et T_{mod} sont respectivement les températures issues des pseudo-mesures (7) et du modèle (5), t_k les instants considérés, et $N_c \times N_t$ le nombre total de mesures. Pour la recherche du minimum de (8), comme le modèle n'est pas linéaire, nous devons utiliser une méthode itérative. Ainsi, nous avons implémenté la méthode de Gauss-Newton selon l'algorithme de Levenberg-Marquard [14] :

$$\vec{\psi}^{p+1} = \vec{\psi}^p + ((S^p)^T S^p + \lambda^p I)^{-1} (S^p)^T (\vec{T}_{mes} - \vec{T}_{mod}(\vec{\psi}^p)), \quad S^p = \left(\frac{\partial T_{mod}}{\partial \vec{\psi}} \right)_{\vec{\psi}^p} \quad (9)$$

Dans la formule (9), p est l'indice de l'itération, λ^p le coefficient de régularisation, I la matrice d'identité, S^p la matrice de sensibilité et $S^T S$ la matrice d'information. L'algorithme s'arrête quand le critère de convergence (10) est satisfait ; cela correspond à une situation où l'écart entre mesures et modèle est essentiellement dû au bruit de mesure. Par conséquent, des itérations supplémentaires n'amélioreraient pas l'estimation des paramètres.

$$J(\vec{\psi}_{est}) \leq N_c N_t \sigma_{mes}^2 \quad (10)$$

Une fois que l'estimation $\vec{\psi}_{est}$ est obtenue, avant le calcul de la matrice de covariance, il faut vérifier que les résidus, c'est-à-dire les écarts entre les mesures et le modèle, aient les mêmes propriétés que le bruit de mesure indiquées au paragraphe 3.2.

La matrice de covariance sur les estimés est calculée avec l'approximation suivante :

$$cov(\vec{\psi}_{est}) \approx \sigma_{mes}^2 (S^T S)^{-1}, \quad (11)$$

où σ_{mes}^2 est la variance associée aux mesures de température (7) et $(S^T S)^{-1}$ la matrice d'amplification des erreurs de mesure. Ainsi, la qualité de l'estimation dépend d'une part de la précision des mesures et, d'autre part, du caractère mal-posé du problème inverse [14]. Le nombre de conditionnement de la matrice de sensibilité réduite est environ 670.

4. Résultats

Les résultats de l'optimisation sont donnés dans le tableau 1. Ici, nous avons reporté la solution exacte $\vec{\psi}$, la solution estimée $\vec{\psi}_{est}$, la différence en valeur absolue entre $\vec{\psi}$ et $\vec{\psi}_{est}$, les écarts types σ_{ψ} associées aux paramètres estimés, et le rapport entre l'écart type et la valeur estimée $\frac{\sigma_{\psi,k}}{\psi_{est,k}}$ de chaque paramètre. Nous voyons que les écarts $|\vec{\psi} - \vec{\psi}_{est}|$ sont de l'ordre des σ_{ψ} et que les rapports $\frac{\sigma_{\psi,k}}{\psi_k}$ sont inférieur à 0,4 %. Ce qui signifie que la méthode converge vers la bonne solution et nous avons une bonne identification des paramètres.

	Paramètres de $P_{r,cr}$						Paramètres de $P_{r,RJH \rightarrow W}$	
	ψ_1 [°C.W ⁻¹]	ψ_2 [s ^{-1/2}]	ψ_3 [°C.W ⁻¹]	ψ_4 [s ^{-1/2}]	ψ_5 [°C.W ⁻¹]	ψ_6 [s ^{-1/2}]	ψ_7 [°C.W ⁻¹]	ψ_8 [s ^{-1/2}]
$\vec{\psi}$	71,1	0,107	44	4,74E-2	153,13	1,269E-2	29,63	1,801E-2
$\vec{\psi}_{est}$	70,84	0,1068	44,02	4,738E-2	153,14	1,273E-2	29,67	1,807E-2
$ \vec{\psi} - \vec{\psi}_{est} $	0,27	1,5E-4	4,92E-2	5,8E-5	1,56E-2	4,8E-6	4,25E-2	6,2E-5
σ_{ψ}	0,226	3,84E-4	1,637E-1	1,775E-4	0,118	1,276E-5	5,577E-2	5,78E-5
$\frac{\sigma_{\psi,i}}{\psi_{est,i}}$	3,2E-3	3,6E-3	3,7E-3	3,75E-4	7,7E-4	1E-3	1,8E-3	3,2E-3

Tableau 1 : Comparaison entre les valeurs exactes $\vec{\psi}$, les valeurs estimées $\vec{\psi}_{est}$ et les écarts type σ_{ψ} sur les estimés.

Les figures 4 et 5 montrent les puissances $P_{r,cr}$ et $P_{r,RJH \rightarrow W}$ en fonction des valeurs de départ (« initial guess ») $\vec{\psi}_{dep}$, des valeurs estimées $\vec{\psi}_{est}$ et des valeurs exactes $\vec{\psi}$ des paramètres, et les résidus des thermocouples TC1 et TC2 (voir figure 1). Un écart ponctuel

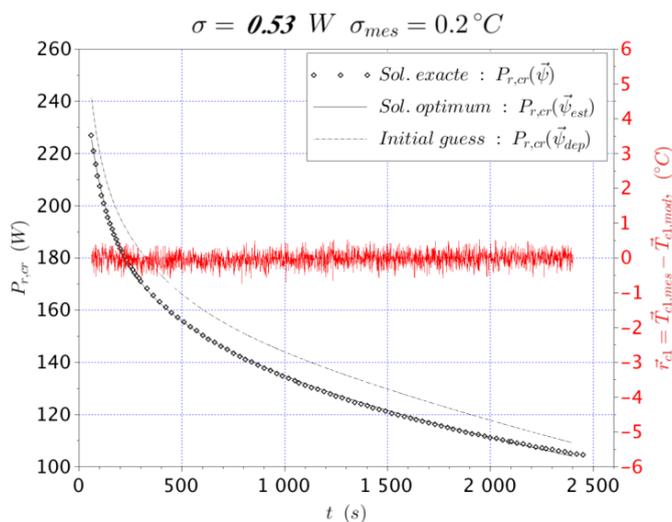


Figure 3 : Comparaison entre la solution exacte, la solution de départ (« initial guess ») et la solution estimée pour la puissance résiduelle du combustible.

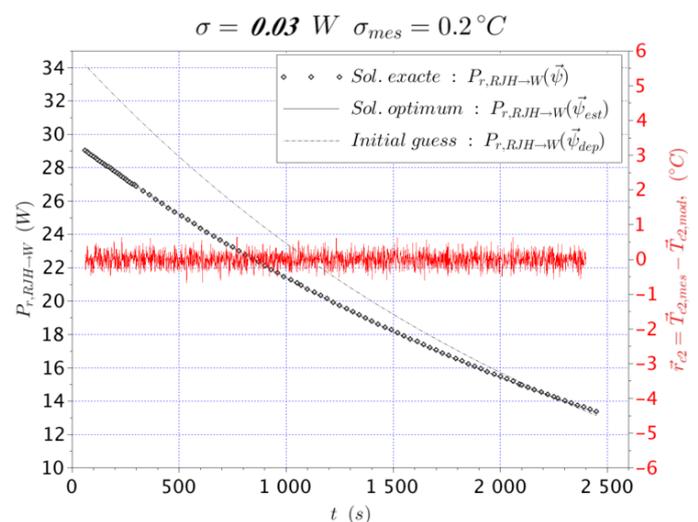


Figure 4 : Comparaison entre la solution exacte, la solution de départ (« initial guess ») et la solution estimée pour le dépôt de puissance du RJH dans l'écran en tungstène.

moyen σ a été également évalué entre $P_{r,cr}(\vec{\psi}_{est})$ et $P_{r,cr}(\vec{\psi})$ et entre $P_{r,RJH \rightarrow W}(\vec{\psi}_{est})$ et $P_{r,RJH \rightarrow W}(\vec{\psi})$ avec la formule de l'écart type. Nous voyons que l'écart σ est plus petit que 1% de la puissance résiduelle et que les résidus résultent non-corrélés. Ainsi, nous arrivons à déterminer à la fois les deux sources de puissance : $P_{r,cr}$ et $P_{r,RJH \rightarrow W}$.

5. Conclusion

La méthode inverse a été implémentée avec succès pour l'estimation de la puissance résiduelle du crayon $P_{r,cr}$. Celle-ci a permis de remonter, à partir des données expérimentales, aux sources de puissance dans le calorimètre telles qu'elles étaient décrites dans le modèle thermique (paragraphe 2.1). Néanmoins, un a priori important a été introduit dans la mise en œuvre de la méthode inverse : le coefficient de répartition de la puissance résiduelle du crayon (ζ , paragraphe 2.1.1) dans le calorimètre a été traité comme un paramètre supposé connu. Ainsi, l'estimation de la puissance résiduelle du crayon ainsi que de son coefficient de répartition constitue l'objectif à atteindre pour la suite de ce travail.

Références

- [1] A. Tsilanizara et al., “*DARWIN: an evolution code system for a large range of applications*”, Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY (2000).
- [2] J.L. Yarnell and Ph.J. Bendt, “*Calorimetric Fission Product Decay Heat Measurements for ^{239}Pu , ^{233}U and ^{235}U* ”, Report NUREG/CR-0349, LA-7452-MS, Los Alamos Scientific Laboratory, USA (1978).
- [3] G. Gillet, et al., “*Measurement of Decay Heat and Comparison with Predictions*”, Nuclear Science and Engineering, 106, 94-97 (1990).
- [4] F. Sturek, L. Agrenius, *Measurements of decay heat in spent nuclear fuel at the Swedish interim storage facility, Clab*, Svensk Karnbranslehantering AB, Rapport R-05-62, (2006).
- [5] S. Bourganel, *Conception d'une expérience de mesure de la puissance résiduelle d'un crayon irradié : l'expérience MERCI*, thèse de doctorat de l'INPG (2002).
- [6] A. Algora, J.L. Tain, “*Decay heat and nuclear data*”, InTech, (2012).
- [7] F. Muratori, F. Nguyen, C. Le Niliot, C. Gonner, R. Eschbach, “*Modeling and sensitivity study of an experimental device for a decay heat measurement performed on an irradiated nuclear fuel sample in the very short cooling time range: the PRESTO experiment*”, Congrès Français de Thermique, Nantes 3-6 juin 2019.
- [8] J. Estrade, G. Bignan, X. Bravo, “*The Jules Horowitz Reactor: a new high performance MTR working as an international user facility in support to nuclear industry, public bodies and research institutes*”, RRFM (2015).
- [9] A. Wirgin, “The inverse crime”, arXiv, (2008).
- [10] N. Todreas, M. Kazimi, “*Nuclear Systems I: thermal hydraulics fundamentals*”, CRC Press (2012).
- [11] E. Brun et al., “*TRIPOLI-4, CEA, EDF and AREVA reference Monte Carlo code*”, Annals of Nuclear Energy (2014).
- [12] F. Muratori, F. Nguyen, C. Gonner, C. Le Niliot, R. Eschbach, “*Neutronical aspects of a decay heat measurement: the PRESTO experiment*”, The European Physical Journal Conferences (2020).
- [13] M. Le Bohec, “*Contribution du rayonnement au confort thermique et aux économies d'énergie dans l'habitat*”. Thèse de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers (2017).
- [14] J. Gaspar, “*Fluxmétrie et caractérisation thermiques instationnaires des dépôts des composants face au plasma du Tokamak JET par techniques inverses*”, thèse de doctorat de l'Aix-Marseille Université (2013).

Remerciements

Je souhaite remercier Mickaël Le Bohec pour la contribution qu'il a apportée à la modélisation du rayonnement thermique dans le cadre de ce travail.

Caractérisation thermique d'un échangeur à plaques et ailettes brasées à partir de modèles ARX

Thermal characterisation of a brazed fin exchanger using ARX model

Benoît PFORTNER*, Célien ZACHARIE, Vincent SCHICK, Denis MAILLET, Benjamin REMY

Laboratoire Énergétique et Mécanique Théorique Appliquée
2 Avenue de la Forêt de Haye BP 90161 54505 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex

*(auteur correspondant : benoit.pfortner@univ-lorraine.fr)

Résumé - Les modèles paramétriques de structure ARX expriment la relation entre une entrée $u(t)$ et une sortie $y_{mo}(t)$. L'objectif de cette étude est d'identifier expérimentalement, en régime transitoire, un modèle polynomial qui décrit la physique d'un échangeur à plaques et ailettes brasées. Ceci peut permettre, dans une étape ultérieure, de détecter, grâce à une excitation thermique transitoire, un éventuel dysfonctionnement de l'échangeur (mal-distribution de fluide, encrassement...). Nous montrons ici expérimentalement que, même si le jeu de paramètres identifiés n'est pas unique, les modèles ARX d'ordre très faible suffisent à caractériser le système.

Mots-clés : échangeurs à plaques ; modèle paramétrique ; identification de système ; méthode inverse ;

Abstract - Parametric ARX structure models express the relation between an input $u(t)$ and an output $y_{mo}(t)$. The purpose of the study is to identify, in a transient mode and in an experimentally way, a polynomial model that describes the heat transfer in a brazed aluminum heat exchanger. This could allow, in a further stage, to detect a possible malfunction of the heat exchanger (maldistribution, fouling). We show here on an experimental basis that even if the identified set of parameters is not unique, ARX models of low order are sufficient to characterize the system.

Keywords: plate and fin heat exchanger; parametric model; system identification; inverse technique;

Nomenclature

u	entrée du modèle ARX	\dot{m}	débit massique, kg/s
y_{mo}	sortie du modèle ARX	θ	température initialisée, °C
na	ordre du polynôme des sorties	$\ \cdot \ $	norme euclidienne d'un vecteur
nb	ordre du polynôme des entrées		
n	nombre total de paramètres	<i>indices et exposants</i>	
a	coefficient autoregressif	<i>hot</i>	fluide chaud
b	coefficient exogène	<i>cold</i>	fluide froid
q	opérateur retard	<i>in</i>	entrée fluide
t	temps, s	<i>out</i>	sortie fluide
T	température, °C	∞	ambient

1. Introduction

1.1. Motivation de l'étude

Les échangeurs de chaleur permettent de transférer la chaleur d'un fluide chaud vers un fluide froid. Cette technologie est utilisée dans différentes industries : chimique, agroalimentaire, nucléaire, de production énergétique. Le transfert de chaleur entre les fluides s'effectue souvent par l'intermédiaire d'une paroi solide. Un échangeur est constitué par des passes liquides qui sont séparées par des milieux solides. On décrit souvent un échangeur via son efficacité qui caractérise le flux échangé par rapport à sa valeur maximale théorique.

Plusieurs paramètres peuvent modifier les performances d'un type donné d'échangeur. En effet, l'efficacité de l'échangeur dépend de sa structure ainsi que de ses conditions de fonctionnement. C'est le cas par exemple lorsqu'un des débits massiques varie, lorsqu'un des fluides est en changement de phase, lorsque le système est mal calorifugé, ou lorsque l'appareil subit une modification structurelle.

La thermique d'un échangeur à plaque et ailettes brasées est analytiquement complexe à modéliser (couplage conducto-convectif, compétition entre la conduction longitudinale et transversale...). Cependant si le modèle de l'échangeur en fonctionnement est linéaire à coefficients indépendants du temps et s'il est soumis à une variation de température d'entrée d'un des fluides, nous avons montré [1][2][4] qu'il est alors régi par un modèle convolutif dont la réponse impulsionnelle peut être identifiée expérimentalement [3]. L'objectif de cette étude est de caractériser le comportement thermique d'un échangeur par un autre type de modèle, ici un modèle ARX (Auto Regressive model with eXternal inputs), c'est-à-dire un modèle paramétrique.

L'identification des paramètres autorégressifs et exogènes, permet par la suite de suivre l'évolution du comportement de l'échangeur en cours d'utilisation.

1.2. Présentation du modèle ARX

Un modèle ARX permet de lier une ou plusieurs variables d'état du système, aux excitations extérieures (entrées). La sortie y_{mo} est liée à l'entrée u . Dans le cas d'un modèle de type fonction de transfert (c'est-à-dire, où la sortie est un produit de convolution entre une réponse impulsionnelle et l'entrée [5]), la réponse du système est obtenue uniquement à partir de l'historique des entrées. Dans le cas d'un modèle ARX, qui est autorégressif, on complète l'historique des entrées aux na pas de temps précédents par celui des sorties aux instants présent et passés.

Un modèle ARX permet de passer d'une modélisation physique complexe à un modèle uniquement mathématique qui ne comporte que $na + nb$ paramètres.

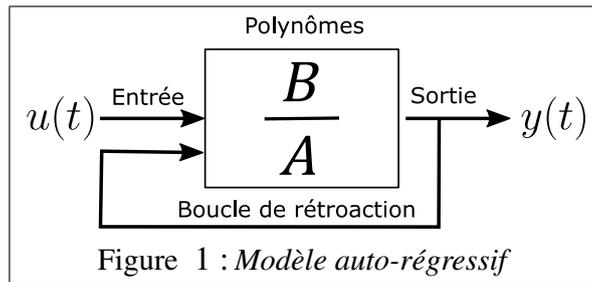
Dans le cadre de cette étude, on utilise uniquement un modèle à une entrée et une sortie. Le modèle sans retard, c'est à dire pour $n_k = 0$, s'écrit alors sous la forme :

$$y_{mo}(t) = \underbrace{- \sum_{i=1}^{na} a_i y_{mo}(t-i)}_{\text{Partie auto-regrressive}} + \underbrace{\sum_{i=1}^{nb} b_i u(t-i-n_k)}_{\text{Partie exogène}} \quad (1)$$

na est le nombre de coefficients a autorégressifs.

nb est le nombre de coefficients b exogènes.

On peut aussi représenter ce modèle sous forme de schéma bloc (Figure 1).



Les polynômes sont définis de la façon suivante, à partir de q , l'opérateur retard [6]

$$A(q) = 1 + a_1q^{-1} + \dots + a_{na}q^{-na} \quad (2)$$

$$B(q) = b_1 + b_2q^{-1} + \dots + b_{nb}q^{-nb+1} \quad (3)$$

Dans le cas de notre étude, l'entrée $u(t)$ est la température d'entrée d'un de deux fluides et la réponse du modèle y_{mo} est l'une des températures de sortie. Pour identifier le modèle ARX, c'est-à-dire pour estimer ses paramètres, on mesure l'entrée et la réponse du système dans une expérience de calibration. Ces paramètres sont ici estimés linéairement en utilisant la bibliothèque « system identification toolbox » de MATLAB [®] et en remplaçant $y_{mo}(t)$ et $u(t)$ par leurs cumuls $Y_{mo}(t)$ et $U(t)$, entre 0 et t (Équation 4, équation 5).

$$Y_{mo}(t_i) = \sum_{k=0}^i y_{mo}(t_k) \quad (4)$$

$$U(t_i) = \sum_{k=0}^i u(t_k) \quad (5)$$

Il est possible de décrire parfaitement la réponse du système lorsque le nombre de paramètres $n = na + nb$ tend vers le nombre de données mesurées. Cependant plus le nombre de paramètres est important, plus le système d'équations à inverser devient instable [7]. Il est important de définir un critère qui optimise la qualité des résidus, en fonction du nombre de paramètres recherchés, de sorte à limiter les effets de sur-ajustement.

On utilise dans le cadre de cette étude, un critère sur les résidus, (*fit*), comme indicateur de validation des paramètres d'estimation. La détermination des coefficients optimaux na, nb est réalisée sur deux expériences différentes : l'une permet d'estimer les coefficients (utilisation inverse du modèle ARX, étape dite de calibration) et l'autre expérience permet de valider le modèle (utilisation en direct du modèle ARX, étape dite de validation).

On utilise le « fit paramétrique », exprimé en pourcentage, comme indicateur de la bonne détermination des coefficients a et b . Il est défini par les équations 6 et 7

$$fit_{cold} = \left(1 - \frac{\|y_{out}^{cold} - y_{mo}^{cold}\|^2}{\|y_{out}^{cold} - \bar{y}_{out}^{cold}\|^2} \right) \cdot 100; \quad (6)$$

$$fit_{hot} = \left(1 - \frac{\|y_{out}^{hot} - y_{mo}^{hot}\|^2}{\|y_{out}^{hot} - \bar{y}_{out}^{hot}\|^2} \right) \cdot 100; \quad (7)$$

Où \bar{y}_{out}^{hot} et \bar{y}_{out}^{cold} sont les moyennes arithmétiques des températures dont on dispose, en sortie de chaque fluide.

On va ainsi calculer quatre valeurs de fit : un fit chaud et un fit froid pour la calibration et un fit chaud et un fit froid pour la validation.

Dans le cadre de cette étude, la structure du modèle ARX considéré est définie par le nombre des paramètres qu'il utilise.. Par exemple, un ARX (2, 2, 0) correspond au modèle ARX donné par l'équation 8. Le premier chiffre correspond au nombre de paramètres na , le second au nombre de paramètres nb et le dernier chiffre correspond au retard éventuel entre l'entrée et la sortie nk .

$$y_{mo}(ti) = -a_1 y_{mo}(ti - \Delta t) - a_2 y_{mo}(ti - 2\Delta t) + b_1 u(ti - \Delta t) + b_2 u(ti - 2\Delta t) \quad (8)$$

2. Présentation du dispositif expérimental

L'échangeur de chaleur que l'on souhaite caractériser est un échangeur à plaques en aluminium, dans sa forme la plus élémentaire. Sa structure est composée successivement d'une plaque d'étanchéité, d'un passage non homogène constitué d'ailettes dans lequel circule un fluide, d'une surface d'échange, puis on retrouve à nouveau un passage constitué d'ailettes dans lequel circule un autre fluide et enfin une plaque d'étanchéité (voir figure 2).

L'échangeur mesure 630 mm de long et 125 mm de large. On retrouve dans chaque passage 63 ailettes disposées longitudinalement (voir figure 3). Le fluide utilisé dans chaque passe est de l'eau que l'on fait circuler en contre-courant. La structure de l'échangeur, ainsi que sa composition (aluminium), rendent l'échangeur efficace (efficacités supérieures à 60% pour des débits 5 fois plus faibles que ceux des présentes expériences) [3]. On mesure les températures via des thermocouples de type K, en entrée *in* et en sortie *out* de chaque passe (voir figure 4). Les thermocouples sont placés juste avant les distributeurs, au plus près possible des entrées et sorties de l'échangeur, afin de caractériser uniquement le système. On dispose en outre de deux débitmètres électromagnétiques IFM® SM7000 qui sont positionnés aux entrées des passes.

Chaque entrée et chaque sortie sont reliées à des bains thermostatés. La distribution des fluides est uniforme dans les entrées et sorties (chaque conduit de diamètre 15 mm est divisé en quatre conduits de diamètre 6 mm par une nourrice alimentant ou évacuant le débit), afin de minimiser une éventuelle mal-distribution des fluides dans l'échangeur.

3. Méthode de mesure

Dans la pratique, les équipements disponibles permettent d'asservir les températures d'entrée et de contrôler les débits volumiques traversant la maquette. Pour le côté chaud, on dispose d'un bain RC 20 CP de la marque Lauda®, d'une puissance de chauffe de 2 kW. A ceci s'ajoute dans le bain, une résistance externe chauffante d'une puissance de 2 kW aussi.

Pour le côté froid, on utilise un bain JULABO® FL7006 d'une puissance de refroidissement de 7 kW.

La première étape est de fixer les consignes de température dans les bains : $T_{in}^{hot} = T_{in}^{cold} = 20^\circ C$. Une fois que les températures sont fixées, on règle manuellement les débits via l'utilisation d'une vanne : $\dot{m}_{cold} = \dot{m}_{hot} = 5,23 \text{ L/min}$.

La seconde étape est d'attendre que l'échangeur atteigne un régime permanent. Dans un modèle ARX à une entrée, il est important de n'avoir qu'une seule source de chaleur, qui soit

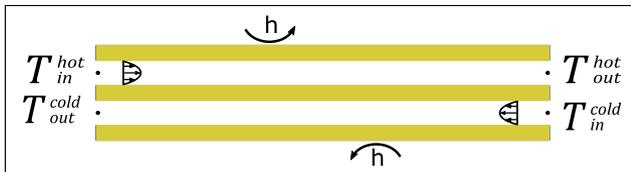


Figure 2 : Coupe longitudinale de l'échangeur

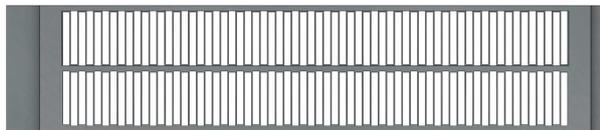


Figure 3 : Coupe transversale de l'échangeur

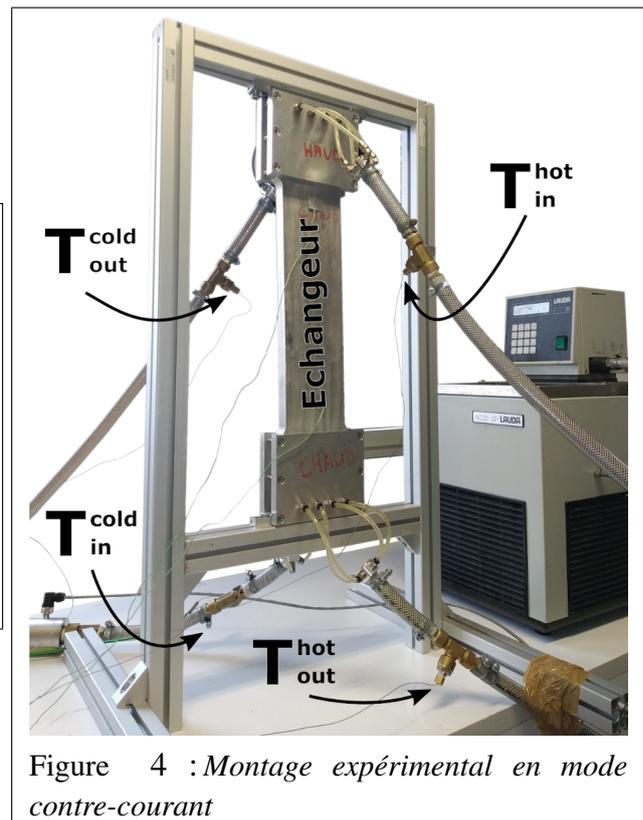


Figure 4 : Montage expérimental en mode contre-courant

de plus nulle aux instants précédant son activation. Pour assurer cette condition on s'assure que les températures aux quatre entrées/sorties n'évoluent pas dans le temps avant la perturbation de température d'entrée du fluide chaud et on remplace chacune de celles-ci, appelée ici $T(t)$ par sa variation $\theta(t) = T(t) - T(t = 0)$ par rapport à sa valeur initiale.

Pour la troisième étape, à $t(0)$ on augmente de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ la consigne du bain thermostaté qui régule la température du fluide chaud. La variation de la température $T_{in}^{hot(t)}$ doit être de nature différente suivant les manipulations, afin de s'assurer que l'on caractérise bien l'échangeur. Dans le cas de la calibration, une résistance chauffante de 2000 W a été ajoutée dans le bain thermostaté du fluide chaud. La température de consigne du bain thermostaté du fluide froid reste identique, afin de n'avoir qu'une seule excitation du système. L'évolution des quatre thermogrammes est enregistrée via un boîtier d'acquisition avec un pas de temps $\Delta t = 1\text{ s}$. On s'assure aussi que les débits restent constants en enregistrant leurs valeurs aux mêmes intervalles de temps que précédemment.

On retrouve, dans le tableau 1, les consignes, en températures et débits, de l'expérience de calibration dans les colonnes de gauche et les consignes en débits et températures dans les colonnes de droite pour l'expérience de validation.

Remarquons que pour chacune des 2 expériences, les températures d'entrée de chaque fluide sont différentes de $2\text{ }^{\circ}\text{C}$, même si elles sont stables avant excitation, le champ de température n'est pas uniforme.

4. Résultats

Deux expériences ont été effectuées. La première permet de calibrer l'ensemble des coefficients a et b des polynômes caractéristiques de l'échangeur. La seconde valide l'utilisation de ces coefficients en s'assurant que le modèle $y_{mo}^{hot/cold}$ est indépendant de la nature de la pseudo

	Calibration		Validation	
	Hot Inlet	Cold Inlet	Hot Inlet	Cold Inlet
Débit (L/min)	5,23	5,23	5,23	5,23
Températures initiales ($^{\circ}C$)	21,3	19,0	21,4	19,0

Tableau 1 : Débits et températures initiales

source $u(t) = \theta_{in}^{hot}$: un jeu de coefficients peut permettre de trouver la bonne sortie sur une expérience et dans le même temps, être incapable de reproduire la réponse pour une autre excitation. L'écart type du bruit de mesure sur chacune des 4 variations de températures d'entrée ou sortie, estimé sur un peu moins d'une centaine de points avant l'excitation, s'échelonnent entre 0,04 K et 0,10 K pour les deux expériences.

Au cours des deux expériences, la température d'entrée du fluide froid n'est pas tout à fait constante. On a constaté une légère oscillation parasite : lorsque l'excitation du fluide chaud débute, la régulation de la température du fluide froid ne s'enclenche pas immédiatement et θ_{in}^{cold} varie légèrement. Donc on se trouve en présence d'une seconde source, qu'on va cependant considérer comme négligeable ici.

La figure 5 représente la simulation de l'ARX calibrée. Sur le graphique, on retrouve la pseudo source d'excitation (en représentation continue), les réponses mesurées du système (en représentation continue aussi) et les réponses simulées via les modèles ARX (représentation discrète). La figure 6 représente la simulation des sorties de l'ARX sur une autre expérience (Validation).

La figure 7 et la figure 8 présentent les mêmes simulations que la figure 5 et la figure 6, avec un nombre bien plus important de paramètres ($n = na + nb$).

En toute rigueur, les mesures réelles des températures utilisées dans les modèles ARX sont discrètes en temps. Pour une plus grande lisibilité, nous avons choisi de les représenter en continu.

Les résultats des estimations sont référencés dans le tableau 2 pour l'ARX côté chaud et dans le tableau 3 pour l'ARX côté froid

ARX (na, nb, 0)	ARX chaud	
	Calibration	Validation
ARX (1, 2, 0)	98,67 %	98,68 %
ARX (16, 1, 0)	98,34 %	98,65 %

 Tableau 2 : Tableau du fit paramétrique entre y_{mo}^{hot} et T_{out}^{hot}

ARX (na, nb, 0)	ARX froid	
	Calibration	Validation
ARX (1, 9, 0)	94,58 %	94,75 %
ARX (25, 5, 0)	95,19 %	96,26 %

 Tableau 3 : Tableau du fit paramétrique entre y_{mo}^{cold} et T_{out}^{cold}

Un modèle ARX permet d'identifier le comportement thermique instationnaire d'un échangeur, dans une configuration donnée (position des capteurs, débit, état initial...). Le modèle ne doit pas identifier le bruit de mesure, il doit être uniquement sensible au signal : il est nécessaire de ne pas surajuster le nombre de paramètres. Les modèles avec peu de paramètres (3 dans le cas

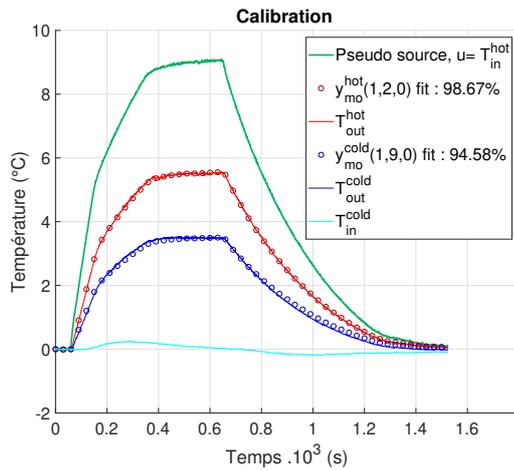


Figure 5 : Thermogrammes de calibration, $n=3$ paramètres côté chaud, $n=10$ paramètres côté froid

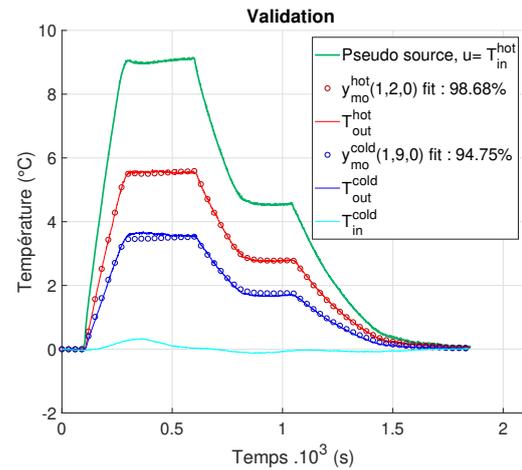


Figure 6 : Thermogrammes de validation, $n=3$ paramètres côté chaud, $n=10$ paramètres côté froid

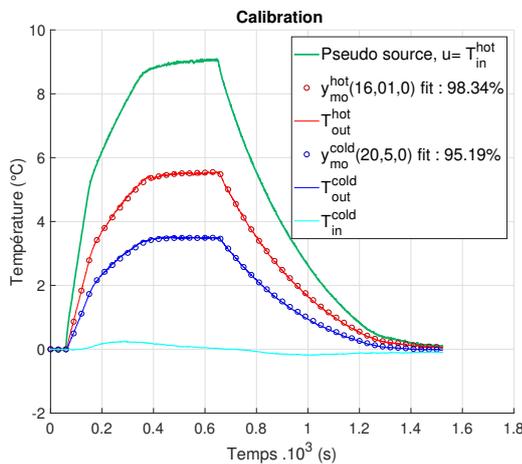


Figure 7 : Thermogrammes de calibration, $n=17$ paramètres côté chaud, $n=25$ paramètres côté froid

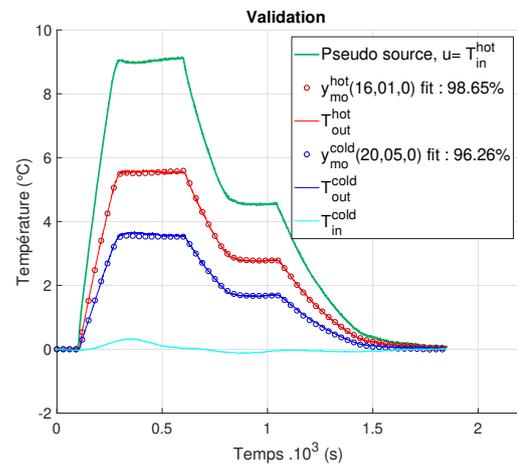


Figure 8 : Thermogrammes de validation, $n=17$ paramètres côté chaud, $n=25$ paramètres côté froid

de l'ARX chaud, 10 dans le cadre du fluide froid), c'est à dire des modèles qu'on qualifie de "parcimonieux", sont suffisants, et apportent de la robustesse.

Le choix de prendre un modèle à une entrée et une sortie est pertinent pour l'ARX chaud, car visuellement, y_{mo}^{hot} reproduit très bien le signal de θ_{out}^{hot} . On peut améliorer la qualité du fit_{hot} et se rapprocher de 100% en diminuant le bruit de mesure.

Pour l'ARX froid, la seconde pseudo source (la faible variation de θ_{in}^{cold} , de l'ordre de $0,4^{\circ}C$), a une influence non négligeable : elle perturbe la réponse de l'ARX (fit_{cold}). Pour améliorer la qualité de la réponse, on pourrait choisir un modèle à deux entrées et inclure ainsi la seconde pseudo source θ_{in}^{cold} . Une éventuelle variation de température ambiante T_{∞} pourrait également contribuer à la présence de ce biais.

5. Conclusion

Dans cette étude, nous avons utilisé des modèles paramétriques de structure ARX pour caractériser un système, en l'occurrence un échangeur de chaleur à plaques et ailettes brasées en contre courant. Ces modèles ont été ici validés du fait de la qualité de cette caractérisation quantifiée par un indicateur, le fit paramétrique. Cette caractérisation peut être affinée en travaillant sur un modèle à deux entrées pour l'ARX froid, afin de rapprocher la sortie du modèle de la réponse réelle. L'ensemble du système (écoulement fluidique et matière solide) se comporte bien comme un système linéaire à coefficients invariants en temps (LIT) et ce, même si le champ de température dans le système n'est pas initialement uniforme. Ceci sera prochainement utilisé pour appliquer une caractérisation utilisant des modèles convolutifs et non plus paramétriques sur les mêmes mesures.

Dans une configuration donnée, la maquette a été caractérisée thermiquement par des modèles de structure ARX. Un autre objectif sera de modifier la structure de l'échangeur afin d'observer une potentielle divergence des réponses de l'ARX, traduisant un non-respect des hypothèses LIT (variation de débit, encrassement...).

Références

- [1] W. Al Hadad, D. Maillet, Y. Jannot, (2018) Experimental transfer functions identification : Thermal impedance and transmittance in a channel heated by an upstream unsteady volumetric heat source, *Int. J. Heat Mass Transf.* 116 (January) 931–939.
- [2] W. Al Hadad, D. Maillet, Y. Jannot, V. Schick, Inverse conduction and advection in a flat channel with transient external thermal excitation and observation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127 (2018) 362-372
- [3] W. Al Hadad, V. Schick, B. Pfortner, D. Maillet. Identification expérimentale des réponses impulsionnelles en sortie d'un échangeur à une variation de température d'entrée d'un des fluides. Actes, Congrès de la société française de thermique 2019, 545-552, Nantes, 2019
- [4] Al Hadad, W., Schick, V., Maillet, D. (2019). Fouling detection in a shell and tube heat exchanger using variation of its thermal impulse responses, *Applied Thermal Engineering*, 155 : 612-619
- [5] Ozisik, M. N., *Heat Conduction*, 2nd ed., John Wiley and Sons, New York 1993, ISBN : 0-471-53256-8
- [6] L. Ljung, *System Identification second edition* : Prentice-Hall, Upper Saddle River, NU, 1999.
- [7] D. Maillet, Y. Jarny, and D. Petit. (2014a). Problèmes inverses en diffusion thermique : Formulation et résolution du problème des moindres carrés. *Techniques de l'ingénieur – Transferts thermiques*

Remerciements

Les auteurs remercient la région Grand Est, ainsi que le Fonds européen de développement régional pour leurs contributions financières au projet.



UNION EUROPÉENNE
Fonds Européen de Développement Régional

Estimation of the heat source parameters during the deposition of SS316L wire with GMAW-CMT process: application to additive manufacturing.

Camille CAMBON, Sébastien ROUQUETTE*, Issam BENDAOU, Fabien SOULIÉ

LMGC, Univ. Montpellier, CNRS, Montpellier, France.

(*Corresponding author : sebastien.rouquette@umontpellier.fr)

Abstract: A wire and arc additive manufacturing process is presented. The heat source used to melt the stainless steel 316L wire is provided with a CMT-GMAW generator. A heat transfer modelling and simulation of the deposition is presented. The heat source is modelled with a double ellipsoid. Two parameters of the heat source require to be estimated. These parameters have been estimated to 0.671 for the GMAW efficiency and 2.1 mm for the Gaussian distribution. The calculated temperature field will be used for further mechanical computations in the aim to get the residual stress field.

Keywords: wire and arc additive manufacturing; Gas Metal Arc Welding; heat transfer modeling; Levenberg-Marquardt.

Nomenclature

e thickness [m]	a, b semi-axis of 2D ellipsoid
\mathbb{R}^3 Euclidian space	Greek symbols
\vec{x} vector	Ω geometrical domain
t time variable [s]	$\rho_{(T)}$ Mass density [kg.m^{-3}]
$T_{(\vec{x},t)}$ temperature [K]	λ_T Heat conductivity [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
$C_p(T)$ Specific heat [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]	∂ Partial derivative
$h_{(T)}$ Convective heat transfer coefficient	ϵ Coefficient of emissivity
[$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$]	σ Stefan's constant [$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$]
I welding current [A]	η Efficiency of welding process
U welding tension [V]	

1 Wire and arc Additive manufacturing challenges

Wire + Arc Additive Manufacturing (WAAM) process allows producing metallic parts by melting a wire given with an electric heat source and stacking up the deposits one after the other vertically. The Additive Manufacturing (AM) processes are a promising alternative to traditional subtractive machining processes. The advantages are complex and/or large geometries, raw material savings, cheap industrial plant, straightforward health and safety matter, high deposition rate ($\sim 300 \text{ cm}^3/\text{h}$) in comparison to other AM processes using metallic powders (such as Selective Laser Melting or Electron Beam Melting ones with deposition rates up to $15 \text{ cm}^3/\text{h}$) [1,2]. Nevertheless WAAM parts present high level of tensile residual stresses and inherent distortions inherent due to the process used to melt the wire especially with Gas Metal Arc Welding (GMAW) sources [3]. Mechanical properties and life cycle of Wire + Arc Additive Manufacturing parts rely on their induced residual stresses. Post manufacturing heat or mechanical treatments are currently investigated for reducing the tensile stresses [4]. Distortions and residual stresses are affected by the process parameters such as deposition energy (U, I), deposition speed, deposition pattern... We are investigating the effect of these process parameters (deposition speed and energy) on the final residual

stress field and distortions by carrying out both numerical and experimental approaches. The experimental approach consists in a simplified case for getting measurements such as electric signals (U , I), local temperatures, local displacement and images of deposition with high speed camera. These measurements are used for validating the numerical approach. The numerical study consists in a thermo-mechanical simulation of the experimental case in order to get the residual stress field. In this communication, the thermal problem is only considered as the solution of the mechanical problem relies totally on the accuracy of the thermal one.

Thermal modelling and simulation of arc welding processes have been extensively studied since the theory of moving heat sources of Rosenthal in 1946 [5]. Nowadays, it is common to perform complex simulations of arc welding such as GMAW one including fluid flow and electro-magnetics or mechanics and metallurgy [6,7]. Furthermore, the geometry of the deposit can be considered totally at the beginning of the simulation [7] or resized at each time step [8]. In this work, we focused on the thermal problem in order to compute accurately the temperature field before using it in the mechanical simulation. The heating is due to the electric arc and this one is modeled with a double ellipsoid expression in the thermal problem [9]. As the power input is known (U , I), two heat source parameters require to be estimated: process efficiency and Gaussian distribution. These two parameters are estimated by solving an inverse heat transfer problem regularized with Levenberg-Marquardt method [10]. Firstly, we define the studied experimental case. Then the considered geometry and the thermal modeling are presented. The inverse heat transfer problem is stated and solved with numerical tests in order to prove its robustness and reliability. Then the two heat source parameters are estimated from one set of measured temperatures.

2 Wire and arc Additive manufacturing facility

The Wire + Arc Additive Manufacturing facility consists of a Fronius CMT-GMA Welding generator with its welding torch fitted onto a six axis KUKA robot (1 in Figure 1). The CMT-GMAW is used to drive the wire and melt it. The Additive Manufactured samples are made by overlaying a new deposit upon the previous one as drawn in Figure 2. The Additive Manufactured samples are deposited on a base plate (2 in Figure 1) made of same material as the wire: Stainless Steel 316L (SS316L).

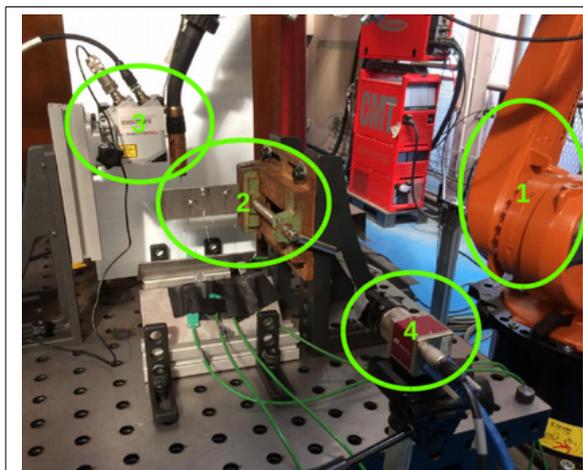


Figure 1 : WAAM equipment suited with acquisition systems.

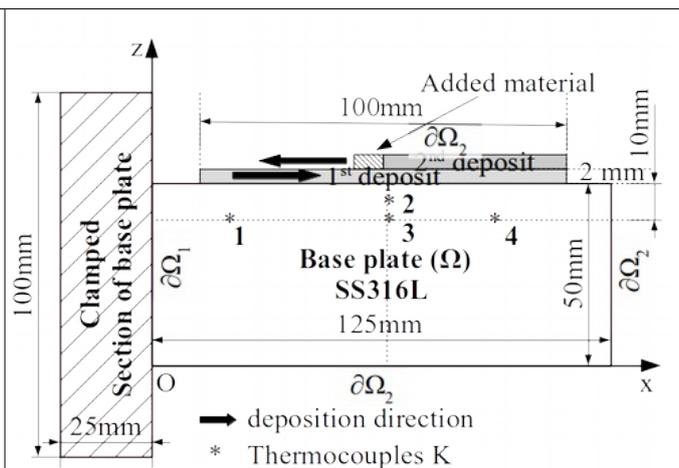


Figure 2 : schematization of base plate and overlaid deposits.

The deposition procedure is monitored in real time: electric signals are recorded at 30 kHz frequency as presented in Figure 3. Five type K thermocouples, 0.5 mm diameter, are inserted 2 mm into the base plate at a 20 Hz frequency, a laser sensor (3 in Figure 1) measures the displacement of the base plate extremity ($x = 125$ mm) and a speed camera records the weld pool zone (4 in Figure 1). The electric signals, displayed in Figure 3, are a feature of Cold

Metal Transfer – Gas Metal Arc Welding allowing melting metal at low energy. The averaged experimental values are $\tilde{U} = 11.8$ V and $\tilde{I} = 106.5$ A.

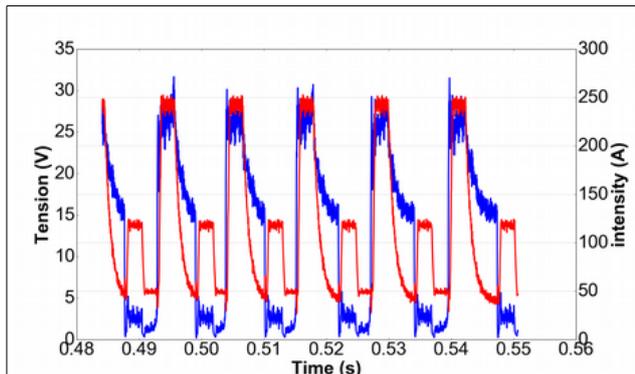


Figure 3 : sample of welding tension and intensity (respectively in blue and red).

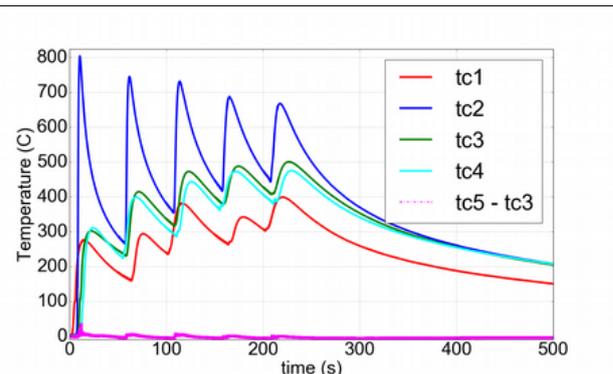


Figure 4 : measured temperatures for 5 overlaid deposits.

The temperature is measured at 5 different locations of the base plate as shown in Figure 2. The time evolution of the temperatures presents 5 peaks corresponding to the 5 deposition passes. A pause of about 35s is realised between each passes. Let's remark, that thermocouples n°3 and 5 were positioned at the same vertical and horizontal location but on opposite sides of the base plate. The curves match quite well as shown in Figure 4 by plotting the difference between tc5 and tc3. This result confirms the assumption of thin plate for the heat transfer modelling. During the 1st deposition, the heating rate is about 302 K/s and the cooling is -30 K/s. After the 5 deposits, the cooling rate is -1.3 K/s between 300 s and 500 s.

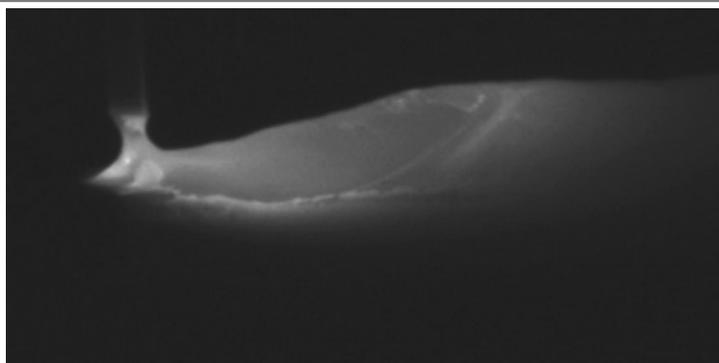


Figure 5 : view of the weld pool during the 1st deposit with a SS316L wire of 1.2 mm diameter.

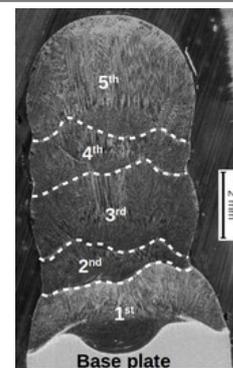


Figure 6 : macrography of the 5 deposits realized at $x \sim 64$ mm.

The weld pool length and penetration have been estimated from Figures 5 and 6. The weld pool length was 11-12 mm and the penetration was 1.2 mm. The width of the 5 deposits is about 5 mm, see Figure 6. The 5 passes are clearly visible on the macrography. The passes 1, 3 et 5 were made in the (Ox) direction while 2 and 4 were done in the opposite direction to (Ox). It is noticed that passes 2 & 4 are almost remelted by the next one. This behavior has been observed on two other macrographies done at $x \sim 45$ mm and 89 mm. The length of each deposit varied in the range 103-105 mm.

In what follows, we are focusing on the heat transfer modelling of the 1st deposit in the time interval [0 s; 50 s]. An accurate simulation of the heat transfer of this experiment is necessary as the thermal field is used in a mechanical simulation in order to calculate the residual stresses in AM sample.

3 Heat transfer modelling and finite elements analysis

Let's define the studied domain without the clamped section (hatched one) as depicted in Figure 2. The BP sizes are $125 \times 50 \times 6$ mm³. A 2D study is carried out as the thickness is

smaller than the others dimensions. The BP and 1.2 mm wire are made of SS316L. The height of the deposits was varying between 1.9-2.0 mm height. Then, a 2 mm height is used.

Let's define firstly the heat conduction equation with a heat source term:

$$\rho C_p^{eq} \cdot \frac{\partial(T)}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = Q_{(\vec{x},t)} - \frac{h}{e}(T - T_{amb}) + \frac{\varepsilon \sigma}{e}(T^4 - T_{amb}^4) \quad \text{in } \Omega \times I \quad (1)$$

with $\vec{x}=(x, z)$ and $\vec{x} \in \Omega$, I is the time interval and $T=T(\vec{x}, t)$ is the temperature field. $Q(\vec{x}, t)$ is a volume heat source describing the absorbed electric energy by the BP and deposit. ρ , C_p^{eq} et λ are respectively the density, the specific heat and the heat conductivity of SS316L [9], they are temperature dependent. Radiative and convective losses on the lateral sides are taken into account in (1).

Two boundary conditions are associated to (1):

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = R_{clamp}(T - T_{amb}) \quad \text{on } \partial \Omega_1 \times I \quad (2)$$

with an estimated thermal contact resistance R_{clamp} due to the clamped section of BP.

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = h(T - T_{amb}) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \quad \text{on } \partial \Omega_2 \times I \quad (3)$$

where h is the coefficient of convective exchange set to 15 W/m²°C and ε is the emissivity of SS316L set to 0,5. The initial condition is set equal to the laboratory ambient temperature:

$$T_{(\vec{x}, t=0s)} = T_{amb} \approx 293 K \quad (4)$$

The volumetric heat source expression is described with a double ellipsoid as proposed by Goldak [10]. Its expression is modified for 2D purpose as:

$$Q_{(\vec{x}, t)} = \frac{3 \cdot \eta \cdot \tilde{U} \cdot \tilde{I} \cdot f_i}{a \cdot b \cdot \pi \cdot e} e^{-3 \frac{[x+v(\tau-t)]^2}{a^2}} e^{-3 \frac{z^2}{b^2}} \quad (5)$$

with f_i is shape factor [10]. In front of the heat source, $f_i=f_{front}=0.4$ and at the rear $f_i=f_{rear}=1.6$ such as $f_f+f_r=2$ and $f_f/a_f=f_r/a_r$. This last relation is required for some mathematical continuity purpose so $f_f=2a_f/(a_f+a_r)=2-f_r$. a_i and b are the Gaussian distribution parameters of (5) knowing that $a_f=b/2$ and $a_r=2 \cdot b$. e is the base plate thickness that is equal to 6 mm.

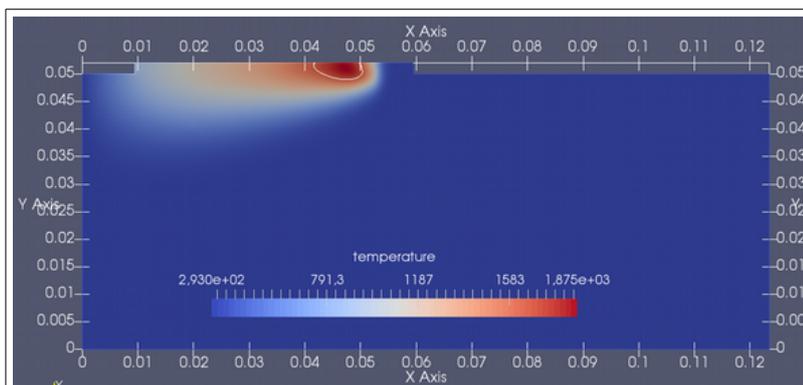


Figure 7: temperature field at $t \sim 6s$. The weld pool shape is given with the white line ($T=1653 K$).

Figure 7 presents the temperature field calculated at $t \sim 6s$. The calculated weld pool length is about 9.5 mm against 11-12 mm from Figure 5. The weld pool penetration is about 1mm. The maximum temperature is reached in the weld pool with 1875 K. Most of the base plate is not yet affected thermally.

parameter	\tilde{I} (A)	\tilde{U} (V)	V_s (mm/s)	η	b (mm)	δt (s)	δx ** (mm)	h (W/m/K)
Valeur	106.5 (119*)	11.8 (13.5*)	7	0.75	3.7	0.05	0.4	25

Table 1 : main parameters used in the simulation. * values given by the manufacturer. ** minimum space size used in the deposit and 3 mm under it.

The set of equations (1) to (5) is solved with a finite element analysis. The free software Elmer CSC has been used (<https://www.csc.fi/web/elmer>). The values of the different parameters used in the simulation are shown in Table 1. The deposit length is divided into 10 sub-deposits which are activated along the simulation. A python program manage the transfer of the temperature field between the geometries (for the update the deposit length). The previous temperature field is projected on the new mesh as initial temperature condition.

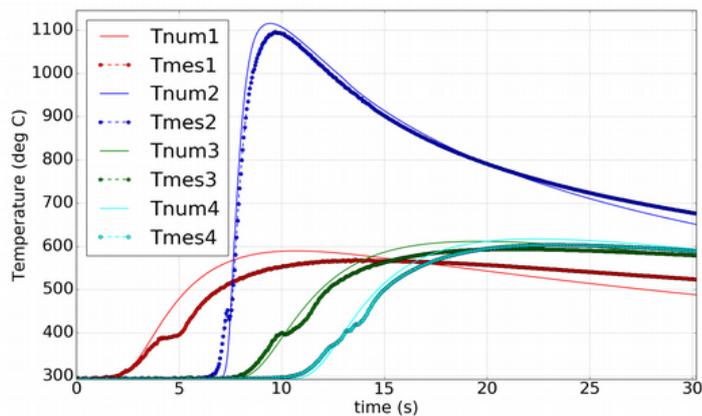


Figure 8: comparison between numerical and measured temperatures at 4 points.

Some discrepancies are noticed between the calculated and measured temperatures, see Figure 8. This is mainly due to the inaccurate knowledge of the two heat source parameters η and b . Indeed, other sources of errors such as weak thermal contact between thermocouples and base plate, accuracy of thermophysical properties introduce some differences between the numerical and experimental temperatures.

In the next section, an inverse problem is stated in order to estimate the two unknown parameters of the heat source: Gas Metal Arc Welding efficiency η and Gaussian distribution b .

4 Inverse heat transfer problem and numerical resolution

4.1 Inverse heat transfer formulation

The IHTP general formulation is written as:

Find the unknown vector $\bar{p} = \{\eta, b\}$ such that the measured temperatures $Y_{mes}(t)$ equal the calculated temperatures $T_{num}(\vec{x}, t)$ at each sensors located at point x_i with $i = 1, \dots, n_s$ and for any time steps t_j with $j = 1, \dots, n_t$

Let's introduce a quadratic criterion (or also called objective function) [10]:

$$S(\bar{p}) = \frac{1}{2} [Y_i - T_i]^T W [Y_i - T_i] \quad (6)$$

Thus, a second formulation of the inverse problem is stated:

Find the vector $\bar{p} = \{\eta, b\}$ which minimizes the cost function $S(\bar{p})$

4.2 Sensitivity analysis

Details of this method are given in [10]. Only some key points of this method are presented hereafter. The Levenberg-Marquardt method is associated to an iterative procedure and the unknown vector $\bar{p} = \{\eta, b\}$ is computed after each iteration $k+1$ as follows:

$$\bar{p}^{k+1} = \bar{p}^k + [(J^k)^T W J^k + \mu^k \Omega^k]^{-1} [(J^k)^T W (T_i(\bar{p}^k) - Y_i)] \quad (7)$$

with $J(\bar{p})$ is the sensitivity matrix which is defined as the transpose of the term $\partial T_i(\bar{p}) / \partial \bar{p}$. The elements of the sensitivity matrix are called the sensitivity coefficients. The sensitivity coefficients are the first derivative of the estimated temperature with respect to the unknown parameters $\bar{p} = \{\eta, b\}$. μ^k is a positive scalar which is introduced to prevent that the matrix $J^T J \approx 0$ is ill-conditioned near the initial guess. Ω^k is a diagonal

matrix. The damping parameter μ^k is large at the beginning of the iterative procedure (and the method is like the steepest descent method) then it decreases when the procedure progresses to the solution (and the method tends to the Gauss method). W is a diagonal matrix where its diagonal elements are given by the inverse of the standard deviation of the measurement errors.

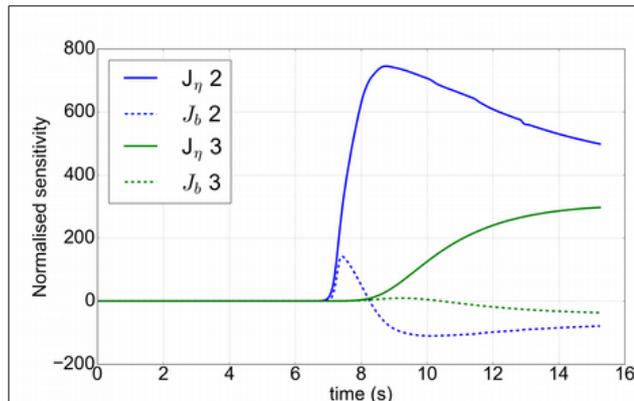


Figure 9: evolution of the normalised sensitivity coefficients at sensors 2 and 3 for η and b .

A sensitivity study has been carried out in order to determine when the measured temperatures Y_i (according to each sensor) are relevant for the estimation procedure. Each parameter of $\bar{p}=\{\eta, b\}$ have been analysed. A finite difference scheme has been used to determine the sensitivity coefficients. The sensitivity coefficients of efficiency parameter η are obtained as follows : $J_i(\eta) = \frac{T_i(\eta+\epsilon) - T_i(\eta-\epsilon)}{2\epsilon}$.

The evolution of the normalised sensitivity (e.g. $\eta \cdot J_i(\eta)$) is displayed in Figure 9 for 2 sensors only. Obviously, the sensitivity remains null till the sensor is subjected to the heating so from times greater than 7 s for sensor 2 (8 s for sensor 3). The normalised sensitivity of parameter b is about 5 times lower than the one of parameter η . The parameter b will be more difficult to estimate accurately. The sensitivity of both parameters is almost constant, with time, after $t > 11$ s so data after this time are not really relevant for the estimation. Finally, the useful time interval at sensor 2 is defined between 7 s and 12 s. The same analysis was performed at the 3 other sensors. These results are summarized in Table 2. The time interval of the simulation is also limited to 15s as further data is not relevant.

	Thermocouple 1	Thermocouple 2	Thermocouple 3	Thermocouple 4
Position (mm)	(19.5; 40)	(61.5 ; 46.5)	(61.3 ; 39.5)	(81.5 ; 39.8)
Time interval (s)	~ 2-7	~ 7-12	~ 8-14	~ 11 -15

Table 2 : position of 4 thermocouples and relevant time interval for the estimation.

4.3 Numerical tests

Three numerical tests have been performed in order to validate the inverse procedure. The cases 1 & 2 were initialized with different initial guess for $\bar{p}=\{\eta, b\}$ while the 3rd case used noised input data (3% of exact input temperature used for cases 1 & 2) The exact input data were obtained from a simulation with $\eta=0.85$ and $b=3.6$ mm). The results are presented in Table 3.

	Quad. criterion initial / final	Standard deviation $\pm\sigma$	Efficiency initial / final	b (mm) initial / final
Case 1	$5.39 \times 10^5 / 3.6 \times 10^{-3}$	0	0.99 / 0.85	1.35 / 3.6
Case 2	$6.63 \times 10^6 / 3.1 \times 10^{-3}$	0	0.1 / 0.85	10 / 3.6
Case 3 (noised)	$1.72 \times 10^6 / 9.8 \times 10^3$	10.8	0.5 / 0.8539	6 / 3.649

Table 3: results of numerical test carried out in order to validate the inverse procedure.

The 3 cases converged to the values $\eta=0.85$ and $b=3.6$ mm. The 3rd case converged to the exact values correctly with low errors on the two estimates (due to the noise added to

the exact input data). The error on the estimate of the efficiency is lower to 0.5% while the error on the estimate of Gaussian distribution is lower than 1.4%. This last parameter is the most difficult to estimate as a conclusion of the sensitivity analysis.

5 Estimation of the experimental heat source parameters

The measured temperatures at sensors 2, 3 and 4 were used. The data from sensor 1 prevented a realistic estimation of the two parameters. An investigation of the boundary condition applied on boundary $\partial\Omega_1$ with a thermal contact resistance (in order to replace the missing part of the base plate) led to inaccurate computed temperature at sensor 1. The comparison was done numerically with the real geometry of the baseplate. The convective exchange coefficient has been investigated as well with using values from 15 W/m/K to 150 W/m/K. The 15 W/m/K value led to better results during the cooling between 15s and 30s of measured temperature in Figure 8.

Performing the inverse problem with the 4 thermocouples led to unrealistic parameters for $\bar{p} = \{\eta, b\}$. The Gaussian distribution was especially affected with large value: about 4.mm. The efficiency was also higher. The calculated temperatures at sensors 1, 3 and 4 matched well the experimental ones while the calculated temperature at sensor 2 was totally underestimated. Furthermore, the maximum temperature into the deposit never overtook the melting temperature (1658 K).

	Quad. criterion initial / final	Average standard deviation $\pm\sigma$	Efficiency initial /final	b (mm) initial / final
Experimental case	9.24e6 / 1.07e-5	28.1	0.4/ 0.671	7 / 2.1

Table 4: results of the estimation with experimental data.

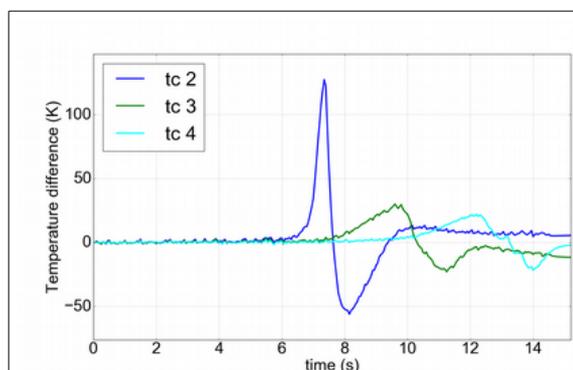


Figure 10: evolution of temperature residual $(T_{mes} - T_{num})(t)$.

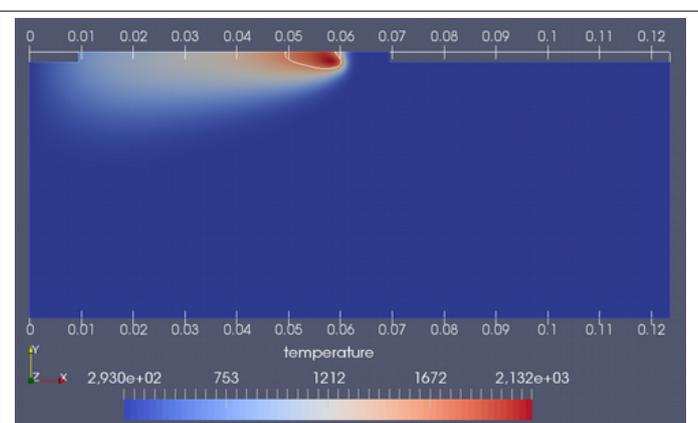


Figure 11 : Calculated temperature field at $t \sim 7.3s$.

Thus, we used only sensors 2, 3 and 4 as they were far from this boundary. The results of the estimation done with sensors 2, 3 and 4 are presented in Table 4. The process efficiency and Gaussian distribution are estimated to 0.671 and 2.1 mm respectively. The average standard deviation is ± 28 K. Nonetheless the maximum temperature residual, up to 120 K, is reached at sensor 2 as presented in Figure 10. The sensor 2 experienced the highest measured temperatures with a maximum of 1100K. Figure 11 displays the obtained temperature field. The weld pool sizes are 11 mm for its length and 1.3 mm for its penetration quite close to the ones observed experimentally.

6 Conclusions

In this communication, a wire and arc additive manufacturing process is presented. This process uses a specific gas metal arc welding generator: the Cold Metal Arc. This work is dedicated to the heat transfer analysis occurring during the deposition of molten SS316L wire. Several deposits are overlaid upon the last one. Thus, a heat transfer modelling is presented and a finite element analysis is done. As the calculated temperatures do not match the experimental ones, an inverse heat transfer problem is stated and solved. Two parameters are estimated: the welding process efficiency was evaluated to 0.671 and a Gaussian distribution b was assessed to 2.1 mm. During this inverse procedure, it appeared that temperature from one sensor prevented any realistic estimates. The problem is due to a wrong boundary conditions used to model the clamping part of the base plate.

The final aim of this work is to use the calculated temperature field into a mechanical computation in order to predict the final distortions and residual stresses of the sample.

References

- [1] I. Tabernero, A. Paskual, P. Álvarez, A. Suárez, Study on Arc Welding processes for High Deposition Rate Additive Manufacturing, *Procedia CIRP* 68, (2018) 358–362.
- [2] D. Ding, Z. Pan, D. Cuiuri, H. Li, Wire-feed additive manufacturing of metal components: technologies, developments and future interests, *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, 81, (2015) 465-481.
- [3] P. Colegrove, C. Ikeagu, A. Thistlethwaite, S. Williams, T. Nagy, W. Suder, A. Steuer and T. Pirling, Welding process impact on residual stress and distortion, *Science and Technology of Welding and Joining*, 14, (2009) 717-725.
- [4] F. Martina, M. Roy, B. Szost, S. Terzi, P. Colegrove, S. Williams, P. Withers, J. Meyer & M. Hofmann, Residual stress of as-deposited and rolled wire + arc additive manufacturing Ti–6Al–4V components, *Materials Science and Technology*, 32, (2016) 1439-1448.
- [5] D. Rosenthal, The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments, *Transactions of ASME*, (1946) 849:866.
- [6] J. Hu, H.L. Tsai, Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 50, (2007) 833-846.
- [7] H.P. Manurung, N. Lidam, R. Rahim, Y. Zakaria, R. Redza, S. Sulaiman, G. Tham, Welding distortion analysis of multipass joint combination with different sequences using 3D FEM and experiment, *International Journal of Pressure Vessels and Piping* 111, (2013) 89-98.
- [8] J. Ding, P. Colegrove, J. Mehnert, S. Ganguly, P.M. Sequeira Almeida, F. Wang, and S. Williams, Thermo-mechanical analysis of Wire and Arc Additive Layer Manufacturing process on large multi-layer parts, *Computational Materials Science* 50, (2011) 3315-3322.
- [9] K.C. Mills. *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*, Woodhead Publishing Series in Metals and Surface Engineering (2002).
- [10] J. Goldak, A. Chakraverti, M. Bibby. A new finite element model for welding heat sources, *Metallurgical Transactions B*, 15B, (1984) 299-305.
- [11] Ozisik N. M., and Helcio R. B. Orlande, *Inverse heat transfer fundamentals and applications*, Taylor and Francis, New York (2000).

leur/récupérateur de rayonnement dans des systèmes de valorisation des chaleurs fatales entre 600 et 1200 °C. La mise en œuvre de ces mousses dans de tels dispositifs nécessite de s'intéresser à l'étude du transfert couplé conduction/convection forcée. L'intégration de modèles radiatifs et la caractérisation de ces milieux à haute température a fait l'objet d'une étude antérieure [1].

La littérature associée à la modélisation et/ou la caractérisation des propriétés liées au transport en milieu poreux est riche [2, 3]. Cependant, elle est aussi très variée quant au choix des modèles développés, des expériences réalisées, des propriétés structurales du milieu hétérogène, de la phase fluide utilisée ou encore des gammes de vitesse/températures étudiées. Généralement, ce type d'étude est mené de façon empirique et sa finalité est de proposer une corrélation entre la propriété conducto-advective estimée et les données du problème traité. Ces études montrent le lien très fort entre la géométrie du problème, les propriétés structurales du milieu poreux et les propriétés caractérisées.

La grande majorité des études actuelles s'applique à l'étude de milieux granulaires comme les lits de billes mono-disperses et s'intéresse à un transport air ou liquide. Cette configuration a fait l'objet de travaux approfondis au LEMTA [4, 5, 6]. Cela a permis le développement et la validation des connaissances liées à la modélisation, la mise en place de l'expérience ainsi que la métrologie thermique adaptée.

Cependant, en raison de la différence structurale et organisationnelle de la matrice solide, les propriétés thermiques équivalentes décrivant un lit de billes ou décrivant une mousse céramique réticulée sont très différentes. Cela est, par ailleurs, mis en évidence dans les travaux de Hutter et al. [7]. Dans une démarche de développement d'outils de modélisation et d'identification des paramètres permettant la description de transferts multi-physiques associés aux mousses céramiques, nous avons mis en place une procédure de caractérisation complète et adaptée aux milieux d'intérêt.

Tout procédé de caractérisation reposant sur le triptyque : expérience, modèle et inversion, cet article est organisé suivant cette logique. Premièrement, nous présenterons l'expérience développée, les différents éléments la constituant et la métrologie utilisée. Ensuite, nous expliciterons la modélisation adoptée ainsi que la résolution du problème. Enfin, les résultats d'inversion obtenus sont présentés.

2. Expérience

Comme représenté sur la Figure 1, le banc expérimental est constitué de 5 sections de mousses céramiques SiC (porosité 85 % taille de pore nominale 3.2 mm) de longueur 200 mm et de diamètre 50 mm. Afin d'assurer l'imperméabilité de l'ensemble, la mousse est insérée dans une gaine thermorétractable et maintenue solidaire d'un cylindre en plexiglas. La différence entre les rayons externe et interne est de 4.2 mm. Chaque bloc mousse+plexiglas est emboîté de chaque côté par une bride en plexiglas (en rouge). L'utilisation de joints silicone permet à la fois d'assurer le maintien, la stabilité et l'imperméabilité du système entre chaque section. Il est à noter que, contrairement à la représentation schématique, l'ensemble est positionné verticalement par une fixation au mur. L'écoulement d'air est réalisé du bas (entrée) vers le haut (sortie) pour éviter des effets gravitationnels.

L'écoulement est généré grâce au réseau d'air comprimé. Un détendeur permet de choisir la pression d'entrée et, de ce fait, d'imposer le débit désiré. Avant d'atteindre la bride d'entrée, l'air entrant est chauffé grâce à une résistance (effet Joule). Les différences de température étant faibles (quelques degrés Celsius), le système étant étanche, nous pouvons supposer le débit volumique constant. À la sortie du système, ce dernier est mesuré par un débitmètre (Honeywell ®) adapté à la mesure (entre 0 et 200 L/min) et la pression est celle de l'atmosphère.

Un système de mesure de la température a été spécifiquement mis en place dans le cadre de cette

étude. Chaque bride assure le support de 5 thermocouples de type E (bonne sensibilité à l'ambiante). La soudure chaude (diamètre $250\ \mu\text{m}$) 1, grâce à un système de fixation, est tendue et maintenue dans la phase fluide. Un thermocouple est placé au centre tandis que les 4 autres thermocouples sont situés à distance fixe de 20 mm du thermocouple central. L'idée est de pouvoir enregistrer simultanément l'information en température tout au long de l'axe d'écoulement et de pouvoir aussi étudier d'éventuels effets radiaux. Il est à noter que ce type de prise de mesure intrusive implique l'existence d'un léger espace entre deux tronçons de mousses. Cet espace vide (sans milieu poreux) doit nécessairement être le plus faible possible pour s'affranchir de la considération d'une discontinuité du milieu poreux lors de la modélisation. Le système de mesure/maintien développé permet un espace de 8 mm, longueur faible devant les dimensions du milieu poreux. De plus, afin de s'affranchir de problèmes liés à la métrologie thermique, les thermocouples ont été étalonnés et comparés entre eux. L'étude des incertitudes de mesure a fait l'objet d'une attention particulière.

Le protocole expérimental est simple. L'utilisateur enclenche l'enregistrement des données et

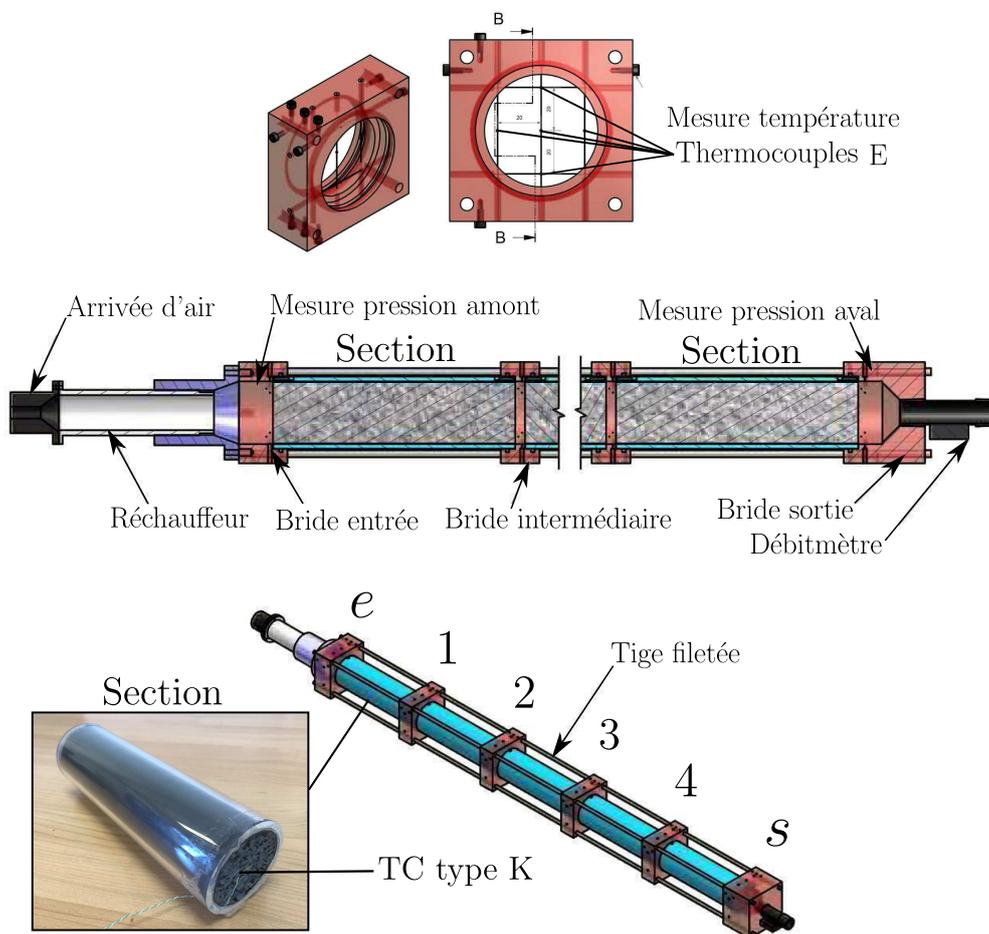


Figure 1 : Schéma 3D du dispositif : principe

s'assure de la stabilité thermique du système à l'équilibre avec la température ambiante. Ensuite, il enclenche simultanément l'écoulement (au débit désiré) et le chauffage. Il est possible de suivre l'évolution temporelle de l'ensemble des températures au cours de l'expérience. Lorsque le régime permanent est atteint, l'enregistrement et le chauffage sont arrêtés. L'écoulement d'air, à une température proche de la température ambiante permet de retrouver rapidement un équilibre pour une prochaine expérience.

3. Modèle à une température

D'après l'expérience développée, le modèle doit tenir compte de la thermique associée au milieu poreux homogénéisé comme décrit précédemment mais aussi des autres éléments nécessaires à la réalisation expérimentale. Il s'agit, par exemple, de considérer l'interface milieu poreux/support (plexiglas), la conduction au travers du support et les phénomènes convectifs latéraux. Comme représentée sur la Figure 2, la géométrie est 2D axisymétrique et est composée de deux couches dans la direction radiale.

Nous supposons que l'ensemble du système est à l'équilibre avec la température ambiante T_∞ à l'instant initial. Pour des raisons de métrologie et de simplification du problème thermique, nous travaillons en différence de température par rapport à cet état initial référence. Cette grandeur sera simplement notée T dans la suite. Considérant la géométrie du système, le problème complet à résoudre pour $-\infty < x < +\infty$ et suivant la coordonnée radiale r s'écrit :

$$(\rho c_p)_{\text{eq}} \frac{\partial T_m}{\partial t} + (\rho c_p)_{\text{fVD}} \frac{\partial T_m}{\partial x} = \frac{\Lambda_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) + \Lambda_x \frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + s(t) \delta(x) \quad 0 < r < R \quad (1)$$

$$-\Lambda_r \frac{\partial T_m}{\partial r} = -\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \quad r = R \quad (2)$$

$$T_m - T_p = -\frac{\Lambda_r}{h_i} \frac{\partial T_m}{\partial r} \quad r = R \quad (3)$$

$$(\rho c_p)_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \lambda_p \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} \right] \quad R < r < R + e \quad (4)$$

$$-\lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial r} = h_e T_p \quad r = R + e \quad (5)$$

$$T_m(t = 0, r, x) = T_p(t = 0, r, x) = 0 \quad (6)$$

avec T_m , T_p , Λ_r , Λ_x , λ_p , $(\rho c_p)_p$, $(\rho c_p)_{\text{eq}}$, $(\rho c_p)_f$, $1/h_i$ et h_e respectivement la température du milieu poreux, la température du plexiglas, le coefficient de dispersion radial, le coefficient de dispersion axial, la conductivité thermique du plexiglas, la capacité thermique du plexiglas, la capacité thermique équivalente du milieu homogène, la capacité thermique du fluide, la résistance de contact thermique mousse/plexiglas et le coefficient de convection externe latérale. Le modèle à une température utilisé pour décrire le transfert de chaleur au sein du poreux est une simple équation de diffusion avec un terme d'advection (cf. eq 1). Elle est obtenue après application d'une méthode de prise de moyenne volumique appliquée sur un volume de contrôle de petite taille devant les dimensions du problème et grâce à la définition d'une température moyenne enthalpique [8] sur ce même volume.

L'équation de la chaleur est utilisée pour décrire l'évolution spatio-temporelle de la température dans le plexiglas (cf. eq 4). À l'interface mousse/plexiglas, une relation intégrant une résistance de contact thermique est préférée à une relation de type continuité de la température. Enfin, à l'interface radiale extérieure ($r = R + e$), nous écrivons un échange de type convection naturelle. Le problème considère le système infini selon la coordonnée axiale. La prise en compte de l'air chaud incident est intégré dans la modélisation au travers du terme source décomposé comme $s(t)\delta(x)$. Nous supposons donc une excitation thermique ponctuelle en x (dirac), uniforme dans une section (selon r) mais qui reste libre quant à son évolution temporelle.

Le problème est maintenant aisé à résoudre avec n'importe quel solveur commercial. Cependant, le modèle direct étant exécuté à plusieurs reprises lors de la procédure d'inversion, la solution doit être obtenue le plus rapidement possible. À l'inverse, le calcul du champ de température complet n'étant pas nécessaire, le formalisme quadripolaire [9] semble bien adapté au problème à résoudre puisqu'il a l'avantage d'accéder à la solution semi-analytique de la

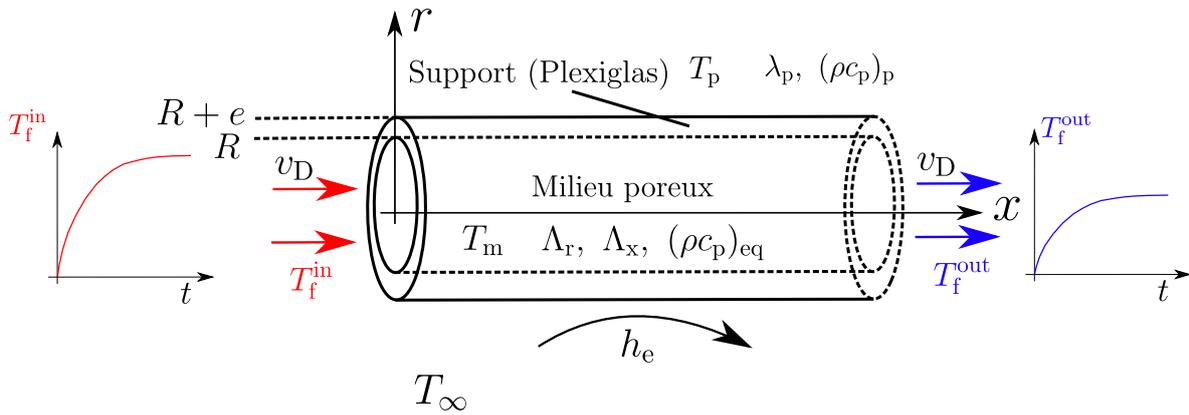


Figure 2 : Schéma de la géométrie complète du problème thermique considéré avec les différentes dimensions et paramètres de chacun des milieux

température à la position souhaitée. Afin de se ramener à un problème ne comportant qu'un seul degré de liberté, nous appliquons respectivement une transformée de Laplace pour la variable temporelle et une transformée de Fourier pour la variable spatiale axiale au jeu d'équations présenté précédemment. Ainsi l'éq 1 associée au milieu poreux devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{\theta}_m}{\partial r} \right) = k_m^2 \tilde{\theta}_m - \frac{\bar{s}}{\Lambda_r} \quad \text{pour } 0 < r < R \quad (7)$$

avec :

$$k_m^2 = p \frac{(\rho c)_t}{\Lambda_r} + \alpha^2 \frac{\Lambda_x}{\Lambda_r} + i \alpha \frac{(\rho c)_f v_D}{\Lambda_r} = \frac{p}{D_r} + \alpha^2 \frac{D_x}{D_r} + i \alpha \frac{v_T}{D_r} \quad (8)$$

avec $D_r = \Lambda_r / (\rho c)_t$, $D_x = \Lambda_x / (\rho c)_t$ et $v_T = (\rho c)_f v_D / (\rho c)_t$. La solution de l'équation homogène précédente plus l'ajout d'une solution particulière conduit à :

$$\tilde{\theta}_m = E I_0(k_m r) + F K_0(k_m r) + \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \quad (9)$$

avec I_0 et K_0 les fonctions de Bessel. E et F sont des constantes d'intégration déterminées grâce aux conditions aux limites en $r = 0$ et $r = R + e$. Après quelques étapes de calcul, nous obtenons l'expression de la température du milieu poreux dans l'espace de Laplace-Fourier le long de la coordonnée r :

$$\tilde{\theta}_m(p, \alpha, r) = \frac{\bar{s}}{k_m^2 \Lambda_r} \left[1 - \frac{I_0(k_m r)}{I_0(k_m R) + 2\pi k_m R \Lambda_r I_1(k_m R) \frac{B'}{D'}} \right] \quad (10)$$

avec B' et D' des constantes obtenues en utilisant les équations 2, 3, 4 et 5 dans l'espace de Laplace-Fourier. Ces dernières s'obtiennent aisément en utilisant le formalisme quadripolaire. Expérimentalement, l'information associée à l'évolution temporelle de la température fluide entrante est accessible par le biais des nombreux thermocouples installés. La prise en compte de l'évolution temporelle de la source s peut alors être injectée à travers une température mesurée. Il suffit de définir deux positions qui seront respectivement la mesure d'entrée $T_m^{e,i}$ donnant l'évolution de la source et la mesure de sortie $T_m^{s,j}$ utilisée pour l'inversion. Après un premier retour depuis l'espace de Fourier, la donnée de sortie est obtenue comme :

$$T_m^{s,j}(t) = T_m^{e,i}(t) * \mathcal{L}^{-1}[(H_{ij}(p)](t) \quad (11)$$

avec $H_{ij}(p)$ la fonction de transfert entre l'entrée i et la sortie j , c'est-à-dire la transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle $H_{ij}(t)$. La température du milieu poreux peut donc être obtenue en chaque point et pour tout instant à partir de la connaissance d'une autre température du système grâce à l'utilisation du produit de convolution.

4. Résultats d'inversion

Par souci de concision, nous nous concentrerons uniquement sur les 6 thermocouples axiaux appelés respectivement e , 1, 2, 3, 4 et s . Les inversions seront réalisées à partir de deux mesures de températures prises à chaque extrémité de chacune des 5 sections de 20 cm. Des inversions basées sur des prises de mesure plus espacées ont été réalisées mais ne sont pas présentées ici. Dans la suite, nous utiliserons par exemple la notation [1; 2] pour reconnaître le résultat d'inversion en utilisant comme donnée d'entrée le thermocouple de la bride 1 pour inverser la température mesurée par la bride 2.

L'algorithme utilisé est celui de Levenberg-Marquardt qui convient parfaitement pour inverser ce type de problème thermique, non-linéaire au sens des paramètres. Ce dernier cherchera le meilleur jeu de paramètres libres, présents dans l'écriture de la réponse impulsionnelle $H(t)$, pour approcher la courbe expérimentale correspondante. Parmi les nombreux paramètres du problème, la plupart sont connus suffisamment précisément pour être fixés. Nous pouvons réduire le nombre de paramètres libres pour l'inversion à seulement trois paramètres tels que :

$$\alpha = [\Lambda_x \quad \Lambda_r \quad h_e] \quad (12)$$

Le vecteur *paramètres libres* contient donc uniquement les coefficients de dispersion axial et radial et le coefficient d'échange par convection naturelle sur la paroi latérale extérieure. Dans la suite, les valeurs estimées de ce dernier ne sont pas données. Cependant, elles sont en accord avec des données issues de la littérature. Une étude de sensibilité, non présentée ici par souci de concision, a été réalisée et démontre la faisabilité de la procédure (décorrélation entre les paramètres estimés et paramètres sensibles) dans le cas d'une inversion à partir de ces trois paramètres libres.

Nous représentons sur la Figure 3 les résultats de l'inversion obtenus sur chacune des différentes

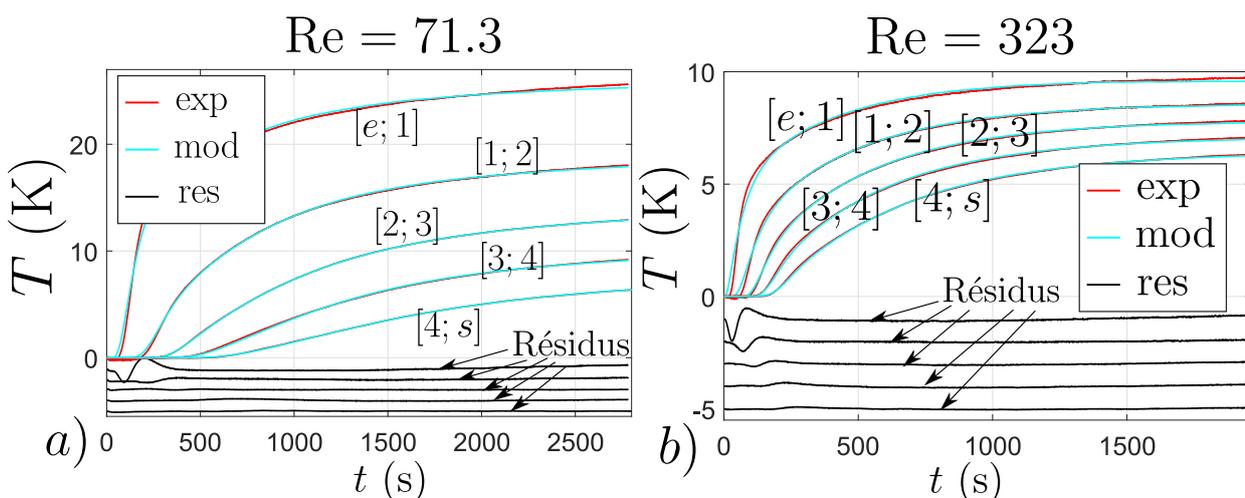


Figure 3 : Comparaison courbe expérimentale et meilleur fit obtenu grâce au procédé d'inversion par convolution entre les températures de part et d'autre d'une unique section ($L = 0.2$ m) : a) faible Reynolds particulière b) fort Reynolds particulière. Les résidus sont décalés afin de faciliter la lecture

sections pour a) un faible Reynolds particulière et pour b) un fort Reynolds particulière. Les

résidus (en noir) sont décalés par rapport à l'axe $T = 0$ K pour faciliter la lecture. Ils sont rangés dans l'ordre croissant des inversions réalisés. Ainsi, autour de l'axe -1 , se trouve le résidu associé à l'inversion appliquée à la première bride $[e, 1]$. Nous observons le même résultat dans chacune des deux configurations. L'inversion réalisée sur la première section présente un résidu signé, ce qui dénote un phénomène expérimental non intégré dans le modèle. Cependant, cette signature tend à diminuer en réalisant une inversion sur une section de plus en plus loin de l'entrée. Elle devient faible pour la troisième et enfin très faible pour les deux dernières sections. Cela peut être expliqué par la présence d'effets d'entrée au niveau de la première section. Par la suite, après quelques sections, un bon accord entre le modèle et l'expérience est alors trouvé.

Sur la Figure 4, nous représentons les valeurs des coefficients de dispersion thermique axiale et radiale obtenues à partir de l'étude de la quatrième section (résidus plats) en fonction du nombre de Péclet. Les inversions sont donc réalisées avec le thermocouple 3 comme donnée d'entrée et le thermocouple 4 comme donnée de sortie. Elles sont comparées à des lois proposées dans la littérature dans le cas de mousses métalliques ou de mousses polymères aux propriétés structurales proches de nos mousses céramiques [2, 7].

Dans les cas radial et axial, nous observons une évolution linéaire du coefficient estimé avec

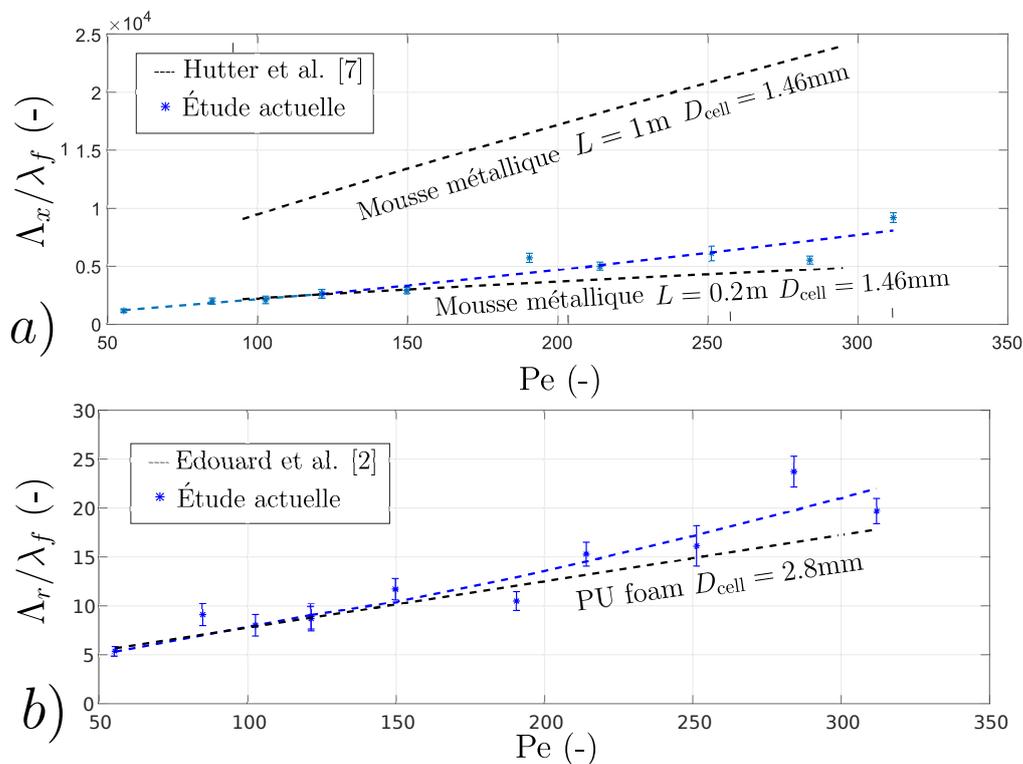


Figure 4 : Propriétés estimées lors de l'inversion sur la quatrième section a) ratio Λ_x/λ_f en fonction du nombre de Péclet. Comparaison avec les deux lois proposées par C. Hutter et al. [7] b) ratio Λ_r/λ_f en fonction du nombre de Péclet. Comparaison avec la loi proposée par D. Edouard et al. [2]

le nombre de Péclet. Cela est aussi constaté dans la littérature [2, 7]. L'augmentation de la vitesse du fluide entraîne logiquement une augmentation des échanges thermiques équivalents. De plus, nous observons un ordre de grandeur sur les paramètres estimés qui semble cohérent par comparaison entre les paramètres structuraux des mousses traitées dans la littérature et nos échantillons. Nous sommes donc en mesure de construire un modèle qui permette de prédire le comportement expérimental observé et d'obtenir les paramètres thermiques équivalents pour

décrire la physique inhérente aux transferts conducto-advectif propres à ce milieu poreux.

5. Conclusion

Dans cette communication, une procédure de caractérisation des propriétés de dispersion thermique associées à une mousse céramique SiC dans le cas d'un transfert conducto-advectif est présentée. Un banc expérimental complet a été conçu à température ambiante et permet simultanément la réalisation d'une excitation thermique sous la forme d'air chauffé en amont et la mesure de la température en différentes positions dans le fluide et le solide. En parallèle, un modèle reposant sur un modèle à une température et utilisant le formalisme quadripolaire a été développé. Il a l'avantage de prendre en compte le transfert 2D, multicouches et, par l'utilisation de la convolution, de s'affranchir de la dépendance temporelle de l'excitation. Le modèle permet une prédiction précise du comportement expérimental pour de faibles et fortes vitesses d'écoulement si ce dernier est suffisamment uniforme. Une stratégie d'inversion adéquate permet d'identifier des coefficients de dispersion axiaux et radiaux. Les résultats obtenus permettent l'observation d'un comportement proche de celui prédit par la littérature sur des milieux poreux métalliques ou polymères. Ce travail préliminaire permet de donner de premiers résultats de caractérisation grâce à une excitation thermique portée par l'air. Par la suite, une étude recourant à une excitation radiale (par la paroi) et traitant d'autres échantillons de mousses céramiques sera réalisée. À plus long terme, un banc de mesure similaire à haute température sera développé, permettant la caractérisation de propriétés conducto-advecto-radiatives et se rapprochant d'une configuration échangeur.

Références

- [1] Sans, M. and Schick, V. and Parent, G. and Farges, O., Experimental characterization of the coupled conductive and radiative heat transfer in ceramic foams with a flash method at high temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 148 (2020) 119077.
- [2] Edouard, D. and Huu, T. T. and Huu, C. P. and Luck, F. and Schweich, D., The effective thermal properties of solid foam beds : Experimental and estimated temperature profiles, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010) 3807–3816.
- [3] Levec, J. and Carbonell, R. G., Longitudinal and lateral thermal dispersion in packed beds. Part I : Theory, *AIChE Journal*, 7 (1985) 581–590.
- [4] Metzger, T. and Didierjean, S. and Maillet, D., Optimal experimental estimation of thermal dispersion coefficients in porous media, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004) 3341–3353.
- [5] Testu, A. and Didierjean, S. and Maillet, D. and Moyne, C. and Metzger, T. and Niass, T., Thermal dispersion for water or air flow through a bed of glass beads, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007) 1469–1484.
- [6] Fiers, B. and Ferschneider, G. and Maillet, D., Reduced model for characterization of solid wall effects for transient thermal dispersion in granular porous media, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010) 5962–5975.
- [7] Hutter, C. and Zenklusen, A. and Lang, R. and von Rohr, Ph. R., Axial dispersion in metal foams and streamwise-periodic porous media, *Chemical engineering science*, 66 (2011) 1132–1141.
- [8] Moyne, C. and Didierjean, S. and Souto, H. P. A. and Da Silveira, O. T., Thermal dispersion in porous media : one-equation model, *International journal of heat and mass transfer*, 43 (2000) 3853–3867.
- [9] Maillet, D., *Thermal quadrupoles : solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons Inc (2000).

Thème 11

Piles à combustible et Hydrogène-énergie

Cogénération, trigénération et gestion de l'énergie des systèmes stationnaires à base de piles à combustible. Etat de l'art.	551
--	-----

Cogénération, trigénération et gestion de l'énergie des systèmes à base de piles à combustible : état de l'art

Cogeneration, trigeneration and energy management of fuel cell systems: State of art

Hugo LAMBERT^{1,3,*}, Robin ROCHE^{2,3}, Samir JEMEI^{1,3}, Pascal ORTEGA⁴, Daniel HISSEL^{1,3}

¹ FEMTO-ST, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté

² FEMTO-ST, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté, Univ. de Technologie de Belfort Montbéliard

³ FCLAB, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté

⁴ GEPASUD, Université de Polynésie-Française

* (correspondre avec l'auteur : hugo.lambert@univ-fcomte.fr)

Résumé - Face au changement climatique, différentes solutions s'offrent à nous pour réduire notre consommation d'énergies fossiles et nos émissions de gaz à effet de serre. L'hydrogène et les piles à combustibles, qui disposent d'un rendement supérieur aux machines thermiques dites "conventionnelles" (moteurs, chaudières), peuvent être utilisées comme moyens de production d'énergie électrique mais également de chaleur. Cet article présente l'état de l'art pour la cogénération et la trigénération à partir des piles à combustible (PAC) dans le domaine stationnaire. Dans un premier temps, nous verrons comment l'hydrogène peut être produit, stocké et utilisé dans les PAC. Puis, selon l'état de l'art, nous posons les avantages qu'offrent les PAC pour la cogénération par rapport aux systèmes conventionnels. Nous recensons ensuite les applications de trigénération à base de PAC. Enfin nous traitons de la gestion de l'énergie dans le cas des systèmes isolés intégrant ce type de systèmes.

Mots-clés : Cogénération, Trigénération, Pile à combustible, Gestion de l'énergie, Hydrogène.

1. Introduction

La consommation mondiale d'énergie est en croissance constante [1], cependant les principales sources d'énergie carbonées utilisées (gaz, pétrole, charbon) sont en diminution constante. Il existe des sources d'énergie alternatives comme l'énergie nucléaire ou encore les énergies renouvelables (solaire, éolien, géothermie, biomasse). Les énergies solaire et éolienne sont actuellement en développement soutenu. Ce sont deux sources d'énergie renouvelable infinie, d'accès relativement simple. Cependant, l'intermittence et la variabilité de ces deux ressources font qu'il est primordial de pouvoir stocker l'énergie, afin de garantir à tout moment une production en phase avec la consommation. Un des moyens de stockage peut être l'hydrogène. Utilisé comme un vecteur énergétique, il permet de stocker, de transporter et de produire de l'énergie sous forme électrique et/ou thermique [2]. Contrairement aux batteries électrochimiques, le stockage d'énergie sous forme d'hydrogène permet le stockage de longue durée, avec une très faible auto-décharge. Ainsi, le vecteur énergétique hydrogène permet de répondre à la demande en énergie électrique et/ou thermique.

Dans cet article, nous verrons quel est l'état de l'art des installations de cogénération et trigénération à partir des PAC et de quelle manière ces installations présentent un avantage sur les installations conventionnelles. Dans une première partie nous verrons comment est produit, stocké et utilisé l'hydrogène pour produire de l'électricité dans les deux technologies de PAC les plus utilisées : la PAC à membrane échangeuse de protons (PEMFC : Proton Exchange Membrane Fuel Cell) et la PAC à oxyde solide (SOFC : Solid Oxyde Fuel Cell), leurs avantages et inconvénients. La deuxième partie traitera des applications des PAC dans le cas de la

cogénération. Dans une troisième partie nous décrirons les applications de trigénération, c'est-à-dire l'utilisation de PAC pour produire de l'électricité, de la chaleur et du froid. Enfin, dans une quatrième partie, nous étudierons le cas des systèmes isolés et l'importance de la gestion de l'énergie dans de tels systèmes.

2. L'hydrogène-énergie et les piles à combustible

L'hydrogène possède une densité énergétique massique environ trois fois supérieure à celle du pétrole mais une faible densité volumique. L'hydrogène doit donc souvent être comprimé afin d'atteindre une densité énergétique volumique intéressante. En revanche l'hydrogène, précisément la molécule de dihydrogène H_2 , n'existe pas à l'état naturel. Il est nécessaire de transformer les molécules qui en contiennent (la matière organique, l'eau).

Actuellement, 76 % de l'hydrogène est produit par le reformage du gaz naturel, à 76 %, et seulement 2% par l'électrolyse de l'eau [3]. L'électrolyse de l'eau, couplée aux énergies renouvelables, est une solution pour le stockage des énergies renouvelables de manière totalement décarbonée. L'électrolyse est une réaction électrochimique qui, sous l'action d'un courant électrique, sépare la molécule d'eau en hydrogène et en oxygène. L'oxygène peut indifféremment être stocké ou relâché dans l'environnement.

L'hydrogène ainsi produit peut être injecté dans les réseaux de gaz, stocké sous forme de gaz comprimé, transformé en hydrogène liquide, ou encore stocké dans des hydrures métalliques où la molécule de dihydrogène se fixe à la surface d'une matrice métallique.

Ainsi, produit par électrolyse de l'eau, et couplé aux énergies renouvelables et une PAC, on obtient un vecteur énergétique totalement décarboné (sans tenir compte de la production des systèmes et de leur transport). Les deux technologies de pile principalement utilisées aujourd'hui, SOFC et PEMFC, sont présentées dans la suite.

2.1. Les piles à Oxyde Solide (SOFC)

Les piles SOFC sont des piles à très haute température (entre 600 et 1000°C). Cette technologie permet une variété de carburant, qui peut être du gaz naturel, du méthane ou de l'hydrogène. Si la pile est alimentée par du gaz naturel ou du méthane, une étape de reformage est nécessaire pour extraire de l'hydrogène. L'hydrogène ainsi créé va réagir à l'anode selon l'équation :



Côté électrode, l'oxygène va réagir avec les électrons selon l'équation :



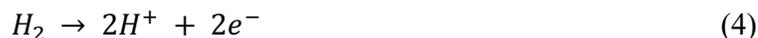
L'équation générale de la réaction est alors :



Les piles SOFC fonctionnant à haute température, le reformage du méthane peut se faire au sein de la pile à combustible dans une chambre de reformage, ce qu'on appelle reformage interne. Ceci permet de s'affranchir d'une étape de reformage externe et participe au refroidissement à la pile [4] [5].

2.2. Les piles à Membrane Échangeuse de Protons (PEMFC)

La technologie PEMFC est une pile à basse température (entre 50 et 100°C). Dans ce type de pile, l'hydrogène doit être pur car le monoxyde de carbone peut "empoisonner" l'anode et réduire la durée de vie de la pile. A l'anode, une réaction d'oxydation de l'hydrogène a lieu :



A la cathode a lieu la réduction de l'oxygène :



L'équation globale de réaction est alors, comme pour les piles SOFC :



2.3. Comparaison

L'avantage d'une technologie sur l'autre dépend du cas d'utilisation de la pile. L'avantage des SOFC par rapport aux PEMFC, si l'on considère l'approvisionnement en carburant, est que les SOFC permettent le reformage du gaz naturel directement au sein du système pile, ce qui enlève une étape de transformation alors que les PEMFC doivent être alimentées par de l'hydrogène purifié de ses impuretés (monoxyde de carbone et soufre). D'un autre côté si l'on est dans une logique de réduction des émissions de gaz à effet de serre (GES), notamment le CO₂, l'hydrogène peut être produit par électrolyse de l'eau et ainsi les SOFC perdent cet avantage.

Le reformage du gaz naturel (GN) est typiquement composé d'un désulfuriseur, et d'un pré-reformeur. Tout cela peut être intégré directement au sein de la pile SOFC (grâce à sa température de fonctionnement). Une PEMFC, nécessite comme carburant de l'hydrogène pur et sa température de fonctionnement ne permet pas le reformage du GN. Une étape de reformage et de traitement du carburant en amont est nécessaire, ce qui augmente les coûts et la complexité du système et diminue son efficacité globale. Les SOFC ont donc une meilleure efficacité par rapport aux PEMFC si le carburant utilisé est le GN [6].

Les PEMFC possèdent une certaine flexibilité d'utilisation, en effet les temps de démarrage et d'arrêt sont très rapides comparé aux SOFC. Les SOFC sont plutôt utilisées pour des applications nécessitant de grandes puissances et les PEMFC pour des applications de plus faible puissance.

	SOFC	PEMFC
Carburant	Gaz naturel, hydrogène	Hydrogène
Température de fonctionnement	600-1000°C	50-100°C
Applications	Production électrique, bâtiment, cogénération de grande puissance	Production électrique, bâtiment, cogénération de faible puissance, transport, portable
Gamme de puissance	Jusqu'au MW	Du W jusqu'à 100 kW
Avantages	Très haute température qui permet le reformage interne et permet la valorisation de la chaleur pour d'autres procédés	Démarrage rapide, peut fonctionner sous différents régimes de charge, valorise une chaleur à basse température
Inconvénients	Les temps de mise en route sont longs.	Une grande pureté de l'hydrogène est requise.

Table 1 : *Comparaison des piles SOFC et PEMFC*

3. La cogénération dans le bâtiment

On définit la cogénération comme la production d'énergie sous deux formes (électrique et thermique par exemple) à partir d'une source d'énergie primaire. La cogénération permet d'améliorer les rendements car elle permet de valoriser une partie des pertes thermiques de certains procédés de conversion.

Les PAC convertissent l'énergie chimique contenue dans la molécule de dihydrogène en électricité, en eau et en chaleur (réaction exothermique). En valorisant les pertes thermiques de la pile en fonctionnement, on peut alimenter un système de chauffage et ainsi augmenter le rendement des installations. La gestion de la chaleur diffère suivant le type de pile car les températures de fonctionnement ne sont pas les mêmes. Pour les SOFC, la gestion thermique fait souvent appel à un brûleur secondaire alimenté par les gaz de sortie à une température d'environ 1000°C. Dans le cas des PEMFC, la chaleur est extraite par le liquide de refroidissement dans le circuit de refroidissement. Le liquide de refroidissement de la pile à une température entre 70-80°C environ, ce qui permet d'alimenter directement les équipements pour le chauffage et l'eau chaude sanitaire au moyen d'échangeurs de chaleur et ballons de stockage [7].

Dans le cas des PAC, l'utilisation de la cogénération permet d'augmenter le rendement de 30-60% (rendement électrique) à 80-95% dans certains cas [8]. Dans [5], un système de cogénération d'électricité et chaleur par SOFC de 110 kW a obtenu un rendement électrique de 43,3%, un rendement thermique pour le chauffage de 43,7%, ce qui mène à un rendement global de l'installation à 87%. Dans [9], les auteurs ont montré une réduction de la consommation d'énergie primaire non renouvelable pouvant aller jusqu'à 48% en considérant différents types de bâtiments et différents mix d'énergie primaire (électrique et gaz) comparé aux chaudières à gaz à condensation. Ils ont montré que la plus grande économie d'énergie primaire non renouvelable est faite lorsque la demande d'énergie thermique du bâtiment est entièrement comblée par la valorisation thermique de la PAC. Dans [10], les auteurs ont montré dans une étude comparative que, comparé aux autres sources de cogénération, à puissance équivalente, la cogénération à partir des PAC (SOFC et PEMFC) permet une réduction des émissions de gaz à effet de serre plus importante que d'autres technologies utilisées (moteur Stirling, moteur Rankine et moteur à gaz).

Il est intéressant de citer le projet japonais Ene-Farm qui a implanté environ 300 000 unités de cogénération [11]. Les systèmes déployés sont des unités de cogénération à base de PEMFC d'une puissance électrique de 800 W pour une puissance thermique de 1 kW, alimentées par du GN ou du kérosène. Avec un rendement global de 80%, l'installation permet une économie de l'ordre de 30% des émissions de GES. De nouvelles unités à base de SOFC ont été installées. Il est intéressant de noter qu'entre 2009 et 2017, le coût des installations a été divisé par 10 [12]. En Europe, le projet Ene.field (2012-2017) a permis l'installation de 1000 unités de micro-cogénération dans 10 pays européens. Il a été suivi en 2016 par le projet PACE qui prévoyait l'installation de 2800 unités dans 10 pays. Ces projets ont permis un développement industriel des installations de cogénération à base de PAC en Europe, une réduction des coûts, ainsi qu'une standardisation des installations. Une étude a été menée sur le cycle de vie de ces installations et, dans tous les cas de figure considérés, ces systèmes produisent moins de CO₂ que les chaudières à gaz et les pompes à chaleurs. Pour ces deux projets, le rendement des systèmes atteint jusqu'à 95 %. Une étude économique a également été menée [13]. Ainsi, en augmentant le nombre d'installations, en réduisant les coûts du capital et d'installation, ces installations deviennent compétitives par rapport aux technologies existantes. En installant

environ 5000 unités de cogénération à base de PAC, le coût est estimé à 2125 € par an, alors que pour une unité de cogénération à partir de moteur Stirling, ce coût est de 2200 € par an.

4. La trigénération dans le bâtiment

La trigénération est la production d'énergie sous trois formes différentes (électricité, chaleur et froid) à partir d'une source d'énergie primaire. Nous avons vu précédemment les moyens utilisés pour la production d'électricité et de chaleur. Nous allons maintenant voir les technologies utilisées pour la production de froid. Pour créer du froid, 3 technologies sont utilisées :

- la compression mécanique de vapeurs
- l'absorption
- l'adsorption

La compression mécanique utilise un compresseur électrique alors que l'absorption et l'adsorption sont des procédés thermochimiques qui permettent de produire du froid à partir d'un apport de chaleur. Ces deux technologies sont particulièrement adaptées pour la valorisation thermique des procédés et particulièrement les PAC.

Afin de comparer l'efficacité des machines frigorifiques, il est courant d'utiliser le coefficient de performance (COP). Dans le cas des machines à compression de vapeur, les COP sont généralement supérieurs à 3 alors que pour les machines à absorption et adsorption, le COP est généralement inférieur à 1.

4.1. Refroidissement par compression mécanique de vapeurs

Il est possible de se servir d'une PAC afin d'alimenter un compresseur pour faire fonctionner un climatiseur. Ainsi, [14] montre qu'il est possible d'alimenter un bâtiment en électricité, chaleur et froid à partir d'une PAC à acide phosphorique (non traité dans cet article car peu utilisée) de 200 kW. Dans cette étude, le froid est principalement créé par compression mécanique des vapeurs mais un refroidisseur à absorption est également intégré. Il permet de valoriser la chaleur de la pile à combustible. 500 kW de froid sont créés à l'aide d'un compresseur, pour une consommation électrique de 142 kW ; par ailleurs 73,5 kW de froid sont créés grâce à 105 kW thermiques. L'auteur a démontré qu'il est possible de subvenir aux besoins électriques et frigorifiques du bâtiment à l'aide d'une PAC

Dans [15], pour une application tropicale, les auteurs ont testé un système de stockage thermochimique de froid par compression mécanique. Ils ont démontré que l'utilisation conjointe du compresseur et d'une source de chaleur permet d'exploiter des sources de chaleur dont la température est inférieure à la température minimale de désorption et d'augmenter sensiblement la valeur du COP. Par exemple, la chaleur produite par une PAC notamment à une température de 50°C, au niveau du réacteur thermochimique de stockage permet d'augmenter le COP de 2,9 à 6,3.

4.2. Refroidissement par absorption

Le refroidissement par absorption est un procédé chimique qui utilise la propriété de certains liquides à absorber un gaz. Ce processus est réversible. Dans ce type de système une source de chaleur est utilisée pour séparer le liquide et le gaz absorbé. Le gaz en phase vapeur est alors condensé et passe ainsi en phase liquide. Il est ensuite détendu et s'évapore. Au cours de l'évaporation, le gaz absorbe de la chaleur et crée ainsi du froid. Ces systèmes sont constitués d'un générateur, où sous l'action d'une source de chaleur, le fluide frigorigène est séparé de l'absorbant, un condenseur, qui condense la vapeur issue du générateur et d'un évaporateur.

Ainsi, dans [15] ont été analysées les performances d'un système de trigénération basé sur une PEMFC (5kW). Les auteurs ont étudié deux scénarios : un scénario d'été et un scénario d'hiver. Enfin, ils ont étudié l'influence des paramètres d'entrée (température et pression des

gaz d'entrée, densité de courant et température de la PEMFC) sur le rendement du système. Ils ont obtenu des rendements de 70% en été et 82% en hiver. Ainsi, l'utilisation de l'absorption et la valorisation sous forme de froid augmentent le rendement du système. Dans [16], les auteurs ont étudié l'influence d'un système de trigénération basé sur une SOFC (693 kW), sur la production de GES et la consommation d'électricité, pour un bâtiment de bureau dans un climat tropical sur une année. L'utilisation de ce système a permis de réduire les émissions de GES de 51,4% et la consommation électrique de 7,1% par rapport à un bâtiment connecté au réseau. Ces réductions sont dues à l'origine de l'électricité du réseau et à l'utilisation de refroidisseurs à absorption qui font baisser la consommation en électricité pour la production de froid. Enfin, dans [17], les auteurs ont comparé les performances énergétiques, environnementales et économiques de trois sources de trigénération : une SOFC, un moteur à combustion interne et une micro-turbine à gaz, pour différents types de bâtiments (école, hôpital, commerces, hôtel, bureau) selon différentes zones géographiques en Chine. Ils ont montré que la trigénération à partir de SOFC présente en moyenne la meilleure efficacité électrique (45%), en revanche l'efficacité thermique est la moins bonne des trois (37%) avec une efficacité générale de 74%, ce qui est meilleur que les moteurs à combustion interne (66%) et les micro-turbines (60%). Cependant, en comparaison à la production d'électricité, chaleur et froid à partir de sources conventionnelles, la trigénération à partir de SOFC permet une réduction des GES de 60%, ce qui est la meilleure des trois cas étudiés.

4.3. Refroidissement par adsorption

Le principe est identique au refroidissement par absorption mais, dans le cas présent, le fluide frigorigène n'est plus absorbé dans un liquide mais il est adsorbé à la surface d'un solide (typiquement des sels pulvérisés sur une matrice carbone). L'adsorption est un phénomène de surface, alors que l'absorption est un phénomène de volume. Le refroidissement par adsorption permet de valoriser des températures plus faibles que le refroidissement par absorption [18], ainsi ce type de refroidisseur se prête plus au couplage avec les piles basses température (PEMFC).

En utilisant ce type de système, les auteurs de [19] ont cherché à valoriser la chaleur résiduelle d'une PEMFC (entre 600 et 1400 W). Ils ont calculé le rendement de la cogénération électricité/froid de leur système à partir de l'énergie fournie par l'hydrogène comme le produit de la quantité d'hydrogène consommé et la variation d'enthalpie de formation de l'eau, et ont ainsi obtenu un rendement total de 63%. Dans [18], une étude énergétique, environnementale et économique d'un système de micro-trigénération basé sur une PEMFC, un refroidisseur à adsorption ainsi qu'un générateur thermoélectrique a été réalisée. Un rendement énergétique global de 75% a été obtenu, et les auteurs ont montré que comparé à un système conventionnel une économie de 16 tonnes de CO₂ par an était atteignable et qu'avec un prix de l'hydrogène inférieur à 2\$/kg, ce type de système est compétitif avec d'autres systèmes conventionnels. Enfin, dans [20], les auteurs ont utilisé une SOFC afin d'alimenter un relais de télécommunication avec une charge électrique de 3,5 kW et une charge frigorifique variable. Ils ont utilisé un stockage d'eau afin d'alimenter le refroidisseur à adsorption. Ils ont également étudié l'influence du dimensionnement de l'installation sur les consommations énergétiques et l'impact environnemental. Ainsi, en utilisant quatre SOFC pour une puissance électrique totale de 10 kW et une charge frigorifique moyenne de 4,77 kW, ils ont obtenu un gain d'énergie (par rapport à l'utilisation du réseau électrique italien) de 302 kWh, pour une efficacité globale de 63% et une économie d'émissions de CO₂ de 118 kg/semaine.

5. Application à un système isolé

Un système de production d'énergie renouvelable hybride isolé comprend des producteurs, des consommateurs et des moyens de stockage de l'énergie. Afin d'optimiser le rendement, le

dimensionnement, le coût et la durée de vie de ces systèmes, des algorithmes de gestion de l'énergie doivent être mis en place. Dans [21], une étude comparative de trois systèmes de production isolés est réalisée : un système photovoltaïque (PV)/batteries, un PV/PAC et un système PV/PAC/batterie. Il est montré que c'est ce dernier qui offre les coûts les plus faibles, la meilleure efficacité et la plus petite surface de PV nécessaire.

Ces algorithmes doivent prendre en compte des paramètres comme la météo et la variabilité de la charge. Dans [22], les auteurs ont développé un algorithme pour la gestion de l'énergie au sein d'un système isolé à base d'une batterie à hydrogène (PEMFC + électrolyseur), ainsi qu'un bus continu composé de batteries. Afin de préserver l'électrolyseur et la pile de cycles courts de marche/arrêt, l'électrolyseur est démarré et produit de l'hydrogène lorsqu'il y a un excédent de production PV et que l'état de charge des batteries est supérieur ou égal à 95%. S'il n'y a plus de puissance excédentaire ou si le réservoir d'hydrogène est plein, ou si la pile est allumée, alors l'électrolyseur est arrêté. Si le réservoir et les batteries sont tous les deux pleins, la valeur de référence du MPPT (Maximum Power Point Tracking : recherche du point de puissance maximal) est modifiée pour correspondre à la demande de la charge. Si la charge demande plus de puissance que ne produisent les PV, alors la pile est démarrée si et seulement si l'état de charge des batteries atteint une valeur de référence (40%). Autrement ce sont les batteries qui alimentent la charge. La pile fonctionne en mode courant constant, en alimentant la charge et en rechargeant les batteries. Lorsque les batteries sont suffisamment chargées ou lorsque la puissance PV est suffisante alors la pile est éteinte.

Enfin, dans [23], est proposé un modèle de contrôle d'un système basé sur du PV et de l'éolien, un électrolyseur et une pile. Le principe est le suivant : il y a des éléments producteurs de puissance (PV, éoliennes, pile) et des consommateurs de puissance (électrolyseur, charge, auxiliaires, compresseur). La puissance nette est la différence entre la puissance créée et la puissance consommée. Ainsi, la puissance nette peut être positive ou négative à tout moment. En fonction de la valeur de la puissance nette, le contrôleur active/désactive l'électrolyseur/la pile. La gestion faite permet ainsi d'optimiser la production et la consommation d'hydrogène.

La gestion des flux d'énergie électrique et thermique n'a pas été abordée ici en raison du manque de publications sur le sujet. En effet la gestion de l'énergie aujourd'hui sur le système isolé se concentre sur la gestion de l'énergie électrique.

6. Conclusion

Cet article a dressé un état de l'art et a présenté de quelle manière, l'hydrogène et les piles à combustible, utilisées dans le cadre de la cogénération ou de la trigénération, permettent de réduire les émissions de GES en réduisant la consommation de gaz naturel, en améliorant le rendement énergétique et dans le cadre de l'intégration des énergies renouvelables permet de s'affranchir des émissions de GES. La première section a permis de décrire comment le vecteur hydrogène peut être utilisé pour produire de l'électricité par les piles à combustibles PEMFC et SOFC. La deuxième et la troisième sections ont fourni une revue bibliographique des projets développés et en cours. Enfin, dans la dernière section la gestion d'énergie des installations isolées avec production d'énergie renouvelable a été présentée. La revue de l'état de l'art actuel fait état essentiellement de la gestion de l'énergie électrique mais dans certains cas, la gestion de l'énergie thermique est un paramètre essentiel. C'est afin de mieux comprendre l'interaction entre la gestion des flux électriques et thermiques qu'une attention particulière sera portée par la suite sur la gestion à la fois des flux électriques et thermiques.

Références

- [1] <https://www.connaissancedesenergies.org/sites/default/files/pdf-actualites/keyworld2017.pdf> (site consulté le 14/01/2020).

- [2] Z. Abdin, A. Zafaranloo, A. Rafiee, W. Mérida, W. Lipiński, et K. R. Khalilpour, Hydrogen as an energy vector, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 120 (2020), 109620.
- [3] <https://webstore.iae.org/download/direct/2803>, (consulté le 28/03/2020).
- [4] Z. Yu, J. Han, et X. Cao, Investigation on performance of an integrated solid oxide fuel cell and absorption chiller tri-generation system, *Int. J. Hydrog. Energy*, 36 (2011), 12561-12573.
- [5] F. Zink, Y. Lu, et L. Schaefer, A solid oxide fuel cell system for buildings, *Energy Convers. Manag.*, 48 (2007) 809-818.
- [6] A. Hawkes, I. Staffell, D. Brett, et N. Brandon, Fuel cells for micro-combined heat and power generation, *Energy Environ. Sci.*, 2 (2009), 729-744.
- [7] N. Briguglio, M. Ferraro, G. Brunaccini, et V. Antonucci, Evaluation of a low temperature fuel cell system for residential CHP, *Int. J. Hydrog. Energy*, 36 (2011), 8023-8029.
- [8] <http://enefield.eu/wp-content/uploads/2017/10/ene.field-Summary-Report.pdf> (site consulté le 23/03/2020).
- [9] V. Dorer, R. Weber, et A. Weber, Performance assessment of fuel cell micro-cogeneration systems for residential buildings, *Energy Build.*, 37 (2005), 1132-1146.
- [10] T. Elmer, M. Worall, S. Wu, et S. B. Riffat, Fuel cell technology for domestic built environment applications: State of-the-art review, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 42, p. 913-931, févr. 2015.
- [11] <http://www.fuelcellindustryreview.com/archive/TheFuelCellIndustryReview2018.pdf>. (Consulté le 14/01/2020)
- [12] <http://www.afhypac.org/documents/tout-savoir/Fiche%208.5%20-%20Programmes%20Japon%20r%C3%A9v.%20janvier%202019%20-ThA.pdf>. (Consulté le 14/01/2020)
- [13] http://enefield.eu/wp-content/uploads/2017/12/LCC_modelling_report_Public-Summary-ene.field_.pdf. (consulté le 27/03/2020)
- [14] M. A. Darwish, Building air conditioning system using fuel cell: Case study for Kuwait, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 2869-2876.
- [15] X. Chen, G. Gong, Z. Wan, L. Luo, et J. Wan, Performance analysis of 5 kW PEMFC-based residential micro-CCHP with absorption chiller, *Int. J. Hydrog. Energy*, 40 (2015), 10647-10657.
- [16] K. F. Fong et C. K. Lee, Investigation on zero grid-electricity design strategies of solid oxide fuel cell trigeneration system for high-rise building in hot and humid climate, *Appl. Energy*, 114 (2014), 426-433.
- [17] R. Jing, M. Wang, N. Brandon, et Y. Zhao, Multi-criteria evaluation of solid oxide fuel cell based combined cooling heating and power (SOFC-CCHP) applications for public buildings in China, *Energy*, 141 (2017), 273-289.
- [18] M. Ebrahimi et E. Derakhshan, Thermo-environ-economic evaluation of a trigeneration system based on thermoelectric generator, two-bed adsorption chiller, and polymer exchange membrane fuel cell, *Energy Convers. Manag.*, 180 (2019), 269-280.
- [19] M. V. Oro, R. G. de Oliveira, et E. Bazzo, An integrated solution for waste heat recovery from fuel cells applied to adsorption systems, *Appl. Therm. Eng.*, 136 (2018), 747-754.
- [20] V. Palomba, M. Ferraro, A. Frazzica, S. Vasta, F. Sergi, et V. Antonucci, Dynamic simulation of a multi-generation system, for electric and cooling energy provision, employing a SOFC cogenerator and an adsorption chiller, *Energy Procedia*, 143 (2017), 416-423.
- [21] C.-H. Li, X.-J. Zhu, G.-Y. Cao, S. Sui, et M.-R. Hu, Dynamic modeling and sizing optimization of stand-alone photovoltaic power systems using hybrid energy storage technology, *Renew. Energy*, 34 (2009), 815-826.
- [22] V. Dash et P. Bajpai, Power management control strategy for a stand-alone solar photovoltaic-fuel cell-battery hybrid system, *Sustain. Energy Technol. Assess.*, 9 (2015), 68-80.
- [23] M. Trifkovic, M. Sheikhzadeh, K. Nigim, et P. Daoutidis, Modeling and Control of a Renewable Hybrid Energy System With Hydrogen Storage, *IEEE Trans. Control Syst. Technol.*, 22 (2014), 169-179.

Thème 12

Rayonnement

Construction de modèles d'ordre faible linéaires paramétriques basés sur un modèle conducto-radiatif 2D axisymétrique instationnaire par la méthode d'identification modale	561
Réduction modale adaptée à la simulation thermique avec rayonnement : Application à une pièce dans un four industriel	569
Monte Carlo et sensibilité géométrique, modèle de transport de sensibilité	577
Enhanced Wide-band Infrared Absorptivity of Black Silicon	585
Modélisation réduite locale des transferts radiatifs dans un Tokamak par une méthode hiérarchique basée sur les facteurs de Gebhart	595
Étude comparative de quatre méthodes statistiques pour l'estimation conjointe de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale	603
Refroidissement radiatif en laboratoire pour rosée naturelle	613

Modèles réduits linéaires paramétriques de transferts conducto-radiatifs sous approximation P1.

Parametric linear reduced order models of conducto-radiative transfers under P1 approximation.

Yang LIU^{1,2}, Manuel GIRAULT^{2*}, Adel BENSELAMA², Yann BILLAUD², Didier SAURY², Denis LEMONNIER²

¹Civil Aviation University of China, 2898 rue Jin Bei – Tianjin, Chine

²Institut Pprime UPR CNRS 3346 – CNRS / ENSMA / Université de Poitiers, 1 avenue Clément Ader – 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

*(auteur correspondant : manuel.girault@ensma.fr)

Résumé – Dans le cadre de la caractérisation des propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents pour lesquels les transferts radiatifs peuvent être modélisés par l’approximation P1, cette étude présente le développement, la construction et la validation de modèles linéaires conducto-radiatifs d’ordre réduit explicitement paramétrés par la conductivité thermique et le coefficient d’absorption effectif. Ces modèles sont construits par la Méthode d’Identification Modale (MIM) à partir de simulations issues d’un modèle de référence. Dans l’application proposée, celui-ci est un modèle bidimensionnel axisymétrique instationnaire destiné à modéliser une expérience de type « méthode flash ».

Mots-clés : milieu semi-transparent, propriétés thermophysiques, conduction, rayonnement, méthode d’identification modale.

Nomenclature

a fonction vectorielle du temps
 C_p capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
 G flux radiatif incident, $W.m^{-2}$
 h coefficient d’échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
 $J_{id}^{(m)}$ fonctionnelle d’écart à minimiser pour l’identification du MR d’ordre m , K^2
 k_{th} conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 m ordre du MR, i.e. nombre de ddl
 n indice de réfraction
 T température, K
 t temps, s
 X fonction vectorielle du temps dans les MR
 x position dans l’espace

Symboles grecs

φ densité de flux de chaleur imposée, $W.m^{-2}$
 ϕ fonction vectorielle de l’espace
 κ coefficient d’absorption effectif, m^{-1}
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
 σ constante de Stefan-Blotzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
 ou écart quadratique moyen, K (selon contexte)

Indices et exposants

G ou (G) relatif au flux radiatif incident
 id/val identification/validation des MR
 T ou (T) relatif à la température
 0 configuration nominale

1. Introduction

Les matériaux semi-transparents sont largement utilisés dans les secteurs de l’industrie et des transports. On peut citer les revêtements utilisés comme isolant thermique autour de certaines pièces métalliques dans les moteurs d’avions [1], les vitres de cockpit ou les pare-brise, ou encore les matériaux composites utilisés pour la construction des avions [2]. La méthode flash permet de mesurer la diffusivité thermique, de laquelle on peut déduire la conductivité thermique. La spectrométrie permet d’estimer le coefficient d’absorption effectif. D’autres outils peuvent être employés pour estimer les propriétés thermophysiques de tels

matériaux. La plupart de ces outils s'appuient sur les méthodes inverses qui consistent à minimiser la différence entre des données mesurées sur un dispositif expérimental et les grandeurs correspondantes issues d'un modèle simulant l'expérience [3], soit par des méthodes de type gradient classiques, soit par des algorithmes évolutionnaires (PSO [4], algorithme génétique, etc.). En raison de leur forte capacité d'apprentissage, d'imitation et de prédiction, les réseaux de neurones artificiels ont le potentiel de rivaliser avec les méthodes inverses traditionnelles pour l'estimation des paramètres inconnus [5]-[6].

La résolution d'un problème inverse, tout comme l'entraînement d'un réseau de neurones artificiels, requiert un modèle permettant de simuler les phénomènes mis en jeu. Celui-ci s'appuie généralement sur une discrétisation spatiale du domaine (par éléments finis, volumes finis, etc.). On dispose alors d'un modèle détaillé (MD), précis mais de grande taille. Avec un tel modèle, l'estimation des paramètres thermophysiques peut s'avérer coûteuse en termes de temps de calcul, en particulier lorsque la résolution du problème inverse requiert une procédure itérative, ce qui est fréquent. Un modèle d'ordre réduit ou modèle réduit (MR) est composé d'un petit nombre de degrés de liberté, notamment par rapport aux modèles classiques issus d'une discrétisation spatiale des équations du problème [7]. Un MR permet donc de réduire le temps de calcul par rapport au MD de référence, pour des simulations directes comme pour la résolution de problèmes inverses.

Nous nous plaçons ici dans le cadre des transferts par conduction et rayonnement dans des milieux semi-transparents gris pour lesquels les transferts radiatifs peuvent être modélisés par l'approximation P1 [8]. L'objectif de ces travaux est de développer une formulation de modèle réduit linéaire permettant de calculer très rapidement et avec une précision suffisante l'évolution de la température en tout ou partie du domaine en fonction de conditions aux limites variables, avec pour paramètres explicites la conductivité thermique k_{th} et le coefficient d'absorption effectif κ du matériau. Une fois les équations du problème posées, la formulation des modèles réduits est présentée. La construction des modèles réduits par la Méthode d'Identification Modale (MIM) [7] est ensuite décrite. Enfin, l'approche est appliquée à une configuration de type « méthode flash » pour laquelle le modèle de référence est un modèle bidimensionnel axisymétrique instationnaire basé sur la méthode des volumes finis [9].

2. Equations du problème

2.1. Equations de conservation locales

On considère les transferts de chaleur par conduction et rayonnement à travers un milieu semi-transparent gris, homogène, isotrope, absorbant, émettant et non-diffusant avec des frontières noires. Le domaine est noté Ω et sa frontière Γ . Le problème peut être *a priori* 1D, 2D ou 3D. Le flux de chaleur par conduction est supposé suivre la loi de Fourier et l'approximation P1 [8] est utilisée pour le flux radiatif : $\vec{q}_{rad} = -\frac{1}{3\kappa}\vec{\nabla}G(x,t)$ où G est le rayonnement incident et κ est le coefficient d'absorption effectif. L'équation de conservation de l'énergie et l'équation de transfert radiatif s'écrivent alors respectivement :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = \vec{\nabla} \cdot (k_{th} \vec{\nabla} T(x,t)) + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} G(x,t) \right) \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} G(x,t) \right) = \kappa(G(x,t) - 4n^2\sigma T^4(x,t)) \quad (2)$$

La masse volumique ρ , la capacité thermique massique C_p , la conductivité thermique k_{th} , le coefficient d'absorption effectif κ et l'indice de réfraction n sont supposés uniformes dans le milieu et indépendants de la température.

2.2. Conditions aux limites

La condition aux limites thermique s'écrit sous la forme générale :

$$k_{th} \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} + \frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} G \cdot \vec{n} = \gamma(x) \varphi(t) + h(x) (T_a - T(x, t)) \quad \forall x \in \Gamma, \forall t \in [0; t_f] \quad (3)$$

où $\varphi(t)$ est une densité de flux de chaleur imposée, $\gamma(x)$ est une fonction support permettant d'appliquer $\varphi(t)$ de manière différenciée sur la frontière, $h(x)$ est la distribution de coefficient d'échange et T_a la température ambiante. Il est ainsi possible de définir différentes parties de la frontière Γ , chacune avec une condition de Fourier ($\gamma = 0$), une condition de Neumann ($\gamma = 1$ et $h = 0$) ou une condition mixte.

La condition aux limites radiative s'écrit [8] :

$$\frac{2}{3} \vec{\nabla} G \cdot \vec{n} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \quad \forall x \in \Gamma, \forall t \in [0; t_f] \quad (4)$$

2.3. Linéarisation autour d'une configuration nominale

On considère un état stationnaire correspondant à des champs de température $T_0(x)$ et de rayonnement incident $G_0(x)$ résultant de l'application d'une densité de flux constante φ_0 . On suppose de petites variations autour de cette configuration nominale : ainsi $T(x, t) = T_0(x) + \delta T(x, t)$ et $G(x, t) = G_0(x) + \delta G(x, t)$ résultent de la densité de flux $\varphi(t) = \varphi_0 + \delta\varphi(t)$.

L'équation de l'énergie pour δT et δG s'écrit immédiatement :

$$\rho C_p \frac{\partial \delta T}{\partial t}(x, t) = \vec{\nabla} \cdot (k_{th} \vec{\nabla} \delta T(x, t)) + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} \delta G(x, t) \right) \quad (5)$$

Compte-tenu de l'hypothèse de petites variations δT , les termes non-linéaires, i.e. les termes en δT de degré supérieur à 1, sont négligés. On obtient l'équation de transfert radiatif linéarisée :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} \delta G(x, t) \right) = \kappa \left(\delta G(x, t) - 16n^2 \sigma (T_0(x))^3 \delta T(x, t) \right) \quad (6)$$

On peut justifier une telle linéarisation même pour $T_0=300$ K et $\delta T \approx 30$ K. Pour ces valeurs, les termes en δT et $(\delta T)^2$ dans le développement de $(T_0 + \delta T)^4$ avec la formule du binôme sont $4(T_0)^3 \delta T = 3,24 \cdot 10^9$ K⁴ et $6(T_0)^2 (\delta T)^2 = 4,86 \cdot 10^8$ K⁴.

Les conditions aux limites du problème linéarisé pour δT et δG s'écrivent :

$$k_{th} \vec{\nabla} \delta T(x, t) \cdot \vec{n} + \frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} \delta G(x, t) \cdot \vec{n} = \gamma(x) \delta\varphi(t) - h(x) \delta T(x, t) \quad (7)$$

$$\frac{2}{3} \vec{\nabla} \delta G(x, t) \cdot \vec{n} + \kappa \delta G(x, t) = 16\kappa n^2 \sigma (T_0(x))^3 \delta T(x, t) \quad (8)$$

A partir de maintenant, nous travaillerons avec les équations (5) à (8).

Les conditions initiales sont $\delta T(x, t=0) = 0$ et $\delta G(x, t=0) = 0$, correspondant à $\delta\varphi(t=0) = 0$. L'état stationnaire nominal peut être choisi comme celui pour lequel le milieu est à la température ambiante T_a : on a alors $\varphi_0 = 0$, $T_0(x) = T_a$ et $G_0(x) = 4n^2 \sigma T_a^4$.

3. Modèles d'ordre réduit linéaires paramétriques

3.1. Approximation des champs de température et de flux radiatif incident

De façon à séparer le temps et l'espace dans les MR, les champs de variation de température $\delta T(x, t)$ et de variation de rayonnement incident $\delta G(x, t)$ sont approchés par des sommes de produits de fonctions de l'espace et de fonctions du temps :

$$\delta T(x, t) \approx \sum_{i=1}^m \phi_i^{(T)}(x) a_i^{(T)}(t) \quad (9)$$

$$\delta G(x, t) \approx \sum_{i=1}^m \phi_i^{(G)}(x) a_i^{(G)}(t) \quad (10)$$

Les fonctions spatiales $\phi_i^{(T)}(x)$ et $\phi_i^{(G)}(x)$, $i \in [1; m]$, constituent deux troncatures de bases orthonormées de l'espace $\mathcal{L}_2(\Omega)$ des fonctions de carré intégrable sur Ω , muni du produit scalaire $\langle \cdot, \cdot \rangle$ tel que $\langle u, v \rangle = \int_{\Omega} uv d\Omega$. Notre objectif est de construire des modèles réduits, c'est-à-dire des modèles comportant un petit nombre m de fonctions d'approximation.

3.2. Projections de Galerkin des équations de conservation locales

La projection de Galerkin de l'équation de l'énergie (5) consiste à forcer le résidu $\mathcal{R}_E(x, t)$ de (5), écrit avec (9) et (10), à être orthogonal à chaque $\phi_k^{(T)}(x)$, $k \in [1; m]$, de manière à ce que la projection du résidu sur le sous-espace de $\mathcal{L}^2(\Omega)$ engendré par les $\phi_k^{(T)}(x)$ soit nulle :

$$\langle \mathcal{R}_E, \phi_k^{(T)} \rangle = \underbrace{\int_{\Omega} \rho c_p \frac{\partial \delta T}{\partial t} \phi_k^{(T)} d\Omega}_J - \underbrace{\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \left(k_{th} \vec{\nabla} \delta T + \frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} \delta G \right) \phi_k^{(T)} d\Omega}_D = 0 \quad \forall k \in [1; m] \quad (11)$$

De manière similaire, la projection de Galerkin de l'équation (6) s'écrit :

$$\langle \mathcal{R}_R, \phi_k^{(G)} \rangle = \underbrace{\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3\kappa} \vec{\nabla} \delta G \right) \phi_k^{(G)} d\Omega}_L - \underbrace{\int_{\Omega} \kappa (\delta G - 16n^2 \sigma(T_0)^3 \delta T) \phi_k^{(G)} d\Omega}_N = 0 \quad \forall k \in [1; m] \quad (12)$$

Les étapes suivantes, non détaillées ici, sont ensuite effectuées :

- Les termes \mathcal{D} et \mathcal{L} sont intégrés par parties en utilisant la formule de Green $\int_{\Omega} f \vec{\nabla} \cdot \vec{u} d\Omega = \int_{\Gamma} f \vec{u} \cdot \vec{n} d\Gamma - \int_{\Omega} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} f d\Omega$;
- La condition aux limites thermique (7) et la condition aux limites radiative (8) sont respectivement introduites dans les termes de frontière des équations (11) et (12) ;
- Les approximations (9) et (10) sont introduites dans les termes où apparaissent δT et δG , en tenant compte de l'orthonormalité des fonctions $\phi_k^{(T)}(x)$ et $\phi_k^{(G)}(x)$, $k \in [1; m]$.

Après avoir sorti des intégrales la conductivité thermique k_{th} et le coefficient d'absorption effectif κ de manière à les faire apparaître comme des paramètres explicites, les projections (11) et (12) peuvent s'écrire respectivement :

$$\frac{da^{(T)}(t)}{dt} = (k_{th} M_{Td} + M_{Th}) a^{(T)}(t) + \frac{1}{\kappa} M_{Tg} a^{(G)}(t) + V \delta \varphi(t) \quad (13)$$

$$\left(\frac{1}{\kappa} M_{G0} + \kappa l_m + M_{G2} \right) a^{(G)}(t) = (\kappa M_{GT1} + M_{GT2}) a^{(T)}(t) \quad (14)$$

où les composantes des différentes matrices et du vecteur V s'écrivent, $\forall (k, i) \in [1; m]^2$:

$$(M_{Td})_{ki} = -\frac{1}{\rho c_p} \int_{\Omega} \vec{\nabla} \phi_i^{(T)}(x) \cdot \vec{\nabla} \phi_k^{(T)}(x) d\Omega, \quad (M_{Th})_{ki} = -\frac{1}{\rho c_p} \int_{\Gamma} h(x) \phi_i^{(T)}(x) \phi_k^{(T)}(x) d\Gamma,$$

$$(M_{Tg})_{ki} = -\frac{1}{3\rho c_p} \int_{\Omega} \vec{\nabla} \phi_i^{(G)}(x) \cdot \vec{\nabla} \phi_k^{(T)}(x) d\Omega, \quad V_k = \frac{1}{\rho c_p} \int_{\Gamma} \gamma(x) \phi_k^{(T)}(x) d\Gamma,$$

$$(M_{G0})_{ki} = \frac{1}{3} \int_{\Omega} \vec{\nabla} \phi_i^{(G)}(x) \cdot \vec{\nabla} \phi_k^{(G)}(x) d\Omega, \quad (M_{G2})_{ki} = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} \phi_i^{(G)}(x) \phi_k^{(G)}(x) d\Gamma, \quad (M_{GT1})_{ki} =$$

$$16 \int_{\Omega} n^2 \sigma(T_0(x))^3 \phi_i^{(T)}(x) \phi_k^{(G)}(x) d\Omega, \quad (M_{GT2})_{ki} = 8 \int_{\Gamma} n^2 \sigma(T_0(x))^3 \phi_i^{(T)}(x) \phi_k^{(G)}(x) d\Gamma$$

3.3. Formulation finale des modèles réduits linéaires paramétriques

Les matrices M_{Td} et M_{G0} étant symétriques, on effectue un changement de variables avec pour matrices de passage les matrices orthogonales dont les colonnes forment respectivement un jeu de vecteurs propres de M_{Td} et M_{G0} . De plus, nous allons chercher les modèles réduits sous la forme particulière suivante des équations (13) et (14), garantissant ainsi la stabilité du modèle quelles que soient les valeurs de k_{th} et κ :

$$\frac{dX^{(T)}(t)}{dt} = (k_{th}D_T + S_T)X^{(T)}(t) + \frac{1}{\kappa}A_{TG}X^{(G)}(t) + B\delta\varphi(t) \quad (15)$$

$$\left(\frac{1}{\kappa}D_G + \kappa I_m + S_G\right)X^{(G)}(t) = -(\kappa + 1)[A_{TG}]^T X^{(T)}(t) \quad (16)$$

$D_T \in \mathbb{R}^{m \times m}$ et $D_G \in \mathbb{R}^{m \times m}$ sont diagonales, $S_T = -[U_T]^T U_T$ et $S_G = [U_G]^T U_G$ avec $U_T \in \mathbb{R}^{m \times m}$ et $U_G \in \mathbb{R}^{m \times m}$ triangulaires supérieures, $A_{TG} \in \mathbb{R}^{m \times m}$ est orthogonale, $B \in \mathbb{R}^m$.

Les équations couplées (15) et (16) permettent le calcul des vecteurs d'état réduits $X^{(T)}(t) \in \mathbb{R}^m$ et $X^{(G)}(t) \in \mathbb{R}^m$ en fonction de $\delta\varphi(t)$ et des paramètres explicites k_{th} et κ .

Les températures aux positions x_j , $j \in [1; N_{obs}]$ constituent les observables regroupés dans le vecteur $\delta T_{obs} \in \mathbb{R}^{N_{obs}}$. On définit $C \in \mathbb{R}^{N_{obs} \times m}$ telle que $C_{ji} = \phi_i^{(T)}(x_j)$. D'après (9) :

$$[\delta T_{obs}]_j(t) = \delta T(x_j, t) = \sum_{i=1}^m \phi_i^{(T)}(x_j) a_i^{(T)}(t) = \sum_{i=1}^m C_{ji} a_i^{(T)}(t) \quad \forall j \in [1; N_{obs}]$$

Soit, sous forme matricielle : $\delta T_{obs}(t) = C a^{(T)}(t)$. Le changement de variable mène à :

$$\delta T_{obs}(t) = H X^{(T)}(t) \quad (17)$$

où $H \in \mathbb{R}^{N_{obs} \times m}$. L'équation (17) permet le calcul de δT_{obs} à partir de $X^{(T)}$. La condition initiale $\delta T_{obs}(0) = 0$ implique $X^{(T)}(0) = 0$ d'après (17). On a alors $X^{(G)}(0) = 0$ d'après (16). L'équation (15) en régime permanent initial est alors satisfaite pour $\delta\varphi(0) = 0$. Notons que le cas de plusieurs densités de flux indépendantes peut être aisément traité.

3.4. Construction des modèles réduits par résolution d'un problème d'optimisation

Dans le cadre de la MIM [7], les composantes de D_T et D_G diagonales, U_T et U_G triangulaires supérieures, A_{TG} orthogonale et B dans (15) et (16), ainsi que celles de H dans (17), sont identifiées par un algorithme utilisant des techniques d'optimisation. La construction des MR constitue donc un problème d'estimation de paramètres. Pour un ordre m donné, le nombre de paramètres inconnus est $N_{param}(m) = 2m^2 + 4m + N_{obs}m$. Hormis les composantes de H qui font l'objet d'un traitement spécifique, les paramètres inconnus sont regroupés dans le vecteur θ de taille $2m^2 + 4m$. Tous les paramètres sont identifiés à travers la minimisation d'une fonction $J_{id}^{(m)}(\theta, H)$ basée sur l'écart quadratique entre, d'une part, les températures $[\delta T_{obs}]_i(j, t_k, \theta, H)$, $i \in [1; N_{obs}]$ calculées par le MR et, d'autre part, les températures correspondantes $[\delta T_{obs}^{data}]_i(j, t_k)$, $i \in [1; N_{obs}]$ calculées avec le modèle détaillé de référence, pour le même signal discret de densité de flux appliqué $\delta\varphi^{data}(t_k)$, $k \in [1; N_t^{id}]$ et le même ensemble de couples $(k_{th}, \kappa)_j^{data}$, $j \in [1; N_c^{id}]$:

$$J_{id}^{(m)}(\theta, H) = \sum_{i=1}^{N_{obs}} \sum_{j=1}^{N_c^{id}} \sum_{k=1}^{N_t^{id}} \left([\delta T_{obs}]_i(j, t_k, \theta, H) - [\delta T_{obs}^{data}]_i(j, t_k) \right)^2 \quad (18)$$

L'écart quadratique moyen correspondant est $\sigma_{id}^{(m)} = \sqrt{J_{id}^{(m)}(\theta, H) / N_{obs} N_c^{id} N_t^{id}}$.

D'après (15), (16) et (17), le vecteur δT_{obs} est non-linéaire par rapport à $D_T, U_T, A_{TG}, B, D_G, U_G$ et donc par rapport à θ , alors qu'il dépend linéairement de H . Deux méthodes d'optimisation sont donc employées à travers une approche de point fixe. Un algorithme d'Optimisation par Essaim de Particules (OEP) [4] est utilisé pour l'estimation de θ . A chaque itération de l'algorithme OEP, θ est fixé pour chaque particule de l'essaim et le vecteur $X^{(T)}(t)$ est calculé pour tous les couples (k_{th}, κ) et tous les instants. La matrice H est alors estimée par moindres carrés ordinaires à partir des données δT_{obs}^{data} . On construit d'abord un MR d'ordre $m = 1$. Des MR d'ordres supérieurs sont ensuite construits jusqu'à satisfaction d'un critère d'arrêt (obtention de la précision souhaitée ou $\sigma_{id}^{(m+1)} \approx \sigma_{id}^{(m)}$).

4. Exemple d'application : « méthode flash » sur échantillon cylindrique

4.1. Configuration étudiée

L'approche est appliquée à une configuration de type « méthode flash ». Un échantillon de forme cylindrique est soumis à un signal de densité de flux en face avant (tir de laser) et l'observable considéré est l'évolution de température au centre de la face avant. La Figure 1 illustre cette configuration 2D axisymétrique. Le modèle détaillé (MD) de référence des équations non-linéaires (1) à (4), basé sur la méthode des volumes finis, est décrit et validé dans [9]. L'indice de réfraction n est égal à 1,49. L'évolution de température utilisée comme donnée est ensuite obtenue en soustrayant la température en régime permanent initial ($T_0=300$ K) aux températures calculées. Notons que bien que la forme générale des équations des MR soit indépendante de la géométrie, les MR sont construits à partir de données simulées pour une configuration géométrique donnée. Pour une autre géométrie, de nouveaux MR, de forme similaire mais avec des paramètres de valeur différente, devraient être construits.

4.2. Identification des modèles réduits

Les données d'entrée pour l'identification des MR sont constituées par l'ensemble de $N_c^{id} = 100$ couples (k_{th}, κ) correspondant aux points rouges sur la Figure 2, dans les gammes $k_{th} \in]0; 2[$ W.m⁻¹.K⁻¹ et $\kappa \in]0; 2000[$ m⁻¹, et la densité de flux $\delta\varphi^{data}(t)$ tracée en rouge sur la Figure 3. Les sorties correspondantes sont les 100 évolutions de température $\delta T_{obs}^{data}(t)$ au centre de la face avant ($N_{obs} = 1$), calculées par le MD avec un pas de temps de $2,5 \cdot 10^{-5}$ s. Un échantillonnage à $2,5 \cdot 10^{-2}$ s est effectué, $N_t^{id} = 101$ instants sont donc utilisés pour l'identification des MR. Une série de MR d'ordre $m = 1$ à 6 a été construite à partir de ces données. La valeur de $\sigma_{id}^{(m)}$ en fonction de m est tracée en rouge sur la Figure 4. Comme attendu, $\sigma_{id}^{(m)}$ décroît avec m , jusqu'à $2,9 \cdot 10^{-2}$ K pour $m = 6$.

4.3. Validation des modèles réduits

Une fois les MR construits, plusieurs tests de validation ont été effectués. Un second ensemble de $N_c^{val} = 50$ couples (k_{th}, κ) correspondant aux carrés noirs sur la Figure 2 est ainsi utilisé. Deux tests sont présentés ici, le « test 1 » avec $\delta\varphi^{test1}(t) = \delta\varphi^{data}(t)$ utilisé dans la phase de construction des MR et le « test 2 » avec $\delta\varphi^{test2}(t)$ tracé en noir sur la Figure 3. Pour chaque test, les 50 évolutions de température au centre de la face avant sont comparées avec celles issues du MD. La valeur de $\sigma_{val}^{(m)}$, quantité similaire à $\sigma_{id}^{(m)}$, est ainsi tracée en fonction de m sur la Figure 4, en bleu pour le test 1 et en noir pour le test 2. Comme pour la phase de construction, $\sigma_{val}^{(m)}$ décroît avec m . Pour le test 1, $\sigma_{val}^{(m)}$ est très proche de $\sigma_{id}^{(m)}$ pour chacun des 6 MR, montrant la robustesse des MR vis-à-vis des paramètres (k_{th}, κ) . Pour le test 2, la durée du créneau est réduite d'un facteur 0,75 mais l'amplitude est double. Les températures sont donc plus élevées que celles atteintes dans le test 1 et la phase

d'identification. Ainsi, pour $k_{th} = 0,02 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ et $\kappa = 1020 \text{ m}^{-1}$, la température atteint 347 K. Pour une élévation de 47 K, la validité de la linéarisation est questionnable puisque $4(T_0)^3 \delta T = 5,08 \cdot 10^9 \text{ K}^4$ et $6(T_0)^2 (\delta T)^2 = 1,19 \cdot 10^9 \text{ K}^4$ dans le développement de $(T_0 + \delta T)^4$. Sans surprise, $\sigma_{val}^{(m)}$ est donc plus élevé pour le test 2 que pour le test 1 pour tous les MR. En particulier, pour $m = 6$, $\sigma_{val}^{(m)} = 7,8 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ pour le test 2. Ces résultats montrent cependant la robustesse des MR lorsqu'on les pousse à leurs limites de validité. Enfin, à titre d'illustration, la Figure 5 et la Figure 6 montrent les évolutions de température relatives à 6 couples (k_{th}, κ) différents pour le test 2. Le temps de calcul pour une simulation du MR est d'environ 10^{-3} s , soit un gain d'un facteur 10^3 par rapport au MD à pas de temps égal.

5. Conclusion

Dans le cadre des transferts par conduction et rayonnement dans des milieux semi-transparents gris pour lesquels les transferts radiatifs peuvent être modélisés par l'approximation P1, une formulation de modèles réduits (MR) linéaires explicitement paramétrés par la conductivité thermique et le coefficient d'absorption effectif a été proposée. La construction de ces modèles réduits par la Méthode d'Identification Modale (MIM) a également été présentée. Une application sur un problème bidimensionnel axisymétrique instationnaire de type « méthode flash » a montré la capacité des MR à reproduire de façon satisfaisante l'évolution de température au centre de la face avant en réponse à un signal quelconque de densité de flux appliqué en face avant. Compte-tenu des très faibles temps de calcul induits par les MR, ces derniers pourront être utilisés pour l'estimation rapide de la conductivité thermique et du coefficient d'absorption effectif de matériaux semi-transparents, sous réserve de sensibilités suffisantes de la température observée à ces paramètres.

Références

- [1] P.Y. Wang, H.P. Tan, L.H. Liu, J.F. Luo, Heat transfer in translucent thermal barrier coatings of turbine engine, *Journal of Aerospace Power*, 15(3) (2000), 268-273.
- [2] P.Y. Wang, H.E. Cheng, H.P. Tan, Transient thermal analysis for semi-transparent composite thermal barrier coatings, *Journal of Shanghai Jiao Tong University*, 36(2) (2002), 180-184.
- [3] E. Ruffio, Estimation of parameters and boundary conditions in unsteady conduction for anisotropic materials, *Ph.D. Thesis*, ENSMA, 2004.
- [4] M. Clerc, *L'Optimisation par Essais Particulaires – Versions Paramétriques et Adaptatives*, Paris, Hermes Science-Lavoisier (2005).
- [5] V. Maneesh, M.K. Pradeep, An inverse method to estimate the principal thermal conductivities of composite material, *Int. Journal of Scientific & Engineering Research*, 5(7) (2014), 810-813.
- [6] Y. Liu, Y. Billaud, D. Saury, D. Lemonnier, Identification simultanée de propriétés thermo-physiques de milieux semi-transparents par un modèle réduit basé sur un réseau de neurones artificiels multicouches, *Congrès Français de Thermique* (Nantes, France, 3-6 juin 2019).
- [7] M. Girault, D. Petit, E. Videcoq, Identification of low-order models and their use for solving inverse boundary problems, dans *Thermal Measurements and Inverse Techniques*, éditeur H.R.B Orlande et al. (2011), 457–506.
- [8] M.F. Modest, *Radiative heat transfer, third edition*, Academic press, Elsevier (2013).
- [9] Y. Liu, Y. Billaud, D. Saury, D. Lemonnier, Simultaneous identification of thermal conductivity and absorption coefficient of a homogeneous medium, *16th International Heat Transfer Conference* (Beijing, China, 10-15 août 2018), 8834–8841.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à China Scholarship Council Foundation pour son soutien financier, ainsi qu'à la Région Nouvelle-Aquitaine et à l'Union Européenne pour leurs financements aux travers des programmes CPER et FEDER.

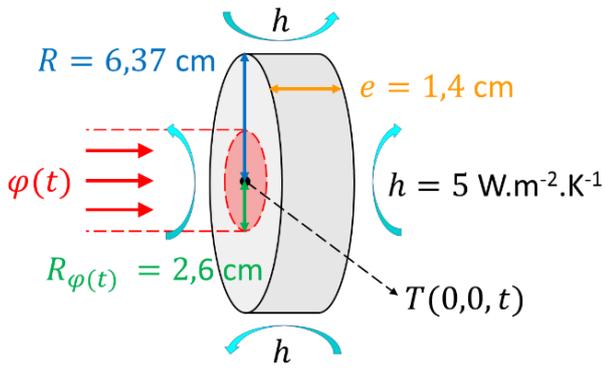


Figure 1 : schéma de la configuration étudiée de type « méthode flash »

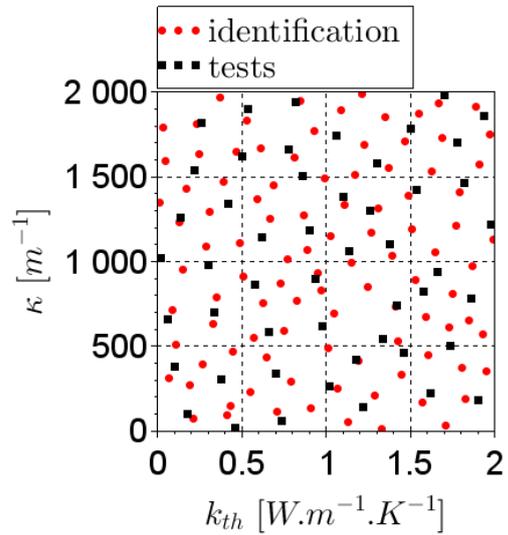


Figure 2 : couples (k_{th}, κ) pour l'identification et la validation des MR

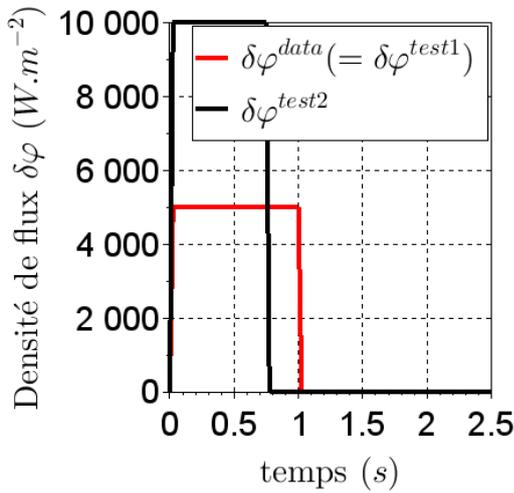


Figure 3 : densités de flux employées pour l'identification et la validation des MR

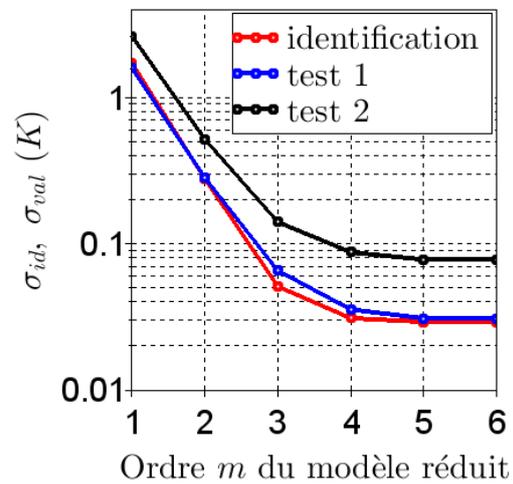


Figure 4 : identification et validation des MR. Ecart quadratique moyen $\sigma_Y^{(m)}$ entre MD et MR

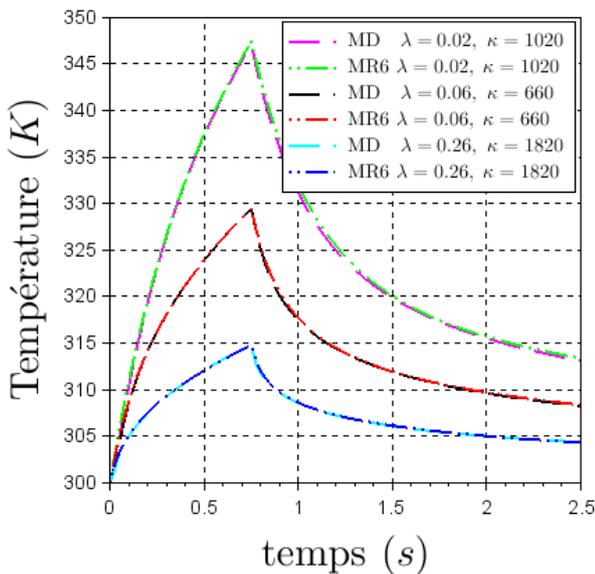


Figure 5 : températures calculées par MD et MR d'ordre 6 (test 2) pour 3 couples (k_{th}, κ)

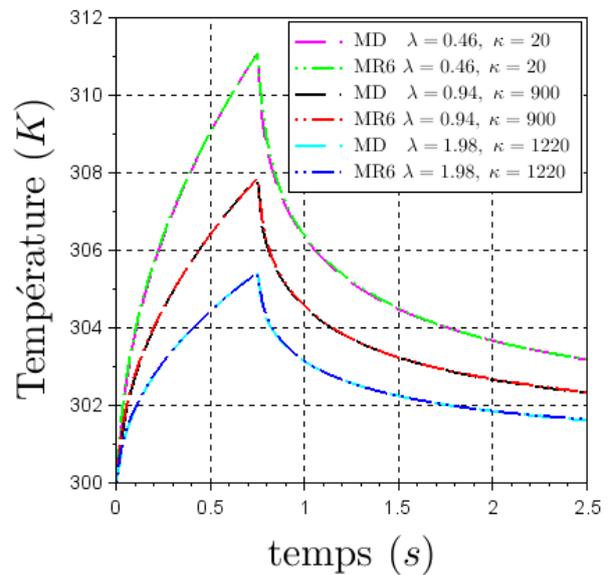


Figure 6 : températures calculées par MD et MR d'ordre 6 (test 2) pour 3 couples (k_{th}, κ)

Réduction modale adaptée à la simulation thermique avec rayonnement : Application à une pièce dans un four industriel

Adaptation of modal reduction to thermal radiation : Application to a piece in a furnace

Benjamin GAUME^{1*}, Frédéric JOLY¹, Olivier QUEMENER¹

¹LMEE, Univ Evry, Université Paris-Saclay, 91020 Evry, France

*(auteur correspondant : b.gaume@iut.univ-evry.fr)

Résumé - Cet article présente une méthode originale de réduction de modèle dominé par les phénomènes radiatifs : le couplage entre la méthode AROMM (Amalgam Reduced Order Modal Model) et la méthode des radiosités. La méthode AROMM permet une réduction importante du nombre de degré de liberté, tout en préservant l'intégrité de la géométrie, condition nécessaire pour la modélisation du rayonnement. L'exemple traité consiste en une pièce en titane chauffée par deux panneaux radiants dans un four. Les résultats sont satisfaisants, avec une erreur moyenne inférieure à 0.1% pour un gain en temps de calcul de l'ordre de 100.

Mots-clés : Rayonnement thermique ; Modèle réduit ; Réduction modale ; Radiosité ; Eléments finis.

Abstract - This article presents an original method to reduce model dominated by radiative phenomena: the coupling between the AROMM method (Amalgam Reduced Order Modal Model) and the radiosity method. The AROMM method allows a significant reduction in the number of degrees of freedom, while preserving the integrity of the geometry, a necessary condition for modeling the radiation. The example treated consists of a titanium part heated by two radiant panels in a furnace. The results are satisfactory, with an average error of less than 0.1 % for a gain in computation time of the order of 100.

Keywords: Thermal radiation; Reduced model; Modal reduction; Radiosity; Finite elements.

Nomenclature

c	Capacité thermique volumique, J/m ³ K	T	Température, K
e	Epaisseur, m	\bar{T}	Température d'un patch, K
f	Fonction d'essai, K	<i>Symboles grecs</i>	
F_{ij}	Facteur de forme	ε	Emissivité
h	Coefficient d'échange, W/m ² K	σ	Constante Stefan-Boltzmann, W.m ⁻² .K ⁻⁴
k	Conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹		

1. Introduction

La simulation numérique d'applications industrielles telles que les satellites ou les fours nécessite une modélisation fine de l'ensemble des phénomènes physiques et plus particulièrement du rayonnement. Ce dernier, de par sa forte non-linéarité et son intégration dans l'espace, alourdit les simulations numériques tant en temps de calcul qu'en utilisation de mémoire. Cette difficulté devient critique lorsque le modèle est impliqué dans une boucle itérative de contrôle

ou d'identification. Il est alors intéressant d'utiliser des modèles réduits. Comme l'intégralité du champ de température est nécessaire pour la résolution de problèmes radiatifs, les méthodes modales sont appropriées. A cette fin, nous associons dans cette communication la méthode de réduction AROMM (Amalgam Reduced Order Modal Model [1]) à la méthode des radiosités. L'application traitée est une pièce en titane complexe chauffée par deux panneaux radiants placés dans un four.

2. Résolution par la méthode des éléments finis

2.1. Problème physique

Une pièce complexe en titane et oxydée doit subir un traitement thermique d'une durée de 5×10^4 s dans un four industriel initialement à $T_0 = 293.15K$ (figure 1). La pièce est chauffée par deux tubes radiants munis de réflecteurs paraboliques. Les paramètres thermophysiques des différents éléments sont regroupés dans le tableau 1.

Dans ce problème :

- les échanges avec l'extérieur (qui incluent l'isolation thermique des parois) sont supposés linéaires (coefficient h_{ext} uniforme et une température extérieure $T_{ext} = 293.15K$);
- le phénomène de convection interne est caractérisé par un unique coefficient $h_{int} = 5 W.m^{-2}.K^{-1}$ et une température de l'air inconnue T_{int} car fonction de la température des parois;
- le rayonnement entre les différentes surfaces du four (supposées grises) s'effectue dans un milieu transparent.

L'objectif de l'étude est d'obtenir la distribution de température sur la pièce chauffée pour différents scénarios thermiques détaillés dans le tableau 2.

	Capacité thermique c $J.m^{-3}.K^{-1}$	Conductivité thermique k $W.m^{-1}.K^{-1}$	Emissivité totale hémisphérique ε	Epaisseur e m
Pièce	2.35×10^6	21.9	0.8	0.001
Support	3.95×10^6	16.3	0.95	0.005
Paroi	0.18×10^6	45	0.95	0.01
Tube	3.4×10^6	45	0.95	0.01
Reflecteur	3.95×10^6	16.3	0.3	0.001

Tableau 1 : *Caractéristiques thermophysiques des différents éléments*

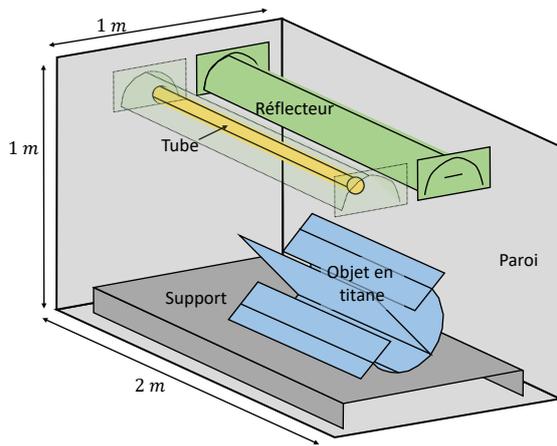


Figure 1 : La géométrie considérée

Scénario	h_{ext}	T_{tube}
	$W.m^{-2}.K^{-1}$	K
1	5	673.15
2	1	973.15
3	0.5	1273.15

Tableau 2 : Conditions aux limites

2.2. Adaptation de l'équation de la chaleur pour une coque mince avec rayonnement

En considérant les caractéristiques précédentes, le nombre de Biot maximum vaut $Bi = \frac{h e}{2k} \leq 0.072$, ce qui valide l'hypothèse d'un modèle coque [2] [3].

Les échanges convectifs à l'intérieur de l'enceinte sont modélisés via un coefficient d'échange $h_{int} = 5 W.m^{-2}.K^{-1}$ et une température d'air dépendante des températures de l'ensemble des parois intérieures :

$$T_{int}(T) = \frac{\int_{\Omega_{int}} h_{int} T d\Omega}{\int_{\Omega_{int}} h_{int} d\Omega} \quad (1)$$

Dans le problème étudié, les corps gris échangent par rayonnement dans un milieu transparent. Le rayonnement est modélisé par la méthode des radiosités, dans laquelle on considère que toutes les parois peuvent se définir comme la somme de surfaces isothermes et à propriétés radiatives uniformes. Ces zones sont appelées des patches, et l'on peut alors définir un flux net perdu par un patch $\bar{\varphi}_i$ à partir de l'ensemble des températures moyennes par patch \bar{T}_j :

$$\forall j \in [1, N_p] \quad \sum_{i=1}^{N_p} \left[\frac{\delta_{ji}}{\varepsilon_i} - \left(\frac{1}{\varepsilon_i} - 1 \right) F_{ji} \right] \bar{\varphi}_i = - \sum_{i=1}^{N_p} (\delta_{ji} - F_{ji}) \sigma \bar{T}_i^4 \quad (2)$$

$$\bar{T}_i = \frac{\int_{\Omega_{pi}} T d\Omega}{\int_{\Omega_{pi}} d\Omega} \quad (3)$$

où N_p est le nombre de patches, δ_{ji} désigne le symbole de Kronecker, ε_i est l'émissivité du patch, F_{ji} est le facteur de forme du patch j vers le patch i et Ω_{pi} le domaine défini par un patch i. La convention de signe choisie assure que le flux émis $\bar{\varphi}_i = -\varepsilon_i \sigma \bar{T}_i^4$ est négatif.

L'équation (2) s'écrit sous une forme matricielle :

$$\mathbf{A} \bar{\varphi} = \mathbf{B} \bar{\mathbf{T}}^4 \quad (4)$$

Après inversion de l'équation (2), le flux échangé par un patch peut se définir comme :

$$\bar{\varphi}_j = \sum_{i=1}^{N_p} r_{ji} \bar{T}_i^4, \quad (5)$$

où r_{ji} sont les éléments de la matrice $\mathbf{R}_{rad} [N_p, N_p] = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}$.

L'équation de la chaleur du problème étudié sous forme variationnelle s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} e c \frac{\partial T}{\partial t} f d\Omega = & - \int_{\Omega} e k \nabla T \cdot \nabla f d\Omega - \int_{\Omega_{int}} h_{int} T f d\Omega - \int_{\Omega_{ext}} h_{ext} T f d\Omega \\ & + \int_{\Omega_{int}} h_{int} T_{int} f d\Omega + \int_{\Omega_{ext}} h_{ext} T_{ext} f d\Omega + \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left(r_{ij} \bar{T}_i^4 \right) \int_{\Omega_j^e} f d\Omega \end{aligned} \quad (6)$$

avec la fonction d'essai $f \in H_1(\Omega)$.

La discrétisation spatiale du problème défini par les équations (1) et (6) par éléments finis de type P1 amène au problème matriciel suivant en respectant l'ordre des termes précédents :

$$\mathbf{C} \frac{d\mathbf{T}}{dt} = [\mathbf{K} + \mathbf{H}_{int} + \mathbf{H}_{ext}] \mathbf{T} + \mathbf{U}_{cpl} T_{int}(\mathbf{T}) + \mathbf{U}_0 + \bar{\mathbf{R}}_{rad} \bar{\mathbf{T}}^4. \quad (7)$$

Le vecteur \mathbf{T} contient les températures aux N points de la discrétisation, et \mathbf{U}_0 est le vecteur des sollicitations extérieures (le flux de chaleur extérieur $\int_{\Omega} h_{ext} T_{ext}$). \mathbf{C} , \mathbf{K} , \mathbf{H}_{int} , \mathbf{H}_{ext} sont des matrices de dimension $[N \times N]$: \mathbf{C} est la matrice de capacité thermique, \mathbf{K} la matrice de conductivité \mathbf{H}_{int} et \mathbf{H}_{ext} sont les matrices de convection. Le vecteur \mathbf{U}_{cpl} est l'échange convectif de l'air à l'intérieur du four, à une température $T_{int}(\mathbf{T})$. Cette température intérieure est obtenue par résolution de l'équation (1), s'exprimant sous forme discrète :

$$T_{int}(\mathbf{T}) = \mathbf{D} \mathbf{T} \quad (8)$$

Le vecteur $\bar{\mathbf{T}}$ de dimension $[N_p]$ contient la température moyenne de chaque patch Ω_i^e et s'écrit matriciellement (d'après l'équation 3) :

$$\bar{\mathbf{T}} = \mathbf{U}_R \mathbf{T}. \quad (9)$$

La matrice \mathbf{U}_R de dimension $[N_p \times N]$ est l'opérateur moyenne, pour le calcul de la température moyenne des N_p patches à partir de la température aux N nœuds du maillage.

Enfin, la matrice de rayonnement $\bar{\mathbf{R}}_{rad} [N \times N_p]$ permet le calcul de la densité de flux aux N nœuds à partir des N_p patches. Cette matrice est calculée par la relation suivante :

$$\bar{\mathbf{R}}_{rad} = {}^t \mathbf{U}_R \mathbf{S} \mathbf{R}_{rad}, \quad (10)$$

où \mathbf{S} est une matrice diagonale $[N_p \times N_p]$ telle que S_{ii} contienne la surface du patch i . Le vecteur $\bar{\mathbf{T}}^4$ contient les éléments du vecteur $\bar{\mathbf{T}}$ élevés à la puissance 4.

2.3. Résultats du problème éléments finis

Tous les calculs ont été effectués sur un ordinateur portable avec un processeur 6 cœurs Intel® Xeon® E-2176M @ 2.7GHz et 64GB de RAM. La discrétisation éléments finis a conduit à un maillage de $N = 12\,167$ nœuds et $N_t = 24\,202$ éléments de type triangle.

Dans l'étude présentée ici, un patch correspond à un élément de type triangle issu du maillage. Comme les éléments rayonnent selon leur deux faces, nous avons un total de $N_p = 44\,838$ patches. La prise en compte du rayonnement nécessite deux calculs préliminaires. Le calcul des N_p^2 facteurs de forme est effectué en $t_{CPU}^{F_{ij}} \approx 1h$. L'inversion de l'équation 2 permettant d'obtenir le flux par patch prend $t_{CPU}^{rad} \approx 8h$. Ces deux calculs sont effectués une seule fois et réutilisés pour l'ensemble des simulations.

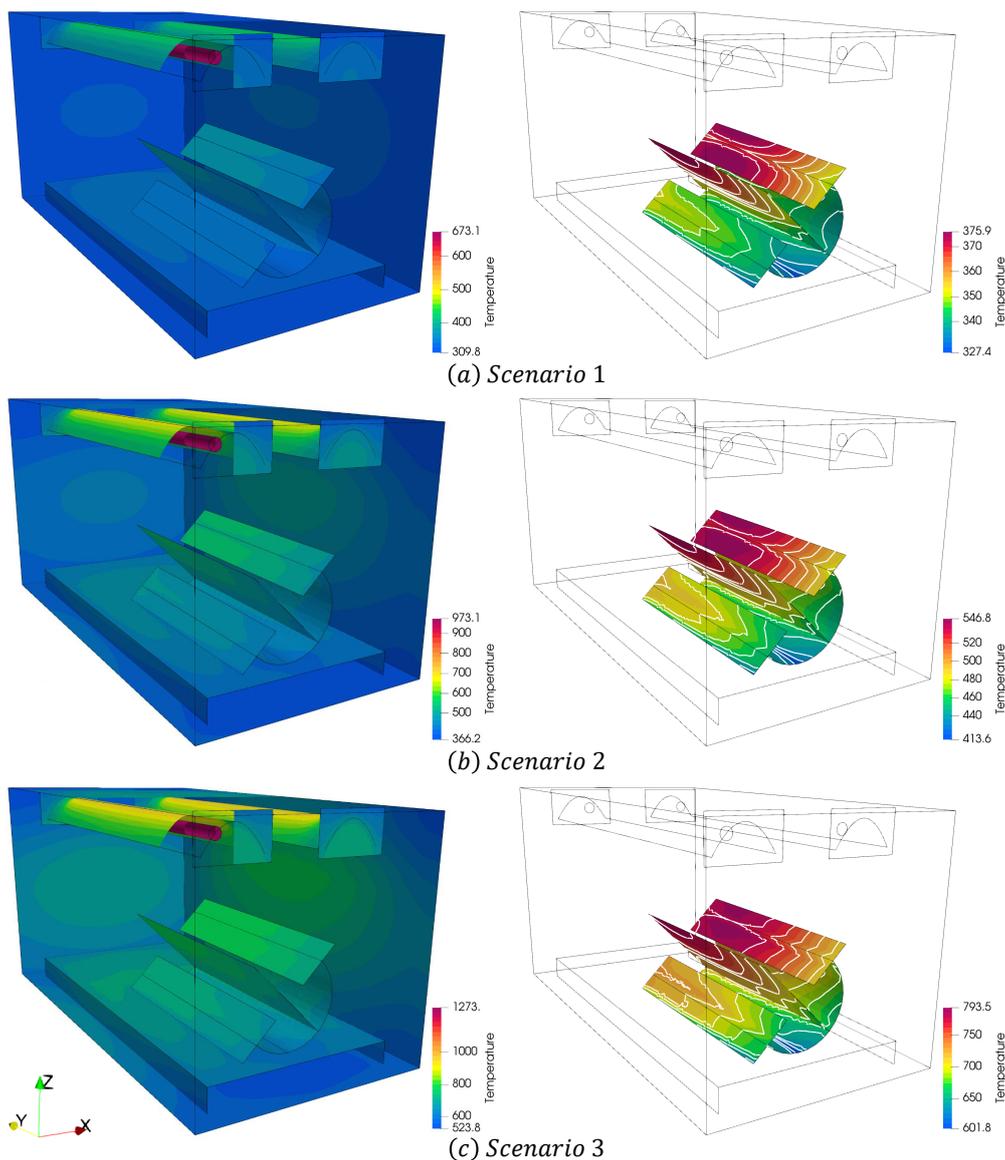


Figure 2 : Champ de température pour les 3 scénarios au temps 3 000 s. La colonne de gauche correspond à la scène thermique complète, tandis que celle de droite se concentre sur l'objet en titane

La figure 2 présente le champ de température à l'instant $t = 3\,000\text{ s}$ pour les 3 scénarios, caractérisés par des températures de tubes très différentes. L'augmentation de la température des émetteurs de 300 K à chaque scénario induit des variations de minimum très différentes : le

passage du scénario 1 à 2 entraîne une augmentation de ce minimum de 55 K , alors qu'entre le scénario 2 et 3, ce minimum augmente de 150 K .

Par ailleurs, le fort gradient de température sur la pièce souligne l'importance de l'effet de masque dans cette étude. Le transfert de chaleur par rayonnement est prédominant, l'effet de masque joue un rôle important. Ainsi, pour le scénario 3, plus de 200 K séparent le haut et le bas de la pièce. Cette modélisation fine a nécessité un temps CPU compris entre 4 et 6 heures selon les scénarios. Ce temps CPU important interdit toute étude paramétrique par modélisation classique, et justifie l'utilisation de modèles réduits.

3. Méthode de réduction modale

3.1. Principe

La technique consiste à décomposer le champ de températures sur un petit nombre de fonctions spatiales $\tilde{V}(M)$ appelées modes, pondérées par des coefficients d'excitation $x_i(t)$:

$$T(M, t) \approx \sum_{i=1}^{\tilde{N}} \tilde{x}_i(t) \tilde{V}_i(M). \quad (11)$$

Ces modes sont obtenus en deux étapes :

- résolution d'un problème aux valeurs propres, qui donne accès à une base complète constituée de N modes V_i

$$-\int_{\Omega} e k \nabla V_i \cdot \nabla f d\Omega = z_i \int_{\Omega} e c V_i f d\Omega, \quad (12)$$

Le paramètre z_i correspond à la valeur propre associée à chacun de ces modes. Le calcul de cette base complète s'effectue en 4 minutes.

- réduction de la base complète par une méthode d'amalgame qui permet l'obtention d'une base réduite constituée de \tilde{N} modes \tilde{V}_i [4] et [5]. Cette technique s'appuie sur des scénarios de référence, pour lequel la base réduite est optimisée. Dans l'étude considérée, le cas de référence correspond au scénario 2 du tableau 2 pour lequel on impose des surfaces noires. La résolution est ainsi extrêmement rapide : le modèle réduit est obtenu en 2 min.

3.2. Equation d'état et résolution du problème réduit

L'équation d'état sous forme discrète s'obtient en remplaçant dans le problème (6) le champ de température $T(M, t)$ par sa projection dans la base modale réduite (11) et la fonction d'essai f est exprimée comme un des vecteurs \tilde{V}_i de la base.

$$\tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{C} \tilde{\mathbf{V}} \frac{d\tilde{\mathbf{X}}}{dt} = \tilde{\mathbf{V}}^t [\mathbf{K} + \mathbf{H}_{\text{int}} + \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{cpl}}] \tilde{\mathbf{V}} \tilde{\mathbf{X}} + \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{U}_0 + \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{R}_{\text{rad}} \bar{\mathbf{T}}^4 \quad (13)$$

avec

$$\bar{\mathbf{T}} = {}^T \mathbf{U}_R \tilde{\mathbf{V}} \tilde{\mathbf{X}} \quad (14)$$

où $\tilde{\mathbf{V}} \left[\tilde{N} \times \tilde{N} \right]$ est la matrice contenant les \tilde{N} modes réduits \tilde{V}_i , et \mathbf{C} , \mathbf{K} , etc. sont les matrices éléments finis définies dans Eq. (7). Les matrices comme $\tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{C} \tilde{\mathbf{V}}$ sont denses et de dimension

$[\tilde{N} \times \tilde{N}]$. Notons que le calcul de la température d'enceinte $T_{int}(T)$ est directement intégrée dans l'équation de la chaleur (6) à travers le terme \mathbf{H}_{cpl} .

3.3. Résultats

Le champ de température pour le scénario 3 à $t = 3000$ s calculé par le modèle réduit d'ordre 200 est représenté sur la figure 3 et doit être comparé à celui représenté sur la Fig. 2 (c). Visuellement, l'accord est très bon, et les contours produits par le rayonnement (en particulier les effets de masque) sont bien représentés. Cette première impression est confirmée par le champ erreur $|T - \tilde{T}|$: en ce qui concerne l'intégralité du four, l'écart n'excède pas 26 K, (soit 2% des 1 200 K des tubes radiant). La température est particulièrement bien prédite pour la pièce en titane, puisque l'erreur sur la température maximale n'excède pas 1.5 K.

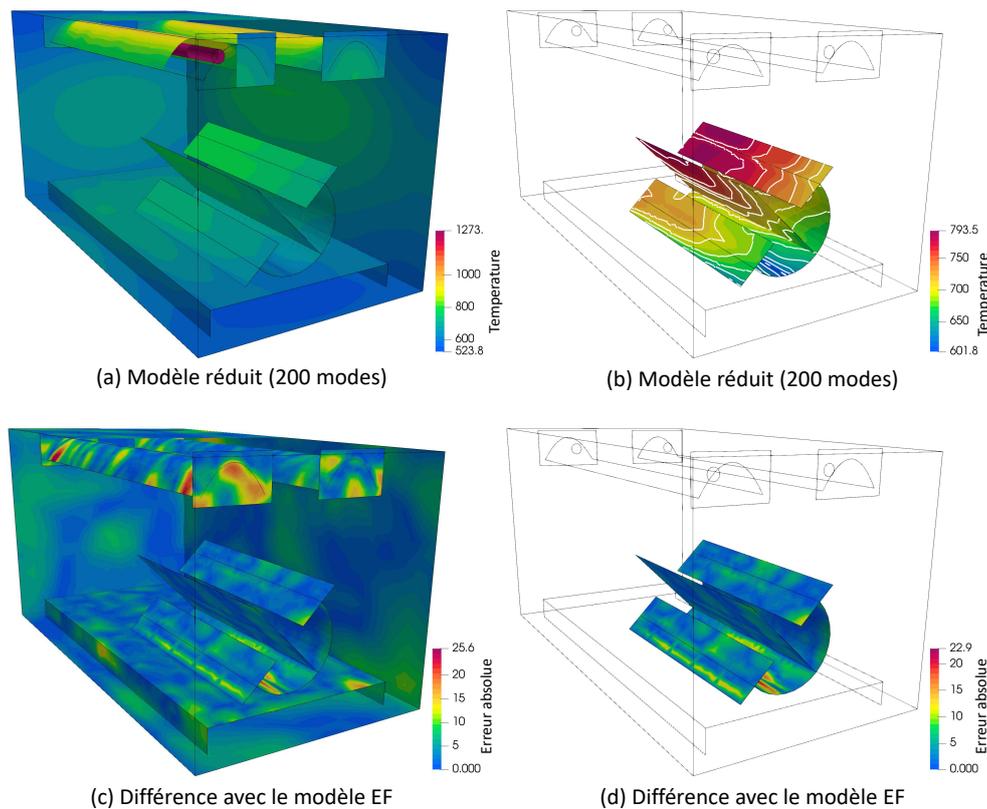


Figure 3 : Champ de température et erreur pour le scénario 3 à $t = 3000$ s

Une analyse de sensibilité du modèle réduit a été conduite (voir figure 4), en utilisant les deux erreurs relatives suivantes :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{V} \frac{1}{\tau} \frac{\int_{\Omega} |T - \tilde{T}| d\Omega d\tau}{\max_{\tau, \Omega}(T) - \min_{\tau, \Omega}(T)}, \quad \varepsilon_{max} = \frac{\max_{\tau, \Omega} |T - \tilde{T}|}{\max_{\tau, \Omega}(T) - \min_{\tau, \Omega}(T)},$$

où τ est le temps de simulation et V le volume du domaine Ω . Ces figures illustrent le compromis nécessaire entre temps de calcul et précision. Même pour des modèles extrêmement réduits (20 modes par exemple), les résultats sont décent, puisque l'erreur maximale $\varepsilon_{max} \approx 10\%$ et l'erreur moyenne $\langle \varepsilon \rangle$ reste inférieure à 1%, pour un gain en temps calcul de l'ordre de 800. Cependant, cette erreur relative de 10 % correspond à une erreur en température de 100

K. Un modèle à 200 modes permet d'augmenter significativement la précision : $\langle \varepsilon \rangle \approx 0.1\%$ et $\varepsilon_{max} \approx 3\%$, au dépend d'un gain en temps calcul de l'ordre de 100. Ce résultat reste très satisfaisant puisque l'on passe de 6h de temps de calcul à 4 minutes.

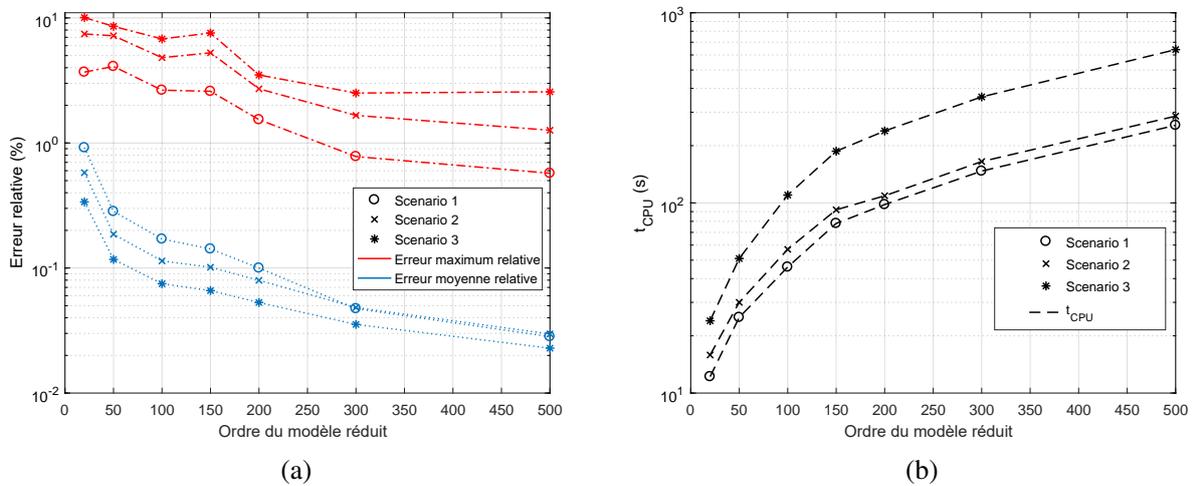


Figure 4 : Erreur relative et temps CPU en fonction de l'ordre de réduction

4. Conclusion

L'objectif de cette étude était de démontrer la faisabilité et l'intérêt de réduire un problème de rayonnement thermique pour une application réaliste, tout en modélisant la physique engendrée par le rayonnement et la géométrie. La méthode AROMM couplée à la méthode des radiosités a démontré son efficacité et sa robustesse pour les 3 scénarios choisis, moyennant un coût initial d'environ 9h de calcul. Avec un modèle modal d'ordre 200, l'erreur maximale relative s'est avérée inférieure à 3% alors que l'erreur moyenne dans le temps et l'espace est inférieure à 0.1%. A cet ordre, l'effort de calcul est très faible, seulement 4 minutes sont nécessaires pour résoudre le problème, par rapport aux 6 heures requises par le modèle détaillé. Le gain en temps de calcul est de l'ordre de 100 ou plus, quelle que soit la configuration testée. Ces performances très satisfaisantes ouvrent l'accès au contrôle en temps réel ou à l'identification de sources avec rayonnement.

Références

- [1] B. Gaume, F. Joly, O. Quéméner, Modal reduction for a problem of heat transfer with radiation in an enclosure, *IJHMT* 141 (2019) 779 – 788.
- [2] A. E. Jeffers, Heat transfer element for modeling the thermal response of non-uniformly heated plates, *Finite Elements in Analysis and Design* 63 (2013) 62 – 68.
- [3] C. An, J. Su, Lumped models for transient thermal analysis of multilayered composite pipeline with active heating, *Appl. Therm. Eng.* 87 (2015) 749 – 759.
- [4] O. Quéméner, F. Joly, A. Neveu, The generalized amalgam method for modal reduction, *IJHMT* 55 (4) (2012) 1197 – 1207.
- [5] O. Quéméner, A. Neveu, E. Videcoq, A specific reduction method for branch modal formulation : Application to highly non linear configuration, *IJTS* 46 (9) (2006) 890–907.

Monte Carlo et sensibilité géométrique, modèle de transport de sensibilité

Monte-Carlo and domain deformation, the sensitivity transport models

Paule LAPEYRE^{1*}, Stéphane BLANCO², Cyril CALIOT¹, Mouna EL HAFI³, Richard FOURNIER²

¹PROMES CNRS, Université Perpignan Via Domitia
7, rue du Four Solaire, 66120 Font Romeu Odeillo, France.

²LAPLACE, UMR 5213 - Université Paul Sabatier
118, Route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex, France.

³ Université Fédérale de Toulouse Midi-Pyrénées, Mines Albi, UMR CNRS 5302, Centre RAPSODEE,
Campus Jarlard, F-81013 Albi CT Cedex

*(auteur correspondant : paule.lapeyre@promes.cnrs.fr)

Résumé - Nous cherchons à estimer les dérivées de formes de fonctions objectif définies pour l'étude de procédés énergétiques. Devant les limites de l'approche standard d'estimation des sensibilités géométriques par la méthode de Monte-Carlo une nouvelle méthode est présentée. Un nouvel algorithme de sensibilité est détaillé afin d'étendre sa mise en œuvre, par deux exemples, à des configurations à géométries complexes avec diffusion multiple et milieu semi-transparent.

Mots-clés : Méthode de Monte-Carlo ; Sensibilité à la géométrie ; Optimisation de forme ; Transferts Radiatifs ; Transport de sensibilité.

Abstract - We address the question of evaluating shape derivatives of objective functions defined for the study of energy processes involving semi-transparent media. Facing the limits of the standard approach to estimate geometric sensitivities by the Monte-Carlo method a new method is presented. A new sensitivity algorithm is detailed in order to extend its implementation, from two examples, in configurations with complex geometries with multiple diffusion and a semi-transparent medium.

Keywords: Monte-Carlo method; Shape sensitivities; Shape optimization; Radiative transfer; Sensitivity transport.

1. Introduction

L'étude des procédés d'ingénierie peut être appuyée par des méthodes numériques d'optimisation, le but de ces méthodes est de déterminer le jeu de paramètres de conception (noté π) le plus performant par rapport à un objectif donné. Le principe est de trouver un extremum de la fonction objectif (notée $J(\pi)$) en intervenant sur le jeu de paramètres : parmi les différentes méthodes d'optimisation certaines sont utilisées pour trouver des extrema locaux (descentes de gradients), d'autres pour trouver des extrema globaux (méthodes stochastiques). Dans les deux cas la connaissance des sensibilités de $J(\pi)$ par rapport à π est une information précieuse ([1],[2]).

Notre travail s'inscrit dans un contexte énergétique pour lequel les transferts radiatifs sont une composante majeure des transferts de chaleur, dans ce papier nous nous concentrerons donc sur des fonctions objectif radiatives. Dans le but de gérer la complexité géométrique de telles

configurations les modèles de transfert sont résolus par la méthode de Monte-Carlo. Grâce à sa nature statistique la méthode de Monte-Carlo est habituellement utilisée comme une référence pour d'autres approches numériques, notamment dans le cas de configurations à haut niveau de complexité (propriétés radiatives et géométrie) ([3]).

Son extension à l'évaluation de fonctions objectif qui sont exprimées sous forme intégrale a ouvert le champ de ses applications. Dans ce contexte un des principaux avantages de la méthode est sa capacité à estimer une fonction objectif et ses dérivées en utilisant le même algorithme et sans aucun temps de calcul supplémentaire ([4]). Cependant cet avantage a des limites, il a été montré dans [5] que lorsqu'une fonction est exprimée sous forme intégrale et dérivée telle quelle, l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo pour calculer sa sensibilité aux paramètres géométriques conduit souvent à des difficultés de formalisation et de mise en œuvre.

Ces limitations nous ont menés à reconsidérer les sensibilités géométriques à partir des équations différentielles locales, c'est-à-dire avant d'en arriver à la formulation intégrale de la fonction objectif ([6]). Le principe est de construire un modèle de transport de sensibilité, à partir de l'équation de transfert radiatif, et d'en déterminer les conditions aux limites correspondantes, c'est à dire les sources de sensibilités générées par une perturbation de la géométrie.

Nous proposons ici une première généralisation des conditions aux limites du modèle de sensibilité et illustrons leur traduction algorithmique par la méthode de Monte-Carlo.

Le modèle de sensibilité nous permet de calculer les dérivées de forme de fonctions objectif dans des configurations qu'il n'était pas envisageable de traiter avec la méthode classique de calcul de sensibilité géométrique par Monte-Carlo. La première partie de ce travail est consacrée à l'établissement du modèle de sensibilité et de ses conditions aux limites. Nous nous concentrons ici sur l'influence d'un seul paramètre π . Dans un deuxième temps le modèle sera appliqué à un exemple académique détaillé avant de montrer son utilisation sur deux exemples en géométrie complexe.

2. Modèle de sensibilité

Les fonctions objectif du transfert radiatif, traitées par Monte-Carlo, sont des intégrales fréquentielles, angulaires et surfaciques (ou volumiques) de fonctions linéaires de la luminance monochromatique L . Les algorithmes de Monte-Carlo commencent donc par l'échantillonnage des espaces correspondants avant d'évaluer L à une fréquence donnée, un endroit donné et dans une direction donnée, grâce à l'échantillonnage de chemins radiatifs. Dans ce travail ces échantillonnages préliminaires ne dépendent pas du paramètre géométrique, ils peuvent correspondre par exemple à des paramètres fixes de mesures : la position et orientation d'un capteur, une bande fréquentielle de mesure. L'évaluation de la sensibilité géométrique de la fonction objectif revient donc à estimer la sensibilité de L par rapport au paramètre géométrique, nos développements théoriques s'en tiendront alors à estimer $\partial_\pi L$.

Dans cette section, la sensibilité géométrique de la luminance $\partial_\pi L$ est introduite au niveau de la modélisation. Autrement dit, au lieu de dériver $L(\pi)$ exprimée comme une intégrale (Eq. (3)), nous regardons la sensibilité comme une grandeur avec son propre modèle. Ce modèle est obtenu en dérivant l'équation de transfert radiatif (ETR). Ici, nous considérons le cas d'un milieu diffusant (coefficient de diffusion k_s), absorbant (coefficient d'absorption k_a) mais non émissif (en effet le fait que le milieu soit émissif ne change en rien ce qui suit et n'apporte

aucune idée supplémentaire) :

$$\begin{cases} \mathbf{u} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = -(k_a + k_s)L(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) + k_s \int_{4\pi} p(\mathbf{u}'|\mathbf{u}) d\mathbf{u}' L(\mathbf{x}, \mathbf{u}', \pi) \text{ pour } \mathbf{x} \in \Omega \\ L(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = L_{\partial\Omega(\pi)}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) \text{ pour } \mathbf{x} \in \partial\Omega(\pi) \text{ et } \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} > 0 \end{cases} \quad (1)$$

La dérivation de l'ETR donne

$$\begin{cases} \mathbf{u} \cdot \nabla s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = -(k_a + k_s)s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) + k_s \int_{4\pi} p(\mathbf{u}'|\mathbf{u}) d\mathbf{u}' s(\mathbf{x}, \mathbf{u}', \pi) \text{ pour } \mathbf{x} \in \Omega \\ s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = s_{\partial\Omega(\pi)}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) \text{ pour } \mathbf{x} \in \partial\Omega(\pi) \text{ et } \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} > 0 \end{cases} \quad (2)$$

où $s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = \partial_\pi L(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi)$. Puisque le paramètre géométrique π n'intervient qu'aux frontières du domaine les opérateurs de l'Eq. 1 ne sont pas affectés par la dérivation.

On peut donc noter que, dans le domaine Ω , l'équation de transport de sensibilité est identique à l'ETR. Cela signifie que, dans le domaine Ω , la pratique que nous avons de l'ETR est applicable à l'équation de transport de sensibilité et tous les algorithmes de suivi de la sensibilité seront identiques à ceux de la luminance. Aux frontières, on ne peut pas faire d'équivalent entre les conditions aux limites radiatives et les conditions aux limites de sensibilité. Ces dernières impliquent un couplage avec la luminance et dépendent des propriétés radiatives de la frontière (Eq. 5). L'essentiel du travail est de déterminer ces sources de sensibilité. Dans ce qui suit l'expression des conditions aux limites est donnée puis discutée mais les étapes de sa construction ne sont pas détaillées.

Notons L_B le champ de luminance entrante à la frontière. Toutes les approches de Monte-Carlo reposent sur une formulation intégrale de la solution de l'ETR de la forme :

$$L(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = \int_{\mathcal{D}_\Gamma(\pi)} p_\Gamma(\gamma|\mathbf{x}, \mathbf{u}) d\gamma \hat{w}(\gamma, L_B) \quad (3)$$

où p_Γ est la densité de probabilité qu'un chemin γ propage les sources radiatives de la frontière à travers le milieu jusqu'à la position \mathbf{x} dans la direction \mathbf{u} . Identiquement, notons s_B le champ de la sensibilité entrante à la frontière. Immédiatement tout algorithme de Monte-Carlo qui évalue la luminance peut être directement traduit en un algorithme qui évalue la sensibilité, en changeant seulement les sources des conditions aux limites, comme l'indique la formulation intégrale suivante :

$$s(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = \int_{\mathcal{D}_{\Gamma_\pi}(\pi)} p_{\Gamma_\pi}(\gamma_\pi|\mathbf{x}, \mathbf{u}) d\gamma_\pi \hat{w}(\gamma_\pi, s_B) \quad (4)$$

Les propriétés du milieu, absorbant et diffusant (k_a et k_s), sont préservées au cours du processus et donc l'espace des chemins optiques Γ est identique à celui des chemins de sensibilité Γ_π . Ici l'essentiel est que les conditions aux limites de sensibilité sont transportées par les mêmes chemins que les conditions aux limites radiatives et nous pouvons donc utiliser le même jeu d'échantillonnage de chemins pour estimer simultanément les deux quantités.

Cependant, à ce stade, les conditions aux limites en sensibilité sont inconnues. L'objectif principal de la construction du modèle de sensibilité est de formuler ces conditions aux limites. En préservant la généralité des phénomènes d'émission, d'absorption, de réflexion et de diffusion compatible avec l'ETR, ces sensibilités entrantes prennent la forme d'une application linéaire \mathcal{L} de : la sensibilité sortante dans toutes les directions \mathbf{u}' (comme pour tout problème de réflexion de la luminance à la frontière mais ici c'est la sensibilité qui est réfléchie), la luminance sortante dans toutes les directions \mathbf{u}' , la luminance du corps noir à la température locale.

$$s_{\partial\Omega(\pi)}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \pi) = \mathcal{L}(L(\mathbf{x}, \mathbf{u}', \pi), L_b(T(\mathbf{x}, \pi)), s(\mathbf{x}, \mathbf{u}', \pi)) \quad \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} > 0 \quad (5)$$

On remarque que L apparaît dans cette application. Cela implique que via les conditions aux limites, le modèle de sensibilité est couplé au modèle de luminance : les sources de sensibilité doivent être évaluées à partir de la luminance (Fig. 1) avant d'être propagées dans le domaine.

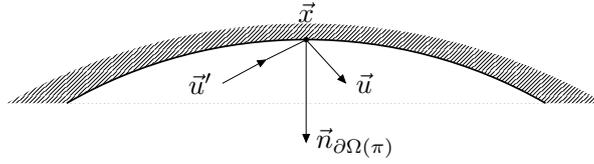


Figure 1 : Schéma illustrant la condition aux limites (Eq. (5)) [9]

3. Méthodologie détaillée pour estimer la sensibilité géométrique

Considérons une cavité carrée contenant un milieu semi-transparent, froid, absorbant et diffusant. Les dimensions de la cavité sont définies le long des axes x et y et sont infinies le long de l'axe z . Au centre de la cavité un corps noir de la forme d'un cylindre infini est isotherme de température T . Les parois sont également noires mais n'émettent aucun rayonnement (Fig. 2). Le milieu semi-transparent est indiqué par Ω , et sa frontière $\partial\Omega(\pi)$ est constituée par les parois de la cavité $\mathcal{R}(\pi)$ et du cylindre \mathcal{F} . Le paramètre géométrique π intervient à la frontière de la cavité $\mathcal{R}(\pi)$: la déformation est une translation colinéaire au vecteur normal $\mathbf{n}_{\mathcal{R}(\pi)}$ qui revient à faire une dilatation de la cavité. La fonction objectif est l'absorption locale $J(\mathbf{x}_0, \pi)$ à

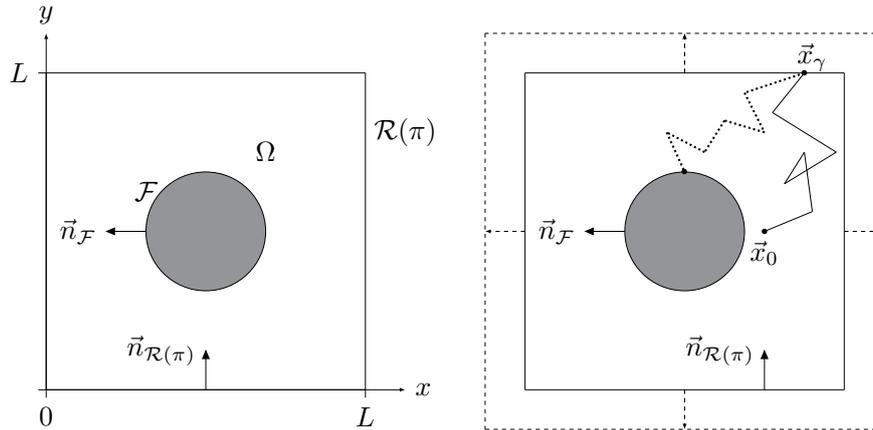


Figure 2 : La figure de gauche représente la cavité composée d'un milieu semi-transparent et d'un corps noir cylindrique de température T au centre. La figure de droite représente la dilatation de la cavité et le chemin de diffusion multiple (traits continus) représente une réalisation typique d'un chemin radiatif échantillonné dans un algorithme de Monte-Carlo. Le même chemin est utilisé pour la sensibilité. Le chemin en pointillé illustre un chemin radiatif et traduit le couplage des conditions aux limites de sensibilité avec le modèle de transfert radiatif par un algorithme de Monte-Carlo ([9]).

la position \mathbf{x}_0 et nous cherchons à estimer sa dérivée $\partial_\pi J(\mathbf{x}_0, \pi)$ par rapport à π . Ces grandeurs sont des intégrales sur la sphère unité de L et s . Dans le contexte de Monte-Carlo, ces intégrales conduiront simplement à l'échantillonnage d'une direction \mathbf{u}_0 et le problème se réduit à la capacité d'évaluer $L(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi)$ et $s(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi)$:

$$J(\mathbf{x}_0, \pi) = \int_{4\pi} k_a L(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi) d\mathbf{u}_0 \quad (6)$$

$$\partial_\pi J(\mathbf{x}_0, \pi) = \int_{4\pi} k_a s(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi) d\mathbf{u}_0 \quad (7)$$

Le modèle radiatif est l'ETR (Eq. 1) avec les conditions aux limites $L(\mathbf{x}_{\mathcal{R}}, \mathbf{u}, \pi) = 0$ et $L(\mathbf{x}_{\mathcal{F}}, \mathbf{u}) = L_{eq}(T)$.

3.1. Le modèle de sensibilité

Le modèle de sensibilité est l'équation de transport de sensibilité (Eq. 2) et ses conditions aux limites. En fonction de la déformation de la cavité et compte tenu des propriétés radiatives aux frontières $\mathcal{R}(\pi)$ et \mathcal{F} , l'application linéaire \mathcal{L} décrivant les conditions aux limites de sensibilité est ici $s(\mathbf{x}_{\mathcal{F}}, \mathbf{u}) = 0$ car \mathcal{F} n'est pas paramétrée par π , et sur $\mathcal{R}(\pi)$:

$$s(\mathbf{x}_{\mathcal{R}(\pi)}, \mathbf{u}, \pi) = -\frac{k_s}{\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_{\mathcal{R}}} \int_{4\pi} p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') d\mathbf{u}' L(\mathbf{x}, \mathbf{u}', \pi) \quad (8)$$

La condition à la limite associée aux parois de la cavité dépend de la luminance sortante. Nous ne détaillerons pas ici le formalisme qui mène à cette écriture mais la raison pour laquelle la luminance y apparaît est la suivante : lors de l'agrandissement de la cavité, une nouvelle couche du milieu semi-transparent est introduite et cette couche peut interagir avec le rayonnement sortant et le diffuser à nouveau dans la cavité. Cela signifie que pour connaître la condition à la limite de sensibilité dans la direction entrante dans le domaine il faut pouvoir évaluer la luminance sortante en tout point des parois de la cavité.

3.2. Propager les sources de sensibilité avec un algorithme de Monte-Carlo standard

Supposons dans un premier temps que la condition à la limite de sensibilité est connue pour toutes les directions entrantes dans le domaine. On peut alors considérer ces sensibilités entrantes comme des sources et penser que les algorithmes de Monte-Carlo les propagent, de la même manière que dans un problème de transfert radiatif standard. Ici, nous voulons évaluer s à la position \mathbf{x}_0 et dans la direction \mathbf{u}_0 . Nous savons que s est solution de la même équation que L , l'approche standard de Monte-Carlo consisterait donc à utiliser un algorithme inverse, exactement comme pour l'estimation de $L(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi)$. Cela signifie simplement que les algorithmes évaluant $L(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi)$ et $s(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0, \pi)$ commencent par les mêmes étapes, et peuvent donc partager les mêmes échantillonnages de chemins : un chemin de diffusion multiple γ est échantillonné, commençant à \mathbf{x}_0 dans la direction $-\mathbf{u}_0$, rencontrant des positions de diffusions successives \mathbf{x}_i selon la loi de Beer de diffusion pure, des directions de diffusion $-\mathbf{u}_i$ selon la fonction de phase déterminée, jusqu'à atteindre l'une des deux frontières absorbantes à la position \mathbf{x}_γ dans la direction $-\mathbf{u}_\gamma$ (Fig. 2). Deux poids de Monte-Carlo sont ensuite calculés à partir du même chemin (Fig. 3) : un pour le problème en luminance qui est simplement la valeur de la luminance entrante à \mathbf{x}_γ dans la direction \mathbf{u}_γ atténuée par une absorption continue le long du chemin de longueur l_γ ; un pour le problème en sensibilité, construit exactement de la même manière mais avec la sensibilité entrante, c'est-à-dire $s(\mathbf{x}_\gamma, \mathbf{u}_\gamma, \pi) \exp(-k_a l_\gamma)$.

3.3. Coupler l'algorithme de Monte-Carlo de la sensibilité avec une estimation de la luminance sortante à la frontière

Comme les sources de sensibilité (c'est à dire ici $s(\mathbf{x}_\gamma, \mathbf{u}_\gamma, \pi)$) sont encore inconnues, l'algorithme décrit ci-dessus ne peut être utilisé tel quel pour la partie sensibilité. Nous devons évaluer l'intensité à \mathbf{x}_γ dans toutes les directions \mathbf{u}' (Eq. 8). Dans ce but nous utilisons une propriété fondamentale de la méthode de Monte-Carlo : la double randomisation ([7]). La sensibilité est exprimée comme une espérance d'une fonction linéaire de la luminance qui peut elle-même être exprimée comme une espérance, et la loi des espérances nous dit que l'espérance d'une espérance est une espérance, ce qui signifie que la sensibilité peut être estimée en utilisant un seul algorithme de Monte-Carlo, combinant sensibilité et luminance, au lieu de démarrer un nouvel algorithme de Monte-Carlo lorsque la luminance doit être déterminée. C'est exactement

la même idée que pour un algorithme inverse de diffusion multiple par Monte-Carlo. Dans de tels algorithmes, lorsqu'une position de collision a été échantillonnée, le calcul des sources de diffusion demanderait de démarrer un nouvel algorithme de Monte-Carlo pour déterminer les contributions de luminance arrivant à cette position dans toutes les directions. Mais au lieu de cela, une seule direction de diffusion est échantillonnée et un chemin de diffusion multiple est initié pour cette direction uniquement. Ici, le processus est moins intuitif car il combine sensibilité et luminance, mais il est strictement similaire (Fig. 3) : un chemin γ est échantillonné, comme décrit précédemment, de $(\mathbf{x}_0, \mathbf{u}_0)$ à $(\mathbf{x}_\gamma, -\mathbf{u}_\gamma)$; la source de sensibilité $s(\mathbf{x}_\gamma, \mathbf{u}_\gamma, \pi)$ est définie (Eq. 8) comme une intégrale sur les directions \mathbf{u}' , donc l'algorithme échantillonne \mathbf{u}' (comme on échantillonne la fonction de phase dans un algorithme de diffusion multiple); un nouveau chemin γ' (chemin en pointillé sur la Fig. 2) commence dans la direction $-\mathbf{u}'$ comme si on évaluait $L(\mathbf{x}_\gamma, \mathbf{u}', \pi)$ avec un algorithme de Monte-Carlo inverse. L'échantillonnage de \mathbf{u}'

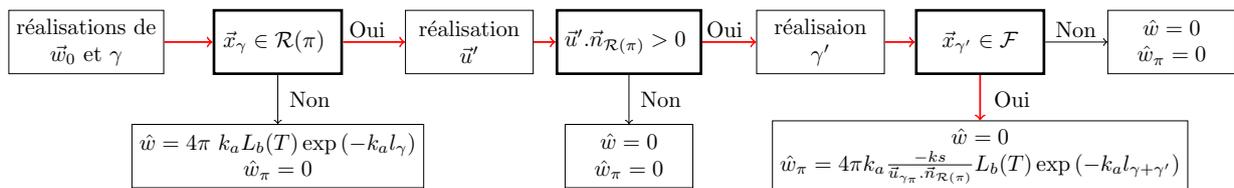


Figure 3 : Schéma algorithmique du calcul de $J(\mathbf{x}_0, \pi)$ (poids \hat{w}) et $\partial_\pi J(\mathbf{x}_0, \pi)$ (poids \hat{w}_π).

est isotrope. Si \mathbf{u}' est orienté vers l'intérieur de la cavité ($\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}_{\mathcal{R}(\pi)} > 0$), la valeur de la luminance est connue : elle est nulle car la paroi de la cavité n'est ni émissive ni réfléchissante. Ainsi, le chemin γ' évaluant la luminance n'est nécessaire que lorsque \mathbf{u}' est une direction sortante. L'image de droite de la Fig. 2 présente un cas où le poids de Monte-Carlo de la sensibilité a une valeur non nulle (également en flèches en rouge sur la Fig. 3). La Fig. 4 présente les résultats

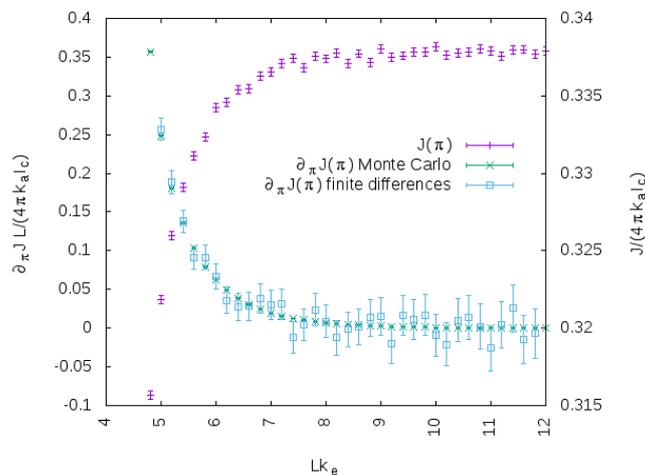


Figure 4 : Les dimensions de la cavité sont définies par une variation δL de L influençant l'épaisseur optique $k_e L$. L'albédo de diffusion est uniforme dans la cavité $\frac{k_s}{k_e} = 0.5$. La puissance radiative absorbée et sa sensibilité sont obtenues pour $2 \cdot 10^6$ réalisations N du poids Monte-Carlo ([9]).

issus de la simulation. Afin de valider l'estimation de la sensibilité, les différences finies sont calculées à partir des fonctions objectif estimées par Monte-Carlo pour différentes positions. Cette figure illustre les difficultés typiques rencontrées lors de l'évaluation des sensibilités par différences finies. Si δL est choisi trop petit par rapport à L , la variance de la différence finie devient trop grande et les résultats sont inexacts. Au contraire, si δL est trop grand, la différence finie converge mais vers une valeur qui ne représente pas la dérivée. Cette difficulté est bien connue lorsque les gradients sont estimés par différenciation (elle est décrite dans la méthode de Kiefer-Wolfowitz basée sur les gradients présentée dans [1]).

4. Extension de la méthode à la géométrie complexe

L'exercice de généralisation des conditions aux limites du modèle de sensibilité nous a permis d'étendre la méthodologie présentée au-dessus à deux exemples de géométrie complexe. L'expression formelle des conditions aux limites n'est pas donnée ici, nous présentons les résultats obtenus comme une illustration du travail méthodologique décrit plus haut.

Sensibilité de la puissance radiative collectée par une tour solaire à la taille des héliostats

Dans cette configuration les sensibilités géométriques sont implémentées pour une tour solaire à concentration ([8]). Les héliostats sont considérés comme plans et réfléchissent le rayonnement solaire de façon spéculaire. Nous nous intéressons à la puissance thermique collectée par le récepteur de la tour solaire et à l'influence de la taille des héliostats sur cette grandeur (Fig. 5).

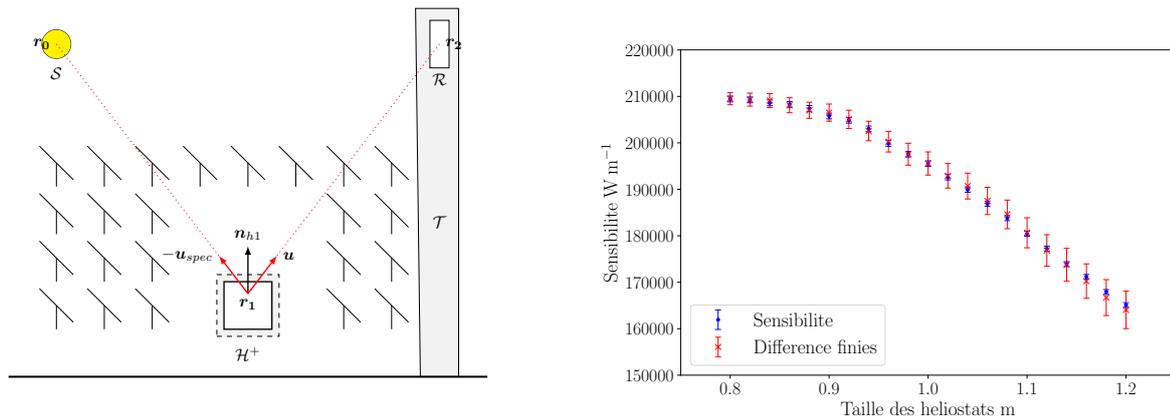


Figure 5 : Résultats pour un champ d'héliostats comprenant 250 miroirs installés avec une disposition radiale étagée. La sensibilité de la puissance thermique est estimée sur une plage de taille d'héliostat de 0.8 m à 1.2 m avec un pas de 0.02 m (10^6 échantillons) ([9]).

Sensibilité de la puissance radiative reçue au rayon de la sphère Dans cette configuration, nous considérons une sphère, décrite paramétriquement, à l'intérieur d'une supershape triangularisée. La sphère est un corps noir isotherme émettant à la température T et la supershape est également un corps noir mais non émissif. Le milieu entre la supershape et la sphère est semi-transparent et non émissif. On cherche la puissance radiative reçue par une partie de la supershape : c'est-à-dire toute la surface de la supershape au-dessus du plan illustré dans la Fig. 6. Le but est d'estimer sa sensibilité au rayon de la sphère.

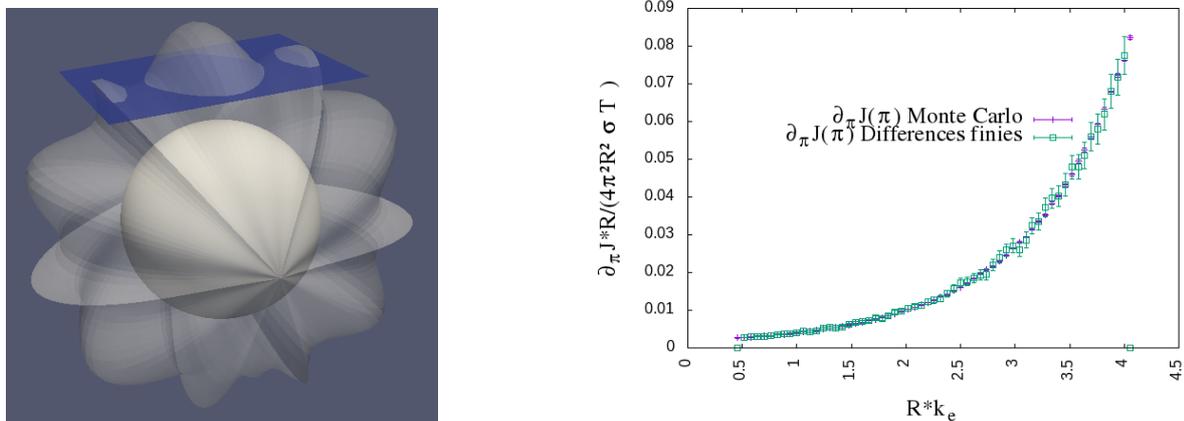


Figure 6 : Le flux radiatif reçu et sa sensibilité sont obtenus pour 10^6 réalisations du poids de Monte-Carlo correspondant aux conditions aux limites. La dimension de la sphère est définie par une variation δr du rayon r ([9]).

5. Conclusion

La première approche pour l'évaluation des sensibilités par la méthode de Monte-Carlo a consisté à estimer la dérivée à partir de la formulation intégrale de la fonction objectif. Cette approche, bien que rigoureusement justifiée en termes généraux (méthode de la vitesse de déformation [4]), rencontre des difficultés de mise en œuvre quand les sensibilités sont géométriques. Ici, nous avons présenté une approche alternative qui nous permet de traiter des problèmes supposés techniquement insolubles par dérivation directe de la formulation intégrale de $J(\pi)$. Cependant, ce développement a un coût algorithmique. Alors que la méthode des vitesses de déformation nous permet de calculer la fonction objectif et sa sensibilité en utilisant exactement les mêmes chemins échantillonnés, la méthode du modèle de sensibilité conduit à un algorithme différent et plus complexe pour la sensibilité que pour la fonction objectif elle-même. Étant donné que la sensibilité et la luminance partagent le même modèle de transport, la fonction objectif et sa sensibilité sont traitées simultanément dans la première partie de l'algorithme. Lorsqu'une frontière paramétrée par π est rencontrée alors un temps de simulation supplémentaire est nécessaire pour traiter le couplage de la sensibilité avec la luminance par les conditions aux limites. Pour l'instant un seul type de déformation a été traité (colinéaire à la normale) bien que nous travaillons à généraliser les déformations de la frontière.

Références

- [1] K.Daun, D. Morton, J. Howell, Geometric optimization of radiant enclosures containing specular surfaces, *Journal of Heat Transfer* 125 (5) (2003) 845–851
- [2] S. Rukolaine, Shape optimization of radiant enclosure with specular-diffuse surfaces by means of a random search and gradient minimization, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 151 (2015) 174–191
- [3] N. Villefranque, F. Couvreur, R. Fournier, S. Blanco, C. Cornet, V. Eymet, V. Forest, J.-M. Tregan, A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* 11 (8) (2019) 2449–2473
- [4] M. Roger, S. Blanco, M. El Hafi, R. Fournier, Monte Carlo Estimates of Domain-Deformation Sensitivities, *Phys. Rev. Lett* 95 (2005) 180601
- [5] J. De la Torre, Calculs de sensibilités par méthode de Monte-Carlo, pour la conception de procédés à énergie solaire concentrée, thèse de l'INPT, 2011.
- [6] J. Dauchet, Analyse radiative des photobioréacteurs, thèse de l'Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2012.
- [7] A. de Lataillade, S. Blanco, Y. Clergent, J. Dufresne, M. E. Hafi, R. Fournier, Monte Carlo method and sensitivity estimations, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 75 (5) (2002) 529 – 538, ISSN 0022- 4073
- [8] O. Farges, Conception optimale de centrales solaires à concentration : application aux centrales à tour et aux installations "beam down", thèse de l'Ecole nationale des Mines d'Albi-Carmaux, 2014.
- [9] P. Lapeyre, S. Blanco, C. Caliot, J. Dauchet, M. El Hafi, R. Fournier, O. Farges, J. Gautrais, M. Roger, Monte-Carlo and sensitivity transport models for domain deformation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2020).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la région Occitanie, l'Université de Perpignan Via Domitia, les ANR : ANR-10-LBX-22-01-SOLSTICE et HIGH-TUNE ANR-16-CE01-0010.

Enhanced Wide-band Infrared Absorptivity of Black Silicon

Sreyash SARKAR^{1*}, Ahmed A. ELSAYED^{1,2}, Frédéric MARTY¹, Jérémie DRÉVILLON³, Yasser M. SABRY², Jiancun ZHAO⁴, Yiting YU⁴, Elodie RICHALOT¹, Philippe BASSET¹, Tarik BOUROUINA¹, and Elyes NEFZAOU¹

¹Université Paris-Est, ESYCOM (FRE2028), CNAM, CNRS, ESIEE Paris, Université Paris-Est Marne-la-Vallée, F-77454 Marne-la-Vallée, France

²Electronics and Electrical Com. Depart., Faculty of Eng., Ain Shams University, Cairo, Egypt

³Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, Futuroscope Chasseneuil, France

⁴Northwestern Polytechnical University, Xi'an, China

*(Corresponding author: sreyash.sarkar@esiee.fr)

Abstract –In the present work, we report, on the exceptionally high absorptivity of Black Silicon (BSi) in the spectral range of thermal radiation, which can be instrumental for various thermal radiation related applications. Having fabricated two wafers of BSi having n-type low and high doping, we have found experimentally that for highly doped BSi, a high absorptivity is observed till 15 μm which has also been compared with similarly doped Flat Si (FSi) samples. However, beyond 15 μm , the absorptivity of highly doped BSi sample decreases. Subsequent processing of SEM images reveals that these noteworthy radiative properties can probably be attributed to particular morphological features of heavily doped BSi at the nanoscale. These features are quantified through statistical image processing. Reported results pave the way to highly integrated and effective infrared sources using Black Silicon.

Keywords: absorptivity; black silicon; radiative infrared properties; doping; nanostructures

Nomenclature

N	doping level, cm^{-3}	e	charge of electron, coulomb
ε_{∞}	high frequency asymptotic value	μ	carrier mobility, $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$
γ	scattering rate for carriers, eV	m^*	carrier effective mass, kg
ω_p	plasma frequency of material, radian	m	carrier mass, kg
ω	angular frequency, radian	ε_0	permittivity of free space, F/m
c	speed of light in vacuum, m/s	σ	electrical conductivity, S/m

1. Introduction

Infrared radiative properties of materials are of indispensable significance for several applications involving thermal radiation conversion and management such as sensors [1], thermal rectification [2], perfect absorbers [3,4] radiative cooling [5,6] etc., subsequently, attracting an increased attention in recent years [6]. In the present work, we report, on the properties of Black Silicon (BSi) [4] in the spectral range of thermal radiation, up to 25 μm which can be instrumental for heat transfer applications. BSi has become nowadays, a well-established micro-nano-structured silicon surface [7] that can be obtained by different techniques including cryogenic plasma [6] as considered in this work. BSi exhibits fascinating wetting and optical properties. In particular, due to its specific morphology, it is well-known for its excellent absorption of almost 100% of incident light [7-9], hence its name is *Black* according to its colour to the naked eye [9]. But very little is known about its infrared radiative properties and the possible ways of enhancing them for specific applications. It has been noted since [10,11] that such nano-scale features lead to a critical improvement of silicon absorptivity in the visible range [12]. Having previously shown [13,14] that we can extend such outstanding

properties to the mid-infrared (MIR) by using highly doped silicon, in this work we report that the high absorptivity in fact further hinges on to the far-infrared (FIR) range. However, beyond 15 μm , the absorptivity of highly doped BSi sample decreases. We observe that the density of nanostructures on BSi increases with a high level of doping which leads to the increase of absorptivity over an extended spectral range. We show through electromagnetic simulations along with measurements on flat silicon (FSi), the obvious effect of doping on silicon and then proceed towards an experimental on highly doped BSi. We observe that for highly doped BSi, high absorptivity is observed till a wavelength of 15 μm . Subsequent processing of SEM images reveals that these conspicuous radiative properties are presumably due to very specific morphological features of heavily doped BSi at the nanoscale. These features are quantified through statistical image processing. The promulgated outcomes, therefore, prepare the way to highly integrated infrared sources and promising performances in thermal management applications such as passive radiative cooling [15].

2. Methodology

2.1. Material Properties

In the infrared region, the Drude model [16-18] describes the frequency-dependent dielectric function as follows:

$$\varepsilon(\omega) = (n + ik)^2 = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (1)$$

$$\omega_p = \sqrt{Ne^2/m^*\varepsilon_0} \quad (2)$$

$$\gamma = e/m^*\mu \quad (3)$$

$$m^* = xm \quad (4)$$

where, N is the doping level; $\varepsilon(\omega)$ is the dielectric function; ε_∞ is the high-frequency asymptotic value that is approximately 11.7 for silicon and is independent of the doping concentration; γ is the scattering rate for carriers in the semiconductor; ω_p is the plasma frequency of the doped material ; $\omega = 2\pi c/\lambda$ is the angular frequency, with c and λ being the speed of light and wavelength in vacuum; e = charge of electron; μ is the carrier mobility; m^* is the carrier effective mass, m is the mass of carrier; ε_0 is the permittivity of free space and $x = 0.27$ or 0.37 for n and p-type respectively. Here, the n-type and p-type are referred to silicon implanted with phosphorus and boron, respectively. Although, the degree of carrier ionization depends on temperature and carrier concentration, both phosphorous and boron dopants are fully ionized at room temperature for the specified range of doping concentrations. The above model has been used popularly in literature in[18] and Basu et. al [17] experimentally validated the model. Using the optical constants, the absorptance of plain silicon can be calculated with the complex Fresnel coefficients.

The spectral absorptance [17] of plain silicon in air at normal incidence can be expressed as:

$$\alpha = \frac{4n_{si}}{(n_{si} + 1)^2 + \kappa_{si}^2} \quad (5)$$

However, in recent times, more advanced models have been proposed such as in the work of Law et. al [19] and Cleary et. al [20] adherent to the localized surface plasmon resonances (LSPRs). However, the mid-IR does offer significant flexibility for the plasmonics researcher willing to look past traditional plasmonic materials. In particular, highly doped semiconductors offer a potential replacement for noble metals at long wavelengths. The optical response of a

doped semiconductor can be modelled using the Drude formalism with the separation of the real and the imaginary part of the relative permittivity:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right) \quad (6)$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right) + i\varepsilon_{\infty} \left(\frac{\gamma\omega_p^2/\omega}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad (7)$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \varepsilon' + i \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad (8)$$

where, σ is the electrical conductivity of the material, which can therefore be expressed, after combining (7) and (8), as:

$$\sigma = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \gamma \omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (9)$$

2.2. Numerical Methods

In the infrared region, the specific Drude model [16], which describes the frequency-dependent dielectric function of silicon, has been employed with more advanced models [19,20]. Thus, in the various modelling techniques involved in this work such as FEM (Finite Element Mesh Analysis) [21,22] primarily employed for BSi simulations, Rigorous Wave Coupled Analysis (RCWA) [23] for FSi simulations, the equations of Drude formalism [Eqns. 1-9] have been employed to construct the representative models for simulations.

2.2.1. Boundary Conditions

Reflectance simulations by FEM in the infrared wavelength range are performed using ANSYS HFSS software [24]. The silicon model we implemented in HFSS makes use of (Eqns. 1-9) especially the expression for electrical conductivity (Eqn. 9) as inputs to simulate radiative optical properties of highly doped FSi. The source consists in a plane wave with incidence angles of 30° and 60°. At the bottom of the simulated volume, an impedance condition is used to simulate the thickness of the silicon substrate of 500 μm and a perfect conductor is placed under the silicon layer to further match the conditions of the reflectance measurement setup. Simulations are performed by illuminating the studied structure by Transverse Electric (TE)- and Transverse Magnetic (TM)-plane waves and the total reflectance is calculated by averaging both cases and accounting for depolarization effects.

2.3. Experimental Setup for Measurements of Reflectance

Experimental measurements of specular reflectivity have been performed on fabricated samples of two wafers of BSi having n-type doping of $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (low doping) and $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (high doping). Experimental measurements of specular reflectivity have been performed using a Perkin Elmer Spectrum GX FTIR Spectrometer [25, 26] in a spectral range from 1 to 25 μm at room temperature and at angles of incidences of 30° and 60°. The aforesaid spectrometer has a resolution range of 0.2 to 64 cm^{-1} and a sample area of 1 cm^2 detectable by the spectrometer [25]. For mid-infrared, the Mercury Cadmium Telluride (MCT) detector with Potassium Bromide (KBr) window used in the spectrometer has a signal-to-noise ratio of

45000:1. Reflectance measurements on FSi with low and high doping have also been performed for comparison.

2.4. Black Silicon Fabrication

A couple of approaches have been made to restrain the reflectance of silicon by finishing the surface [27-29]. The frameworks of nano-structuration on silicon by reactive ion etching (RIE) [30] and inductively coupled plasma-reactive ion etching (ICP-RIE), generally deep reactive ion etching (DRIE) [31, 32] have been represented widely in literature. Plasma etching utilizing DRIE is a most likely comprehended technique to gain black silicon surfaces of low reflectance. The DRIE relies upon inductively coupled plasma (ICP) of sulfur hexafluoride (SF₆) and licenses anisotropic etching of silicon and this strategy is truly fundamental, quick, and controllable. While the implied 'Bosch' method is the most ordinarily utilized method in DRIE prevalently[31], we have used the cryogenic technique to acquire black silicon surfaces, in this work because although in the DRIE-Bosch technique, the possibility to adjust the duration of the time steps provides greater control on the anisotropic etching profile, the discontinuity between passivation and etching steps may result in a scalloping effect in vertical walls[7]. The fixed parameters for all models are ICP force of 1000 W, gas weight of 1.5 Pa, and SF₆ gas stream pressure of 200 sccm⁴. The samples were conveyed on single side cleaned (100)- situated single crystalline silicon wafers of 4 in. breadth, having n-type low doping comparing to a doping level of $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and for high doping, a doping level of $4.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, is considered on which a few square samples of 1 cm^2 have been readied.

2.5. Statistics Generation from SEM Images

SEM grey-scale analysis is a reconstruction technique from which a three-dimensional model that represents the surface topography of BSi samples can be obtained. This method consists of inferring the structures' height based on the grey-scale level of a top-view SEM image, using the known height values of the SEM brightest and darkest grey-level as bounds of an interpolating range. While other non-destructive methods of reconstruction such as the ones based on multiple images taken at different viewing angles have been demonstrated, they require repositioning the sample at different viewing angles and robust algorithms to detect the same features in the different images [33]. SEM grey-scale analysis has been effectively used in the reconstruction of BSi samples [34]; however, there are some limitations of the maximum hole depth detectable that are due to the limited SEM dynamical range which is limited to $\sim 20 \mu\text{m}$ [34]. Therefore, while the SEM grey-scale analysis provides accurate topography information [7,8], it is limited to BSi samples with small or medium aspect ratios. In this work, from top- and side-view SEM pictures, the mean values of periodicity and height of the BSi structures have been extracted by grey-level analysis [34]: all the centers of holes have been identified and each pixel corresponds to a height.

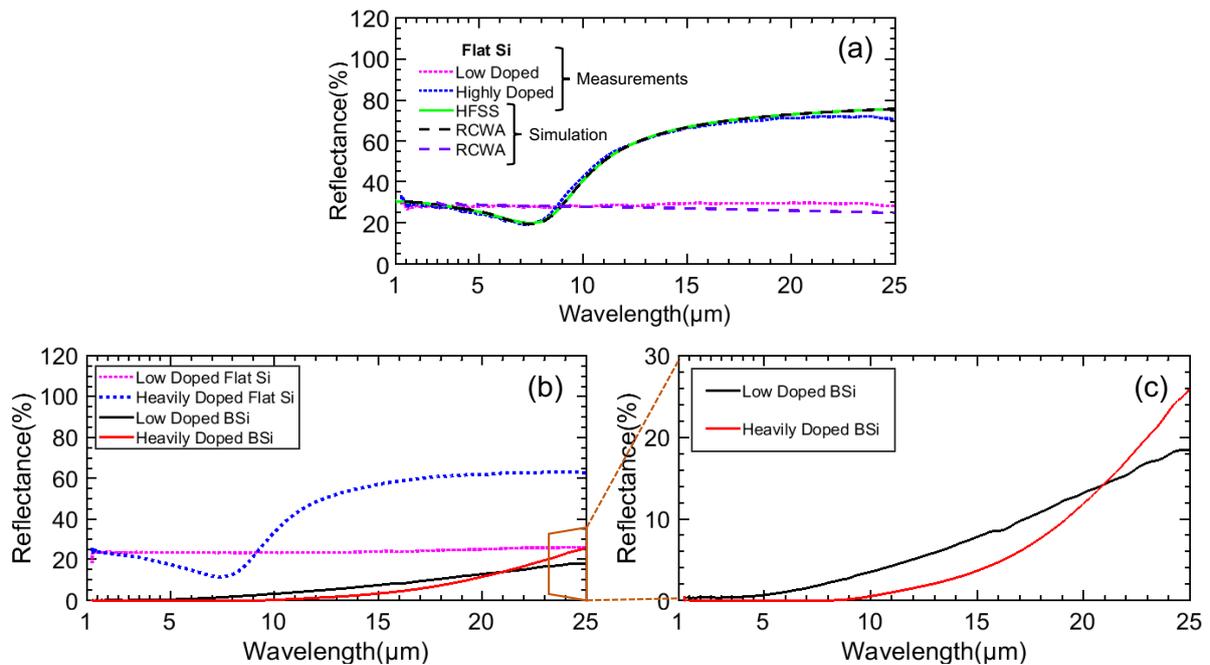


Figure 1: (a) Comparison of measurements & simulations of specular spectral reflectance of low doped and highly n-doped flat silicon wafers at 60° angle of incidence (b) Measurements of reflectance on two BSi samples having low and high doping at 30° angle of incidence compared with FSi. (c) Zoom on the performance of highly doped and low doped BSi.

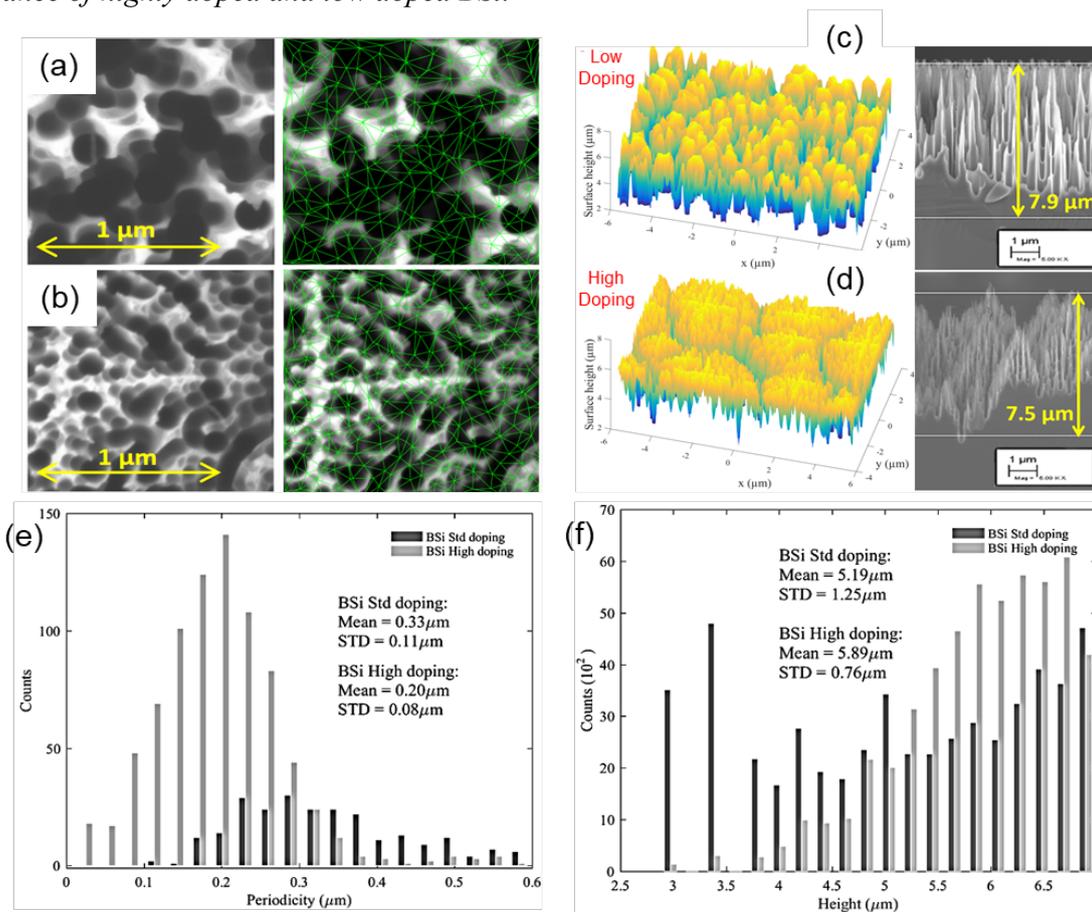


Figure 2: Morphological analysis of $1.3 \times 1.3 \mu\text{m}^2$ BSi samples obtained from top-view SEM images. (a) SEM and model images of BSi etched on low doped substrate. (b) SEM and model images of BSi etched on a highly doped substrate. 3D reconstruction using gray-level technique from SEM images and side-view SEM for (c) low and (d) highly doped silicon for a similar etching process (e) Histogram of etched hole's periodicity and (f) histogram of structure's height for both samples.

3. Results

Figure 1 shows the pathway from FSi to BSi, whilst highlighting the near perfect concurrence of spectral measurements with various simulation models employed for FSi, thus validating the numerical models. Figure 1(a) illustrates the specular reflectance responses of two FSi samples along with their agreement with RCWA and FEM simulation models at 60° angle of incidence. We show reflectance results for this particular angle of incidence as it gives us a more concurrence compared to 30°. Figure 1(b) shows the spectral responses of two BSi samples of high and low doping compared with corresponding FSi samples at 30° angle of incidence. Figure 1(c) shows the zooming in on the performance of doped and low-doped BSi. The effects of high doping on the reflectance and on the BSi geometrical features at the nanoscale, can be obviously noted, where, for the highly doped BSi sample, the reflectance is kept lower than the low-doped sample till 21 μm . These particular angles of incidences have been chosen due to the constraints of the measurement setup used.

As a reminder, this figure also recalls the typical responses recorded in the visible range [13]; as most of the time, such a curve shows an increase of reflectance at the highest wavelengths, which also suggests that absorption, should deteriorate if we increase the wavelength further. But surprisingly, this does not happen in our results shown in Figure 1. On the contrary, one can see that reflectance of highly doped BSi sample is kept very low, below 1% up to 10 μm . The reflectance remains even below 0.1% up to 7.5 μm and then starts increasing up to 4% at 15 μm .

At around 21 μm , a crossover happens, where the spectral response of the highly doped sample rises above 15% to reach a maximum of 26% at 25 μm . This however highlights the fact that there is, in all obviousness, a compromise involved. To reach almost 100% light absorption, the highly doped BSi sample is a perfect candidate until 15 μm , but to attempt a broader but lesser absorption, the low doped sample would be ideal. Indeed, considering the spectral distribution of the blackbody intensity given by Planck's function [35] and the fraction emitted in the spectral range covered by our experimental results between 1 and 25 μm , one can note that this fraction reaches 83% and 97 % for a radiation source at 300 K and 600 K, respectively [36]. Such small reflectance, thus high emissivity, in this specific wavelength range is of paramount importance for various applications. Actually, because of the large density of free carriers, heavily doped silicon is opaque in the mid-infrared. Therefore, such small reflectance is synonymous with high emissivity, according to Kirchhoff's law and energy conservation principle, which paves the way to efficient radiation sources.

Figure 2(a) & (b) displays the top view SEM images of (a) low-doped sample and (b) highly doped sample and it is observable that the density of darkest spots has increased for the latter sample. Consequently, Figure 2(c) & (d) demonstrates the 3D reconstruction and side view SEM images of 1.3 μm^2 area of the BSi samples for the two doping levels, all process parameters being identical otherwise. We have chosen a part of the entire sample area to perform the study and establish our conclusions. The chosen sample area for each image has the highest number of dark spots and hence would be ideal to represent the total variation in the brightest and the darkest spots of the image representing the height and periodicity of the BSi samples. One can clearly observe a large increase of the BSi peak's density with the high doping and sharper peaks are observed. This is confirmed and quantified by statistical image processing based on the grey-level analysis shown in Figure 2(e) & (f). The height distribution(H), is obtained from all the elevation data points of each BSi three-dimensional model and the height is measured using the deepest point as reference as illustrated in Fig. 2(e). We also determine the mean spacing(p) histograms of BSi samples (Fig. 2(f)) by averaging the distances between the centre of each hole and its closest neighbours. We see in Fig. 2(e) and (f) that the number of etched holes has multiplied by more than a factor 3, their mean-periodicity has decreased

from 330 nm to 200 nm, and the number of higher structures (above 5 μm) has also increased considerably.

The sample area that is detectable by the spectrometer in the reflectance measurements of BSi was 1 cm^2 , which is the size of our samples and thus we can be sure that the detector covers the entire sample area. Though the SEM statistical analysis is generated from a small area of the BSi samples, it aims to represent the morphological details of the entire sample and illustrate one of the plausible reasons behind low reflectance of BSi. According to Kirchhoff's law of thermal radiation [36], spectral emissivity is equal to spectral absorptivity at a given temperature. Consequently, such small reflectance in this specific wavelength enables considering doped BSi as a potential effective and highly emissive infrared source for various kinds of sensing applications based on spectro-photometry.

4. Conclusion

In conclusion, we show, that the considerably high absorptivity of BSi in the visible range [13] can be extended to the spectral range of thermal radiation (up to 15 μm) by using highly doped silicon. This striking behavior is ascribed to the high level of doping of the nanostructured surface. The exceptionally high absorptivity levels also translate into high emissivity of doped BSi. Such properties empower considering doped BSi as a hopeful contender for numerous applications, such as radiative cooling, broadband absorbers including bolometers as well as broadband infrared light sources based on black body emission.

References

- [1] K. Q. Le, J. Bai, Q. M. Ngo, and P.-Y. Chen, "Fabrication and numerical characterization of infrared metamaterial absorbers for refractometric biosensors," *Journal of Electronic Materials*, vol. 46, no. 1, pp. 668–676, 2017
- [2] Nefzaoui, Elyes, Karl Joulain, Jérémie Drevillon, and Younès Ezzahri. "Radiative thermal rectification using superconducting materials." *Applied Physics Letters* 104, no. 10 (2014): 103905.
- [3] R. Xu and Y.-S. Lin, "Characterizations of reconfigurable infrared meta- material absorbers," *Optics letters*, vol. 43, no. 19, pp. 4783–4786, 2018.
- [4] Steglich, Martin, Dennis Lehr, Stephan Ratzsch, Thomas Käsebier, Frank Schrempel, Ernst-Bernhard Kley, and Andreas Tünnermann. "An ultra-black silicon absorber." *Laser & Photonics Reviews* 8, no. 2 (2014): L13-L17.
- [5] Rephaeli, Eden, Aaswath Raman, and Shanhui Fan. "Ultrabroadband photonic structures to achieve high-performance daytime radiative cooling." *Nano letters* 13, no. 4 (2013): 1457-1461.
- [6] Kou, Jun-long, Zoila Jurado, Zhen Chen, Shanhui Fan, and Austin J. Minnich. "Daytime radiative cooling using near-black infrared emitters." *Acs Photonics* 4, no. 3 (2017): 626-630.
- [7] Ma, Shijun, Shuang Liu, Qinwei Xu, Junwen Xu, Rongguo Lu, Yong Liu, and Zhiyong Zhong. "A theoretical study on the optical properties of black silicon." *AIP Advances* 8, no. 3 (2018): 035010.
- [8] Yu, Xin-Yue, Zhen-Hua Lv, Chun-Hao Li, Xiao Han, and Ji-Hong Zhao. "The optical and electrical properties of co-doped black silicon textured by a femtosecond laser and its application to infrared light sensing." *IEEE Sensors Journal* 16, no. 13 (2016): 5227-5231.
- [9] Lv, Jian, Ting Zhang, Peng Zhang, Yingchun Zhao, and Shibin Li. "Review application of nanostructured black silicon." *Nanoscale research letters* 13, no. 1 (2018): 110.
- [10] Saab, David Abi, Philippe Basset, Matthew J. Pierotti, Matthew L. Trawick, and Dan E. Angelescu. "Static and dynamic aspects of black silicon formation." *Physical review letters* 113, no. 26 (2014): 265502.

- [11] Saab, D. Abi, Shermila Mostarshedi, Philippe Basset, Stéphane Protat, Dan Angelescu, and Elodie Richalot. "Effect of black silicon disordered structures distribution on its wideband reduced reflectance." *Materials Research Express* 1, no. 4 (2014): 045045.
- [12] Nguyen, K. N, P. Basset, F. Marty, Y. Leprince-Wang, and T. Bourouina. "On the optical and morphological properties of microstructured Black Silicon obtained by cryogenic-enhanced plasma reactive ion etching." *Journal of Applied Physics* 113, no. 19 (2013): 194903.
- [13] Sarkar, S., Elsayed, A. A., Nefzaoui, E., Drevillon, J., Basset, P., Marty, F & Liang, Z. (2019, January). NIR and MIR Absorption of Ultra-Black Silicon (UBS). Application to High Emissivity, All-Silicon, Light Source. In *2019 IEEE 32nd International Conference on Micro Electromechanical Systems (MEMS)* (pp. 860-862). IEEE.
- [14] Sarkar, S., Elsayed, A. A., Marty, F., Drévillon, J., Sabry, Y. M., Zhao, J & Nefzaoui, E. (2019, September). Effects of Doping on the Morphology and Infrared Radiative Properties of Black Silicon. In *2019 25th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* (pp. 1-4). IEEE.
- [15] Ko, Byoungsu, Dasol Lee, Trevon Badloe, and Junsuk Rho. "Metamaterial-Based Radiative Cooling: Towards Energy-Free All-Day Cooling." *Energies* 12, no. 1 (2019): 89.
- [16] Chen, Yu-Bin, and Z. M. Zhang. "Heavily doped silicon complex gratings as wavelength-selective absorbing surfaces." *Journal of Physics D: Applied Physics* 41, no. 9 (2008): 095406.
- [17] Basu, S. & Francoeur, M. Near-field radiative transfer based thermal rectification using doped silicon. *Applied Physics Letters*. 98, 113106 (2011).
- [18] Marquier, François, Karl Joulain, J-P. Mulet, Rémi Carminati, J-J. Greffet, and Y. Chen. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B* 69, no. 15 (2004): 155412.
- [19] Law, S., Adams, D. C., Taylor, A. M. & Wasserman, D. Mid-infrared designer metals. *Optics Express* 20, 12155–12165 (2012).
- [20] Cleary, J. W. et al. IR permittivities for silicides and doped silicon. *JOSA B* 27, 730–734 (2010).
- [21] Knowles, N. C. (1984). Finite element analysis. *Computer-aided design*, 16(3), 134-140.
- [22] Branz, Howard M., Vernon E. Yost, Scott Ward, Kim M. Jones, Bobby To, and Paul Stradins. "Nanostructured black silicon and the optical reflectance of graded-density surfaces." *Applied Physics Letters* 94, no. 23 (2009): 231121.
- [23] Hench, John J., and Z. D. E. N. E. K. Strakoš. "The RCWA method-a case study with open questions and perspectives of algebraic computations." *Electronic Transactions on Numerical Analysis* 31 (2008): 331-357.
- [24] H. Ansoft, "3-D Electromagnetic simulation software," Ansoft corp., Pitts- burgh, PA, 2009.
- [25] Xiong, Gang, U. Pal, J. G. Serrano, K. B. Ucer, and R. T. Williams. "Photoluminescence and FTIR study of ZnO nanoparticles: the impurity and defect perspective." *physica status solidi c* 3, no. 10 (2006): 3577-3581.
- [26] Dunaev, A. Yu, Yu M. Zolotarevskii, S. P. Morozova, V. I. Sapritskii, G. S. Fidanyan, and A. A. Erikova. "Spectrophotometric Instruments Incorporated into get 156–2015, the State Primary Standard of the Unit of Spectral Regular Transmittance, Unit of Spectral Diffuse Reflectance, and Unit of Spectral Specular Reflectance in the Range of Wavelengths from 0.2 to 20.0 μm ." *Measurement Techniques* 61, no. 11 (2019): 1045-1051.
- [27] Gittleman, J. I., E. K. Sichel, H. W. Lehmann, and R. Widmer. Textured silicon: a selective absorber for solar thermal conversion. *Applied Physics Letters* 35, no. 10 (1979): 742-744.
- [28] Craighead, H. G., R. E. Howard, and D. M. Tennant. Textured thin-film Si solar selective absorbers using reactive ion etching. *Applied Physics Letters* 37, no. 7 (1980): 653-655.

- [29] Liu, Xiaogang, Paul R. Coxon, Marius Peters, Bram Hoex, Jacqueline M. Cole, and Derek J. Fray. Black silicon: fabrication methods, properties and solar energy applications. *Energy & Environmental Science* 7, no. 10 (2014): 3223-3263.
- [30] Schnell, Martin, Ralf Ludemann, and Sebastian Schaefer. Plasma surface texturization for multicrystalline silicon solar cells. In *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-2000* (Cat. No. 00CH37036), pp. 367-370. IEEE, 2000.
- [31] Jansen, Henri, Meint de Boer, Rob Legtenberg, and Miko Elwenspoek. The black silicon method: a universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control. *Journal of Micromechanics and Microengineering* 5, no. 2 (1995): 115.
- [32] Jansen, Henri, Meint de Boer, Johannes Burger, Rob Legtenberg, and Miko Elwenspoek. The black silicon method II: The effect of mask material and loading on the reactive ion etching of deep silicon trenches. *Microelectronic engineering* 27, no. 1-4 (1995): 475-480.
- [33] Stampfl, J., S. Scherer, M. Gruber, and O. Kolednik. Reconstruction of surface topographies by scanning electron microscopy for application in fracture research. *Applied Physics A* 63, no. 4 (1996): 341-346.
- [34] Zhu, Fu-Yun, Qi-Qi Wang, Xiao-Sheng Zhang, Wei Hu, Xin Zhao, and Hai-Xia Zhang. 3D nanostructure reconstruction based on the SEM imaging principle, and applications. *Nanotechnology* 25, no. 18 (2014): 185705.
- [35] Bose, S. N. (1924). Planck's law and light quantum hypothesis. *Z. phys*, 26(1), 178.
- [36] Howell, John R., M. Pinar Menguc, and Robert Siegel. Thermal radiation heat transfer. *CRC press*, 2015.

Acknowledgements

This work was supported by the I-SITE FUTURE Initiative (reference ANR-16-IDEX-0003) in the frame of the project NANO-4-WATER.

Modélisation réduite locale des transferts radiatifs dans un tokamak par une méthode hiérarchique basée sur les facteurs de Gebhart

Mickaël LE BOHEC^{1*}, Fabrice RIGOLLET¹, Charly TALATIZI², Marie-Hélène AUMEUNIER², Jonathan GASPARD¹, Christophe LE NILIOT¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France

² CEA Cadarache/Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique, 13108 Saint-Paul-lez-Durance cedex, France

* (auteur correspondant : mickael.le-bohec@univ-amu.fr)

Résumé - Nous traitons la question de l'approximation de l'opérateur de transport $\mathbf{I} - \mathbf{RF}$ de l'équation des radiosités car dans une scène complexe, comme un tokamak, le nombre de mailles n nécessaire à sa description est très important. Les facteurs de forme entre les éléments sont alors très nombreux (n^2) et de plus très lourds à obtenir, notamment en raison des obstructions. Nous introduisons donc une méthode hiérarchique basée sur les facteurs de Gebhart calculés pour une zone d'intérêt où la précision de la solution est prioritairement recherchée. Nous montrons pour cela que les facteurs de Gebhart sont reliés au concept d'importance dans le domaine du rendu d'image.

Nomenclature

Symboles latins

F	facteur de forme, –
\mathbf{F}	matrice des facteurs de forme, –
G	facteur de Gebhart, –
\mathbf{G}	matrice des facteurs de Gebhart, –
J	radiosité, $W \cdot m^{-2}$
\mathbf{J}	vecteur des radiosités, $W \cdot m^{-2}$
\mathbf{L}	vecteur des luminances, $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$
M°	émittance noire, $W \cdot m^{-2}$
\mathbf{M}°	vecteur des émittances noires, $W \cdot m^{-2}$
n, h	nombre d'éléments dans une scène, –
O	Complexité algorithmique asymptotique, –
p	nombre d'éléments dans la ROI, –
\mathbf{R}	matrice diagonale des réflectivités, –
S	surface, m^2
\mathbf{S}	matrice diagonale des surfaces, m^2
T	température, $^\circ C$
\mathbf{T}	opérateur de transport, –

Acronyme

ROI Region Of Interest

Symboles grecs

ϵ	écart, –
ε	émissivité, –
$\mathbf{\varepsilon}$	matrice diagonale des émissivités, –
δ_i	vecteur de Kronecker, –
ρ	réflectivité, –
τ_r	taux de réduction, –
ψ	importance, –
$\boldsymbol{\psi}$	vecteur des importances, –
ψ^e	importance émise, –
$\boldsymbol{\psi}^e$	vecteur des importances émises, –

Indices et accent

i, j	indices d'éléments
ij	de l'élément i vers l'élément j
\sim	grandeur approchée

1. Introduction

Dans un tokamak, le contrôle de la température des composants exposés au plasma peut être effectué au moyen d'une caméra infrarouge. Malheureusement, le lien entre les luminances mesurées et les températures recherchées n'est pas trivial lorsque les surfaces sont réfléchissantes. En effet, dans une telle situation une mesure ne représente pas simplement la puissance émise par la surface vue. Elle est en réalité perturbée par des réflexions provenant du reste de la scène, particulièrement dans les tokamaks de nouvelle génération tels que WEST et ASDEX Upgrade

où les surfaces intérieures observées sont métalliques (tungstène majoritairement). L'obtention d'une solution globale est donc nécessaire pour permettre de discriminer la part réfléchie de celle émise et ainsi remonter à la température. Ceci est valable même si une faible partie de la scène est vue par la caméra.

Une démarche inverse [1] est nécessaire pour retrouver les causes (les températures), à partir des effets observables (les luminances mesurées). Une telle démarche nécessite la minimisation progressive de l'écart entre des mesures et une solution obtenue à partir d'un modèle physique du problème, qualifié de modèle direct. Les températures sont d'abord estimées puis modifiées à chaque itération de sorte que les luminances reçues par la caméra et prédites par le modèle soient suffisamment proches de celles mesurées. On en déduit alors que ces dernières températures sont réellement celles de la scène. Le problème inverse peut également porter sur l'identification d'un profil d'émissivité connaissant les températures.

Puisqu'il faut résoudre plusieurs fois le problème pour chaque estimation, il est nécessaire que cette résolution soit la plus rapide possible. Le modèle direct utilisé ici est celui des radiosités [2, 3, 4], qui consiste en la construction explicite d'un opérateur de transport $\mathbf{T} = \mathbf{I} - \mathbf{RF}$. Grâce à celui-ci, il n'est plus nécessaire de résoudre à chaque fois le coûteux problème des chemins optiques, chaque nouvelle solution ne demandant plus que la résolution d'un système linéaire, équivalent à l'inversion de la matrice \mathbf{T} . Dans sa version la plus courante, ce modèle suppose que le milieu est transparent et que les surfaces sont opaques, grises et diffuses (la radiosité est ainsi définie par $\mathbf{J} = \pi\mathbf{L}$; nous conservons ces notations même si les quantités radiatives calculées le sont en réalité dans la bande spectrale $\Delta\lambda$ de la caméra). C'est dans ce cadre que nous nous plaçons. Une fois le domaine discrétisé en n éléments sur lesquels la température, la réflectivité et l'éclairement sont supposés uniformes, l'équation discrète à résoudre est la suivante :

$$J_i = \varepsilon_i M_i^\circ + \rho_i \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (1)$$

soit sous forme matricielle :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{RF})\mathbf{J} = \varepsilon\mathbf{M}^\circ \quad (2)$$

Le facteur de forme F_{ij} traduit le couplage géométrique entre les éléments i et j . Il représente la part d'énergie radiative quittant la surface i et arrivant directement sur j . La principale difficulté de ce problème réside dans l'évaluation de ces n^2 facteurs qui composent l'opérateur de transport \mathbf{T} . Par ailleurs, si la scène présente des obstructions, ils ont chacun un coût de $O(n)$ relatif à la recherche d'un éventuel obstacle entre i et j parmi les $n - 2$ autres éléments. La complexité globale du problème est donc de $O(n^3)$ et il devient vite inenvisageable de vouloir obtenir l'opérateur complet pour des scènes complexes (à partir de quelques milliers de mailles). On cherche donc plutôt une approximation $\tilde{\mathbf{T}}$. Cela aura pour effet bénéfique d'accélérer la boucle itérative du problème inverse [1].

Un autre inconvénient de ce modèle est qu'il impose de connaître l'intégralité du champ de radiosité pour avoir accès à celle d'une surface particulière. Par analogie avec les schémas numériques d'Euler, on peut le qualifier d'*implicite* car il nécessite l'inversion d'une matrice. Or lors d'une mesure par thermographie, seules quelques surfaces sont vues et par conséquent, seules quelques radiosités ont un intérêt. Une reformulation de ce modèle radiatif permet de s'affranchir de cette contrainte. Pour cela, le terme d'éclairement est décomposé en une somme pondérée des émittances noires [5] :

$$J_i = \varepsilon_i M_i^\circ + \rho_i \sum_{j=1}^n G_{ij} M_j^\circ \quad (3)$$

soit sous forme matricielle :

$$\mathbf{J} = (\boldsymbol{\varepsilon} + \mathbf{RG})\mathbf{M}^{\circ} \quad (4)$$

Les termes G_{ij} sont appelés facteurs de Gebhart et représentent la part d'énergie émise par l'élément i qui est absorbée par j quel que soit le trajet emprunté. Un facteur de Gebhart non nul n'implique donc pas que les deux éléments se voient mutuellement. Cette fois-ci, un produit matriciel suffit, cette formulation peut ainsi être qualifiée d'*explicite*.

Cette formulation paraît tout à fait adaptée à une démarche de réduction de modèle. En effet, si notre zone d'intérêt (ROI - Region Of Interest) comprend p éléments, notre opérateur ne requiert plus que pn coefficients au lieu des n^2 du schéma implicite. Malheureusement, les facteurs de Gebhart sont intimement liés aux facteurs de forme et l'ensemble de la matrice \mathbf{F} est nécessaire pour les obtenir :

$$G_{ij} = F_{ij}\varepsilon_j + \sum_{k=1}^n \rho_k F_{ik} G_{kj} \quad (5)$$

soit sous forme matricielle :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{FR})\mathbf{G} = \mathbf{F}\boldsymbol{\varepsilon} \quad (6)$$

Cette approche de réduction ne peut donc être envisagée qu'*a posteriori*.

Dans ce papier nous commencerons par introduire brièvement la méthode hiérarchique des radiosités qui permet d'obtenir une approximation $\tilde{\mathbf{T}}$ de l'opérateur de transport $\mathbf{T} = \mathbf{I} - \mathbf{RF}$. Nous montrerons qu'il est possible de lui demander de privilégier certaines zones d'une scène radiative au moyen d'une quantité appelée *Importance*. Nous démontrerons que celle-ci est liée aux facteurs de Gebhart et discuterons des conséquences de ce constat. Enfin, nous présenterons notre démarche de réduction dans son ensemble et l'illustrerons dans le contexte du contrôle par thermographie de la température des composants exposés au plasma dans le tokamak WEST.

2. Approximation de l'opérateur de transport

2.1. Méthode hiérarchique des radiosités

La méthode hiérarchique des radiosités [6, 7] repose sur le fait que les transferts radiatifs peuvent être évalués à des niveaux de détail différents suivant leur influence sur la solution. Les échanges dont l'impact est modeste peuvent être évalués à un niveau de détail faible, tandis que ceux dont l'effet est important doivent l'être à un niveau élevé.

Cette méthode construit donc un maillage multirésolution de la scène dans le but de permettre aux différentes mailles d'interagir à des échelles adaptées. Ces différents niveaux sont constitués de subdivisions successives du maillage de départ. Plusieurs maillages de la scène coexistent donc pour permettre cette représentation.

La subdivision des éléments a pour but d'affiner le calcul des échanges. Au préalable, l'intensité des transferts est évaluée au moyen d'un *estimateur* puis comparée à un *seuil* fourni par l'utilisateur. Les éléments visés par les transferts dont l'estimateur est supérieur au seuil sont subdivisés. Cela aura pour conséquence de densifier le maillage là où les transferts sont les plus intenses.

Le raffinement, lorsqu'il est nécessaire, est effectué pour un couple de mailles donné ce qui signifie qu'un même élément peut interagir avec d'autres à des niveaux de détail différents.

La puissance reçue par une maille peut donc venir de multiples niveaux. L'étape de résolution devra donc faire communiquer ces différentes échelles pour pouvoir accéder à la solution.

En procédant ainsi, aucune zone de la scène n'est privilégiée et l'opérateur $\tilde{\mathbf{T}}$ obtenu est construit dans le but de fournir une précision équivalente partout.

2.2. L'importance

Il est possible de construire un opérateur $\tilde{\mathbf{T}}$ dont l'objectif est de connaître la luminance en une zone donnée de la scène. On utilise pour cela le concept d'*importance* [8, 9]. Il s'agit d'une quantité sans dimension qui est émise par la zone d'intérêt et qui remonte les chemins optiques dans le sens contraire de celui emprunté par la radiosité. Pour cette raison, elle est qualifiée de *duale* ou d'*adjointe* à la radiosité. Cette propriété se caractérise par le fait que l'équation d'importance fait intervenir l'opérateur de transport transposé \mathbf{T}^T :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T \boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\psi}^e \quad (7)$$

où $\boldsymbol{\psi}^e$ est la source d'importance et $\boldsymbol{\psi}$ est l'importance. L'importance émise vaut 1 dans la zone d'intérêt et 0 ailleurs :

$$\psi_i^e = \begin{cases} 1 & \text{si } i \in \text{ROI} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (8)$$

L'importance ψ_j traduit la contribution de l'élément j à la radiosité de l'élément i . Plus elle est élevée et plus l'élément j sera *important* pour l'élément i . Pour autant, ψ_j n'est pas directement une proportion d'énergie et on ne peut malheureusement pas connaître la radiosité de i en fonction des importances des autres mailles.

Par ailleurs, il faut disposer de l'ensemble de l'opérateur \mathbf{T}^T pour connaître le champ d'importance d'une ROI. Cela ne semble donc pas particulièrement pertinent mis à part dans le but de tronquer l'opérateur a posteriori en négligeant les contributions peu importantes.

En revanche, cela fait sens si on l'insère dans la logique de la méthode hiérarchique. Dans ce contexte, les raffinements n'ont lieu que si les transferts sont vifs *et* qu'ils sont importants pour le calcul de la radiosité sur notre zone d'intérêt. Smits [8] a montré qu'une mesure de l'erreur totale sur la ROI s'écrivait à l'aide de l'importance :

$$\boldsymbol{\psi}^T \Delta \mathbf{T} \mathbf{J} \quad (9)$$

avec $\Delta \mathbf{T} = |\Delta(\mathbf{I} - \mathbf{RF})| = \mathbf{R} \Delta \mathbf{F}$ l'erreur sur l'opérateur de transport. En réalité cette expression est valable avec l'emploi de toute quantité duale à la radiosité. Le lien de j vers i sera donc raffiné si sa contribution $\psi_i \rho_i \Delta F_{ij} J_j$ à l'erreur totale (9) est supérieure au seuil de raffinement.

2.3. Liens entre l'importance et les facteurs de Gebhart

Nous présentons ici deux résultats originaux qui constituent l'apport théorique principal de ce papier. Par souci de clarté, les démonstrations sont données en annexe.

Le premier (10) montre qu'en un certain sens, les facteurs de Gebhart sont également duals de la radiosité :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T \boldsymbol{\varepsilon}^{-1} \mathbf{G}^T \boldsymbol{\delta}_i = \mathbf{F}^T \boldsymbol{\delta}_i \quad (10)$$

Le second (11) donne la correspondance entre l'importance et les facteurs de Gebhart dans le cas où seul l'élément i émet de l'importance :

$$\mathbf{G}^T \boldsymbol{\delta}_i = \frac{\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\psi} - \boldsymbol{\delta}_i)}{\rho_i} \quad (11)$$

L'expression (10) signifie que l'on peut donc utiliser les facteurs de Gebhart, où plus précisément les termes G_{ij}/ε_j , en lieu et place de l'importance avec l'avantage que cela a un sens physique bien déterminé puisqu'ils représentent une part d'énergie.

En pratique on ne le fait pas directement car les facteurs de Gebhart sont propres à un élément, c'est-à-dire qu'un seul élément peut être source à la fois, tandis que l'importance permet de faire des calculs pour plusieurs éléments importants. Les facteurs de Gebhart obligeraient donc à faire p calculs pour obtenir p opérateurs (avec p le nombre d'éléments dans la ROI). Au lieu de cela, on construit avec l'importance un unique opérateur capable de faire ces p calculs.

L'expression (11) permet cependant d'obtenir les facteurs de Gebhart de la ROI dans son ensemble $G_{roi \rightarrow j}$. En effet, elle n'est juste à proprement parler que lorsqu'un seul élément i n'est important et qu'on souhaite obtenir les facteurs de Gebhart G_{ij} . En réalité, elle demeure valable tant que l'émissivité est uniforme sur la ROI. Si ce n'est pas le cas et qu'on souhaite tout de même connaître la fraction d'énergie partant de la ROI et absorbée par chaque surface de la scène, il faut définir une reflectivité *équivalente* pour la ROI telle que par exemple :

$$\rho_{roi} = \frac{\sum_k^p S_k \rho_k}{\sum_k^p S_k} \quad (12)$$

On calcule donc l'importance qui permet d'accéder aux facteurs de Gebhart $G_{roi \rightarrow j}$ qu'on utilise ensuite dans le critère de raffinement (9).

Un autre aspect intéressant de la relation (10) est qu'elle permet, une fois l'opérateur $\mathbf{I} - \mathbf{RF}$ approximé par la méthode hiérarchique, d'obtenir les p champs de facteurs de Gebhart sans avoir à passer par le calcul de l'opérateur $\mathbf{I} - \mathbf{FR}$ de l'équation (6).

3. Réduction de modèle

Nous résumons ici les différentes étapes de notre démarche de réduction. Nous l'appliquons ensuite sur le tokamak WEST.

3.1. Démarche de réduction

0. La scène est composée de n éléments à la résolution la plus fine et impliquerait donc le calcul de n^2 facteurs de forme avec une méthode classique à matrice pleine.
1. Au lieu de faire cela, on se limite à l'évaluation de $\sum_k^h n_k$ facteurs de forme (h étant le nombre d'éléments dans le maillage hiérarchique et n_k le nombre de facteurs de forme associés à chaque maille k) grâce à la méthode hiérarchique assistée des facteurs de Gebhart $G_{roi \rightarrow j}/\varepsilon_j$ obtenus grâce à l'expression (11). Le lien de j vers i sera donc subdivisé si $(G_{roi \rightarrow i}/\varepsilon_i)\rho_i \Delta F_{ij} J_j$ est supérieur au seuil de raffinement.
2. On calcule les p champs de facteurs de Gebhart relatifs aux p éléments de notre ROI au moyen de l'expression (10).
3. On est alors en mesure de construire un nouvel opérateur ayant pour but d'obtenir seulement les radiosités de la ROI. Son expression est celle de la relation (4). Il comprend seulement pn coefficients et présente l'avantage de déterminer le champ de radiosité souhaitée par un produit matriciel plutôt qu'une inversion ce qui est intéressant pour son utilisation future dans une boucle itérative.

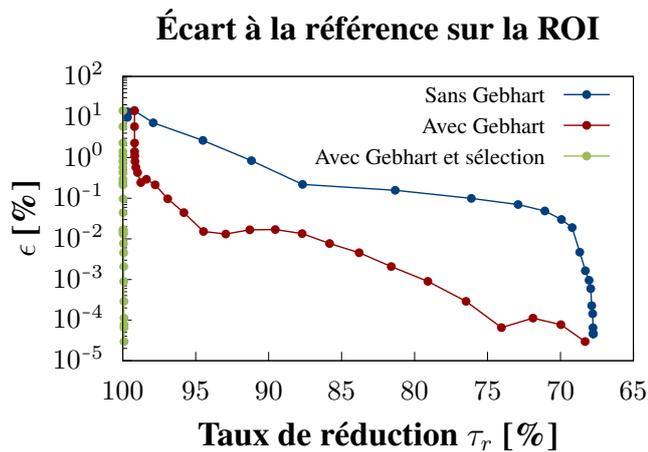


Figure 1: Évolution de l'écart à la référence sur la ROI en fonction du taux de réduction.

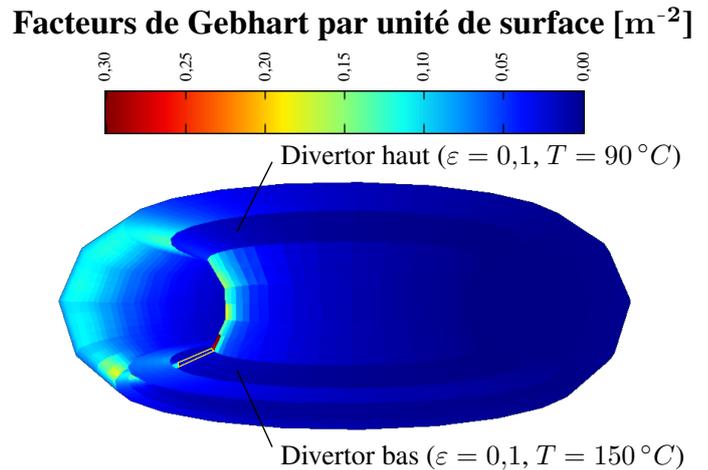


Figure 2: Facteurs de Gebhart par unité de surface pour la ROI (encadrée en jaune)

3.2. Résultats

En fournissant à la méthode hiérarchique un seuil de raffinement nul, on obtient la solution à laquelle aurait abouti la méthode des radiosités classique (avec matrice pleine) [7]. Cette solution constitue notre référence et nous permet de calculer un écart pour chaque seuil de raffinement ($\epsilon = (\sum_i S_i (J_i - \tilde{J}_i)^2 / \sum_i S_i J_i^2)^{1/2}$). Puisque les critères de raffinement sont différents si l'on utilise les facteurs de Gebhart ou non, on ne peut directement comparer les solutions entre elle pour un seuil donné. On compare donc l'écart des deux méthodes par rapport à la référence pour un taux de réduction donné. Celui-ci est défini comme la part de facteur de forme qu'il n'a pas été nécessaire de calculer.

Notre étude porte sur le tokamak WEST (figure 2). La ROI est une section du divertor bas (encadrée en jaune). Hormis les divertors, l'ensemble de la scène est à une température de $90^\circ C$ avec une émissivité de 0,3. Le maillage en lui-même représente 93 m^2 et comporte à la résolution la plus fine 5904 éléments. La ROI est quant à elle composée de 8 éléments à la résolution la plus fine.

La figure 1 montre clairement que même si la méthode hiérarchique sans Gebhart permet d'obtenir un opérateur considérablement réduit, 91,2 % pour un écart de 0,84 %, l'utilisation des Gebhart pour focaliser la construction de l'opérateur sur la ROI aboutit à une réduction bien supérieure de 99,2 % pour un écart similaire de 0,80 %. La démarche complète, c'est-à-dire en sélectionnant a posteriori les seules p lignes qui concernent la ROI, produit même un opérateur réduit de 99,9 %.

4. Conclusion

Dans un travail précédent [1], nous avons été contraints de restreindre notre scène à un secteur de tore de 20° pour des raisons de capacité de calcul (modèle simplifié). Cette restriction, justifiée par la présence d'une périodicité thermique équivalente dans le tokamak (effet ripple), posait tout de même la question de la fermeture du domaine par des surfaces fictives.

Grâce au travail présenté dans ce papier, nous nous dotons de la capacité de faire des simulations sans restriction arbitraire de domaine (modèle réduit). Et cela, tout en construisant un opérateur de transport nécessaire pour la boucle itérative d'un problème inverse.

Pour cela, nous avons présenté la méthode hiérarchique des radiosités qui permet de limiter le nombre de facteurs de forme calculés en exploitant une logique multi-résolution dans laquelle tous les éléments n'interagissent plus à la résolution la plus fine. Nous avons montré ensuite que, même si la réduction est déjà significative, il est possible d'aller beaucoup plus loin en exploitant le fait que seule une zone restreinte de la scène nous intéresse (celle où sera résolu un problème inverse minimisant l'écart entre luminances mesurées et modélisées). L'opérateur peut donc être construit de sorte à fournir une solution plus fiable dans cette zone qu'ailleurs. Les facteurs de forme qui affinent la solution ailleurs sans l'améliorer dans notre zone d'intérêt sont ainsi jugés inutiles et ne sont pas calculés. Une reformulation du problème permet même de produire un opérateur qui ne donne la solution que sur cette zone d'intérêt. Nous avons ainsi présenté une méthode hiérarchique originale s'appuyant sur les facteurs de Gebhart. Nous avons également prouvé le lien existant entre l'importance (concept utilisé dans le domaine du rendu d'image) et les facteurs de Gebhart qui sont bien plus commodes pour une utilisation en thermique. Nos résultats montrent des écarts à une référence sur la ROI suffisamment faible (moins de 1 %) pour une fraction infime de l'opérateur (moins de 0,1 %).

Nous nous dirigeons maintenant vers l'utilisation de *clusterisation* afin de nous affranchir du nombre de mailles initiales car c'est une limitation de la méthode hiérarchique. Cela permettra de faire des calculs bien plus résolus géométriquement et thermiquement ce qui sera notamment utile pour des géométries moins régulières comme celle du tokamak allemand ASDEX Upgrade. Nous souhaiterions également étendre notre méthode à la construction d'un opérateur de transport spéculaire pour être en mesure de tenir compte de toute la diversité des effets radiatifs vus par la caméra.

Références

- [1] C. Talatizi, M.-H. Aumeunier, F. Rigollet, M. Le Bohec, J. Gérardin, J. Gaspar, C. Le Niliot, A. Herrmann : Inverse radiation problem with infrared images to monitor plasma-facing components temperature in metallic fusion devices. *Conference ISFNT*, Budapest, 22–27 septembre 2019.
- [2] M. F. Modest, *Radiative heat transfer*, Academic press, 2013.
- [3] Howell, J. R. and Menguc, M. P. and Siegel, R., *Thermal radiation heat transfer*, CRC press, 2015.
- [4] M. F. Cohen, J. R. Wallace : *Radiosity and realistic image synthesis*. Elsevier, 1993.
- [5] B. Gebhart : Surface temperature calculations in radiant surroundings of arbitrary complexity for gray diffuse radiation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 3(4) :341–346, Décembre 1961.
- [6] P. Hanrahan, D. Salzman et L. Aupperle : A rapid hierarchical radiosity algorithm. *ACM SIGGRAPH Computer Graphics*, 26(2) :273–282, Juillet 1992.
- [7] M. Le Bohec, D. Lemonnier, D. Saury : Modélisation réduite des transferts radiatifs dans l'habitat par une méthode hiérarchique. *Congrès de la SFT*, Nantes, 3–6 juin 2019.
- [8] B. E. Smits, J. R. Arvo et D. H. Salesin : An Importance-Driven Radiosity Algorithm. *ACM SIGGRAPH Computer Graphics*, 25(4) :197–206, Juillet 1991.
- [9] J. P. Aguerre, E. Fernández, B. Beckers : Importance-driven approach for reducing urban radiative exchange computations. *Building Simulation*, 12(2) :231–246, Avril 2019.

5. Annexe : démonstrations des expressions (10) et (11)

5.1. Rappels

Les facteurs de Gebhart comme les facteurs de forme répondent à une loi de réciprocité ainsi qu'à la conservation de l'énergie :

	Facteur de forme	Facteur de Gebhart
Réciprocité	$(\mathbf{SF})^T = \mathbf{SF} \quad (13)$	$(\varepsilon\mathbf{SG})^T = \varepsilon\mathbf{SG} \quad (14)$
Conservation de l'énergie	$\sum_j F_{ij} = 1 \quad (15)$	$\sum_j G_{ij} = 1 \quad (16)$

5.2. Facteurs de Gebhart et dualité

En partant de la réciprocité des facteurs de Gebhart (14), on peut écrire :

$$(\varepsilon\mathbf{S})^{-1}\mathbf{G}^T\varepsilon\mathbf{S} = \mathbf{G} \quad (17)$$

En multipliant à gauche par $(\mathbf{I} - \mathbf{FR})$ on a :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{FR})(\varepsilon\mathbf{S})^{-1}\mathbf{G}^T\varepsilon\mathbf{S} = (\mathbf{I} - \mathbf{FR})\mathbf{G} \quad (18)$$

D'après la définition des facteurs de Gebhart (6) et la réciprocité des facteurs de forme (13) :

$$(\mathbf{S} - \mathbf{F}^T\mathbf{SR})(\varepsilon\mathbf{S})^{-1}\mathbf{G}^T\varepsilon\mathbf{S} = \mathbf{F}^T\mathbf{S}\varepsilon \quad (19)$$

Puisque les matrices \mathbf{S} , \mathbf{R} et ε sont diagonales, leur produit est commutatif. Il en va de même pour leur inverse. Ainsi :

$$(\mathbf{S} - \mathbf{F}^T\mathbf{RS})\mathbf{S}^{-1}\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T\varepsilon\mathbf{S} = \mathbf{F}^T\varepsilon\mathbf{S} \quad (20)$$

et donc :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{F}^T\mathbf{R})\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T\varepsilon\mathbf{S} = \mathbf{F}^T\varepsilon\mathbf{S} \quad (21)$$

soit :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T = \mathbf{F}^T \quad (22)$$

Introduisons maintenant le vecteur de Kronecker δ_i dont tous les coefficients sont nuls sauf celui de la ligne i . La multiplication à droite par δ_i permet de sélectionner la ligne i de \mathbf{G} :

$$(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T\delta_i = \mathbf{F}^T\delta_i \quad (23)$$

5.3. Correspondance entre importance et facteurs de Gebhart

On cherche à démontrer que si seule la surface i émet de l'importance ($\psi_e = \delta_i$) alors on a le résultat suivant :

$$\mathbf{G}^T\delta_i = \frac{\varepsilon(\psi - \delta_i)}{\rho_i} \quad (24)$$

Supposant (24) vraie, on peut écrire :

$$\rho_i\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T\delta_i = \psi - \delta_i \quad (25)$$

soit en multipliant à gauche par $(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T$ puis en injectant la relation (7) :

$$\rho_i(\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T\varepsilon^{-1}\mathbf{G}^T\delta_i = (\mathbf{I} - \mathbf{RF})^T(\psi - \delta_i) = \mathbf{F}^T\mathbf{R}\delta_i = \mathbf{F}^T\rho_i\delta_i \quad (26)$$

en divisant par ρ_i des deux cotés, on retrouve la relation (23) qui est vraie donc (24) est vraie également.

Étude comparative de quatre méthodes statistiques pour l'estimation conjointe de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale

Comparative study of four statistical methods for the simultaneous estimation of the emissivity and the temperature through multispectral infrared thermography

Thibaud TOULLIER¹, Jean DUMOULIN^{1*}, Laurent MEVEL¹

¹ Univ. Gustave Eiffel, Inria, COSYS-SII, I4S Team, F-44344 Bouguenais, France

*(auteur correspondant : jean.dumoulin@univ-eiffel.fr)

Résumé - Ces travaux portent sur l'estimation conjointe de la température de surface et de l'émissivité d'objets observés par thermographie infrarouge *in-situ*. La conversion du flux radiatif en température se heurte au manque de connaissance des propriétés radiatives de la scène réelle et en particulier de l'émissivité. L'éclairement reçu par la caméra depuis une cible virtuelle composée de quatre matériaux connus est simulé. Ensuite, une comparaison de quatre méthodes statistiques pour estimer simultanément l'émissivité et la température et ainsi évaluer leur sensibilité est proposée.

Mots-clés : Thermographie infrarouge ; Émissivité ; Bayesian estimation ; Kalman ; Krigeage.

Abstract - This study addresses the simultaneous estimation of the surface temperature and emissivity of objects observed through *in-situ* infrared thermography. The conversion of the radiative flux to temperature is facing the lack of knowledge of the radiative properties of the scene and particularly the emissivity. The irradiance received at cameras' sensors from a virtual target made of four known materials is simulated. Then, four statistical methods that estimate simultaneously the emissivity and the temperature are compared and their sensitivity is evaluated.

Keywords: Infrared thermography; Emissivity; Bayesian estimation; Kalman; Kriging.

Nomenclature

Indices et exposants

\cdot_k quantité définie à l'instant k
 \cdot_p quantité définie pour une particule p
 \cdot° quantité liée au corps noir

Domaines

\mathcal{S} domaine spatial de l'image
 \mathcal{T} domaine temporel

Grandeurs

T température
 s variable d'espace (pixel)
 t temps
 λ_i longueur d'onde moyenne sur la bande spectrale i
 γ vecteur de mesure

L Luminance

ϵ émissivité

C_2 seconde constante de Planck ($= \frac{hc}{k_B}$)

x vecteur d'état

y vecteur d'observation

A évolution de l'état

C matrice d'observation

v bruit de processus

w bruit de mesure

v_s composante statique

v_d composante dynamique

α logarithme de l'émissivité

ξ vecteur de paramètres

1. Introduction

Les récentes avancées technologiques réalisées sur les détecteurs infrarouges non-refroidis offrent de nouvelles opportunités pour estimer la température par une mesure sans contact. En particulier, l'utilisation de caméras infrarouges multispectrales ouvre de nouvelles perspectives pour la surveillance thermique long terme des structures de génie civil en environnement naturel. Cependant, l'estimation de la température par thermographie infrarouge se heurte au manque de connaissance des propriétés radiatives des objets observés et en particulier l'émissivité. Ainsi, le système d'équations physiques mène à un système sous-déterminé. La résolution du problème de séparation d'émissivité et de température ne peut alors pas se faire sans l'ajout d'informations ou d'hypothèses simplificatrices *a priori* [1].

Cette étude s'intéresse à la comparaison de quatre méthodes statistiques pour l'estimation conjointe de l'émissivité et de la température : *Monte-Carlo Markov Chains* (MCMC), *Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy* (CMA-ES), *Interacting Particle Kalman Filter* (IPKF) et *Kriged Interacting Particle Kalman Filter* (KIPKF). Les deux premières s'adressent par construction à des mesures à un instant t , alors que les deux dernières tirent parti de l'évolution dynamique du signal pouvant être acquis sur des structures surveillées en environnement extérieur naturel. Pour tester ces méthodes, une cible constituée de matériaux dont les propriétés radiatives sont connues est simulée à l'aide d'un logiciel de simulation des radiosités [2].

Dans un premier temps, le problème sous-déterminé de conversion du flux radiatif en température sera présenté. Dans un second temps, les méthodes statistiques et leurs équations seront introduites. Enfin, une comparaison de ces méthodes sur des données simulées sera réalisée. Finalement, une conclusion sur les résultats obtenus ainsi que des perspectives sur des données réelles seront proposées.

2. Conversion de la mesure du flux radiatif en température

Dans le cas d'une mesure en laboratoire ou lorsque l'ensemble des contributions peut être mesuré ou estimé, le système peut se simplifier à une unique observation capteur - objet, décrite par l'Equation 1 [1, 3, 4]. Soit $\mathcal{S} \subset \mathbb{R}^2$ le domaine spatial de l'image et $\mathcal{T} \subset \mathbb{R}^+$ l'espace temporel. En considérant des surfaces grises et diffuses dans les bandes spectrales sélectionnées, la quantité γ mesurée par thermographie infrarouge au niveau d'un pixel $\mathbf{s} \in \mathcal{S}$ donné, à un instant $t \in \mathcal{T}$ et pour une bande spectrale λ_i peut s'écrire :

$$\gamma(T, \mathbf{s}, t, \lambda_i) = \epsilon(\mathbf{s}, t, \lambda_i)L^\circ(T, \lambda_i) \quad (1)$$

Où $T = T(\mathbf{s}, t)$ dépend du pixel \mathbf{s} et de l'instant t . Pour N_b bandes spectrales, une telle mesure par thermographie infrarouge forme un système sous-déterminé de N_b équations à $N_b + 1$ inconnues (N_b valeurs d'émissivités et 1 valeur de température). Ainsi, l'estimation de la température par thermographie infrarouge multispectrale ne peut pas se faire sans l'ajout d'informations *a priori*. L'utilisation de méthodes statistiques permet d'inférer de l'information dans le système d'équations.

3. Estimation conjointe de l'émissivité et de la température

3.1. Monte-Carlo Markov Chains (MCMC)

Les méthodes MCMCs sont des métaheuristiques dont l'objectif est d'échantillonner une distribution de probabilité cible établie en amont. Cette méthode a notamment été utilisée dans la littérature pour l'estimation conjointe d'émissivité et de température. Elle a été implémentée dans le cadre de cette étude pour comparaison [5] et détaillée précédemment dans [4].

3.2. Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy (CMA-ES)

La résolution de l'Equation 1 peut aussi être abordée d'un point de vue optimisation spatiale en réalisant des approximations locales pour arriver à un système sur-déterminé localement. Ceci peut être réalisé en injectant l'hypothèse que l'émissivité et la température sont constantes sur une fenêtre locale de pixels en supposant ainsi que cet ensemble de pixels représentent le même matériau. Soit w_s une fenêtre de taille 3×3 pixels et centrée sur un pixel $s \in \mathcal{S} \setminus \partial\mathcal{S}$, on a l'hypothèse suivante :

$$\forall s' \in w_s, \begin{cases} \epsilon_{s'} &= \epsilon_s \\ T_{s'} &= T_s \end{cases} \quad (2)$$

Il est ainsi possible de formuler le problème d'optimisation suivant :

$$\forall s \in \mathcal{S} \setminus \partial\mathcal{S}, (\epsilon_s, T_s) = \arg \min_{(\epsilon, T)} \left(\sum_{s' \in w_s} \|\gamma(T, s', t, \lambda_i) - \epsilon L^\circ(T, \lambda_i)\| \right) \quad (3)$$

Ce problème d'optimisation est résolu ici par l'algorithme CMA-ES[6]. Cette méthode est une méthode d'optimisation globale, nécessaire ici où l'espace de recherche des solutions fait converger d'autres algorithmes vers des solutions locales (voir [7]). De plus, elle présente l'avantage de ne pas avoir de paramètres à régler et est un des algorithmes de référence en matière d'optimisation globale [8, 9].

3.3. Interacting Particle Kalman Filter (IPKF)

Une autre approche, particulièrement adaptée aux mesures long-terme consiste à utiliser la caractéristique temporelle et multispectrale de la donnée [7]. Ainsi, un modèle dynamique de la température est ajouté à l'équation de mesure permettant d'obtenir la forme compagne discrétisée Equation 4 ; on ne parle plus de temps continu t mais d'échantillon noté \cdot_k . L'Equation 1 est modifiée en utilisant l'approximation de Wien et le logarithme afin de séparer en deux composantes la température et l'émissivité. De plus, la variation de l'émissivité en temps est supposée faible par rapport à la variation en température :

$$\begin{cases} x_k(s) &= A_k x_{k-1}(s) + v_k \\ \mathbf{y}_k &= \ln(\gamma_k(T_k, \mathbf{s}, \lambda_i)) = \ln(\epsilon(s, \lambda_i)) - \frac{C_2}{\lambda_i} x_k(s) + \mathbf{w}_k \end{cases} \quad (4)$$

Avec x_k le scalaire d'état à estimer, v_k et \mathbf{w}_k des bruits blancs ajoutés à l'équation dynamique et l'équation de mesure. Dans la suite, on suppose que les quantités impliquées suivent une loi normale. Cette hypothèse peut être discutée, notamment à cause du logarithme mis en jeu. Cependant, pour des applications de surveillance thermique long terme, les données sont sur-échantillonnées au vu des constantes de temps thermique des objets observés. Ainsi, ce sur-échantillonnage est mis à profit en moyennant les mesures sur un intervalle de temps donné pour s'approcher d'une loi normale (théorème central limite).

Le filtre de Kalman permet de réaliser une estimation du vecteur d'état grâce à un *a priori* sur le modèle dynamique sous-jacent du système. Lorsque le modèle n'est pas connu, le filtre IPKF proposé par [10] permet de réaliser une estimation des paramètres du modèle en même temps que le vecteur d'état. Pour cela, un ensemble de filtres de Kalman estime l'état du modèle linéaire défini par un modèle dynamique pour lequel les paramètres sont suivis par un filtre particulière. Une particule p est définie par son vecteur de paramètres ξ_k^p . A chaque pas de temps k , l'évolution des particules est définie par une perturbation aléatoire suivant une loi normale (\mathcal{N}) autour de sa position courante :

$$\xi_k^p = \xi_{k-1}^p + \mathcal{N}(\delta\xi_k; \sigma_k^\xi) \quad (5)$$

Ici, deux paramètres dans le modèle sont inconnus : l'émissivité et l'évolution dynamique (A_k) de la température [7]. On définit ainsi le vecteur de paramètres d'une particule par :

$$\xi_k^p(\mathbf{s}) = \left(a_k^p, \boldsymbol{\alpha}_k^p(\mathbf{s})^T \right)^T \quad (6)$$

Où $a_k^p \in \mathbb{R}$ est un scalaire représentant l'évolution de la température au cours du temps et $\boldsymbol{\alpha}_k^p$ l'émissivité telle que :

$$\boldsymbol{\alpha}_k^p(\mathbf{s})^T = (\ln(\epsilon_k^p(\mathbf{s}, \lambda_i)))_{1 \leq i \leq N_b}^T \quad (7)$$

On a donc le système suivant pour une particule donnée :

$$\begin{cases} x_k^p(\mathbf{s}) &= a_k^p x_{k-1}^p(\mathbf{s}) + v_k^p \\ \mathbf{y}_k^p(\mathbf{s}) &= \boldsymbol{\alpha}_k^p(\mathbf{s}) + \mathbf{C} x_k^p(\mathbf{s}) + \mathbf{w}_k^p \end{cases} \quad (8)$$

Les équations du filtre de Kalman peuvent ainsi être utilisées pour obtenir un estimé de l'état du système $\hat{x}_{k|k}^p$ à l'instant k et une prédiction $\hat{x}_{k|k-1}^p$ avant correction pour chaque particule. Cela permet de suivre l'évolution du vecteur d'état au cours du temps et d'obtenir de plus une estimation *a posteriori* de la covariance de l'erreur. Un critère de vraisemblance est alors défini pour la sélection des particules, comme pour [10] :

$$p(\mathbf{y}_k(\mathbf{s}) | \xi_k^p(\mathbf{s})) = \mathcal{N} \left(\boldsymbol{\alpha}_k^p(\mathbf{s}) + \mathbf{C} \hat{x}_{k|k-1}^p(\mathbf{s}), \mathbf{S}_k^p(\mathbf{s}) \right) \quad (9)$$

où $\mathbf{S}_k^p(\mathbf{s})$ est la matrice de covariance de l'innovation du filtre de Kalman [7]. Un critère supplémentaire pour améliorer la convergence de l'algorithme est donné par :

$$\frac{\partial y(t, \lambda)}{\partial \lambda} = \frac{1}{\epsilon(\lambda)} \frac{d\epsilon(\lambda)}{d\lambda} \quad (10)$$

La Figure 1 présente les résultats obtenus avec cette approche. Le profil d'émissivité sur un seul pixel est retrouvé avec une estimation de la température suivant l'évolution temporelle de référence. Cependant, il est à noter que ce type de calcul intensif est couteux en temps de calcul. Bien que l'algorithme soit parallélisable, le nombre de particules requis pour une image haute résolution devient trop important. De plus, l'algorithme convient à des données hyperspectrales à cause de la condition sur la dérivée première en longueur d'onde.

Pour pallier ces difficultés et adapter l'algorithme à des données multispectrales, une étape de krigeage a été intégrée à la méthode IPKF pour prendre en compte la donnée spatiale et s'affranchir du caractère multispectral des données.

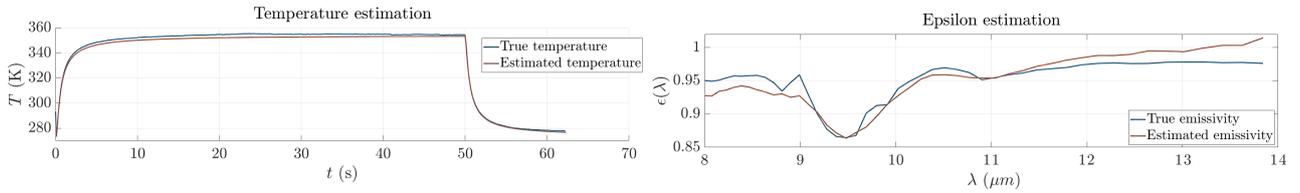


Figure 1 : Estimation de la température et de l'émissivité avec 8000 particules par IPKF.

3.4. Kriged Interacting Particle Kalman Filter (KIPKF)

Le krigeage est une méthode d'interpolation spatiale basée sur l'ajustement d'un modèle de covariance spatiale sur les données [11, 12, 13]. Ce modèle de covariance spatiale peut notamment être ajusté à partir de données réelles. Ajouter cette étape de krigeage à la précédente méthode IPKF permet d'exécuter le filtre sur un sous-ensemble de pixels de l'image et d'utiliser les données interpolées pour affiner la sélection des particules.

Supposons que le champ spatial à interpoler (ϵ) soit la somme d'une tendance $\mu : \mathcal{S} \rightarrow \mathbb{R}$ et d'un processus aléatoire centré de carré intégrable Z de covariance connue (estimée depuis les données réelles [14]) :

$$\epsilon(\mathbf{s}) = \mu(\mathbf{s}) + Z(\mathbf{s}) \quad (11)$$

Les équations de krigeage non présentées ici permettent alors d'estimer à la volée la fonction de tendance $\mu(\mathbf{s})$ et d'interpoler sur \mathcal{S} un ensemble de N_m mesures $\mathcal{S} = (\mathbf{s}_i)_{1 \leq i \leq N_m} \in \mathcal{S}$ en garantissant le minimum de variance [15].

Dans cette approche, l'Equation 4 de mesure est formulée en espace à la place d'être formulée en fréquence. De plus, deux composantes se distinguent, l'une dynamique $\mathbf{v}_{d,k}$ (la température) et l'autre stationnaire $\mathbf{v}_{s,k}$ (l'émissivité) :

$$\tilde{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) = \mathbf{v}_{s,k}(\lambda_i) + C(\lambda_i)\mathbf{v}_{d,k} + \boldsymbol{\nu}_k \quad (12)$$

Avec $\boldsymbol{\nu}_k \sim \mathcal{N}(0, \Sigma_{\boldsymbol{\nu},k})$ le bruit de processus et $C(\lambda_i) = \frac{C_2}{\lambda_i T_{\text{ref}}}$ où T_{ref} est une constante de normalisation pour des questions numériques [1], $\mathbf{v}_{s,k}(\lambda_i) = \ln(\epsilon_k(\mathbf{s}_k, \lambda_i))_{1 \leq k \leq N_m}$, $\mathbf{v}_{d,k} = (\frac{T_{\text{ref}}}{T_k(\mathbf{s}_k)})_{1 \leq k \leq N_m}$ et $\tilde{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) = (\ln(\gamma_k(\mathbf{s}_k, \lambda_i)))_{1 \leq k \leq N_m}$.

Supposons maintenant que le champ spatial stationnaire $\mathbf{v}_{s,k}$ suive un processus aléatoire avec $\boldsymbol{\mu}_\epsilon$ son espérance et Σ_ϵ sa matrice de covariance spatiale pour une longueur d'onde donnée. Dans un premier temps, $\mathbf{v}_{s,k}$ est considéré comme un bruit dans l'équation de mesure [12] :

$$\tilde{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) - \boldsymbol{\mu}_\epsilon(\lambda_i) = C(\lambda_i)\mathbf{v}_{d,k} + (\mathbf{v}_{s,k}(\lambda_i) - \boldsymbol{\mu}_\epsilon(\lambda_i)) + \boldsymbol{\nu}_k \quad (13)$$

On obtient alors l'équation de mesure suivante :

$$\hat{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) = C(\lambda_i)\mathbf{v}_{d,k} + \mathbf{e}_{s,k}(\lambda_i) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \hat{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) &= \tilde{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) - \boldsymbol{\mu}_\epsilon(\lambda_i) \\ \mathbf{e}_{s,k}(\lambda_i) &= (\mathbf{v}_{s,k}(\lambda_i) - \boldsymbol{\mu}_\epsilon(\lambda_i)) + \boldsymbol{\nu}_k \\ \Sigma_e &= \Sigma_\epsilon(\lambda_i) + \Sigma_{\boldsymbol{\nu},k} \end{cases} \quad (14)$$

Comme précédemment, avec $\boldsymbol{\eta}_k \sim \mathcal{N}(0, \Sigma_\eta)$ le modèle d'état devient :

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{d,k} &= \mathbf{A}_k \mathbf{v}_{d,k} + \boldsymbol{\eta}_k \\ \hat{\mathbf{y}}_k(\lambda_i) &= C(\lambda_i)\mathbf{v}_{d,k} + \mathbf{e}_{s,k}(\lambda_i) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \mathbf{A}_k = a_k \mathbf{I}, a_k \in \mathbb{R} \quad (15)$$

Dans, cette méthode, la température est suivie en temps grâce à un filtre de Kalman. Les paramètres μ_ϵ et a_k sont estimés par un filtre particulaire comme pour le filtre IPKF. Enfin, les particules sont sélectionnées à l'aide du krigeage. Pour des détails sur l'algorithme, cf [7, 16].

4. Comparaison des méthodes

4.1. Cas test numérique

Afin de comparer les méthodes, un cas test numérique a été réalisé avec un logiciel de simulation des radiosités [2]. Une cible composée de quatre matériaux distincts dont les propriétés radiatives sont connues a été modélisée (voir Figure 2). Le cadre de la cible (peinture noire) est maintenu à température constante et les 4 autres matériaux (béton, aluminium, or et bois) ont une température variable au sein des quatre petits carrés. Les profils d'émissivité sont pris à partir de mesures réelles et l'évolution de la température à partir de mesures thermocouples au sol à l'extérieur en janvier 2017. Quatre bandes spectrales ont été utilisées pour la simulation : $[1.5; 3]\mu\text{m}$, $[3; 5]\mu\text{m}$, $[8; 10]\mu\text{m}$ and $[10; 12]\mu\text{m}$.

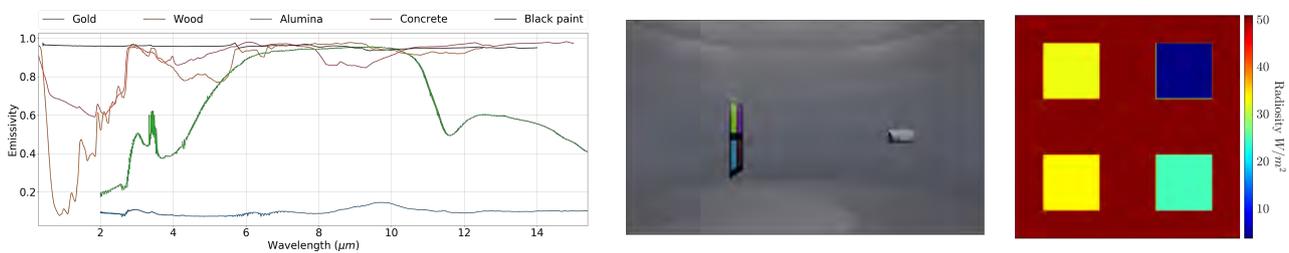


Figure 2 : De gauche à droite : Émissivité spectrale des matériaux de la cible. Rendu dans le visible de la scène. Résultat de simulation pour un cadre à 293.15 K et des matériaux à 278.35 K

4.2. Résultats

MCMC L'estimation conjointe a été faite en un instant donné pour un seul pixel. L'algorithme s'arrête au bout de 10k iterations soit environ 20 min de calculs. En première approche, la loi pour l'émissivité est prise comme $\mathcal{N}(0.5, 0.5)$ et pour la température $\mathcal{N}(273.15, 5)$. La Figure 3 montre les estimations d'émissivité et de température obtenues pour le béton. La méthode MCMC permet ainsi de retrouver les profils d'origines de l'émissivité (dans l'hypothèse de corps gris) ainsi qu'une convergence vers la température originale. Il est à noter que cette méthode est également coûteuse en temps de calcul. De plus, cette méthode est sensible au nombre d'itérations nécessaires qui doit être fixé en amont.

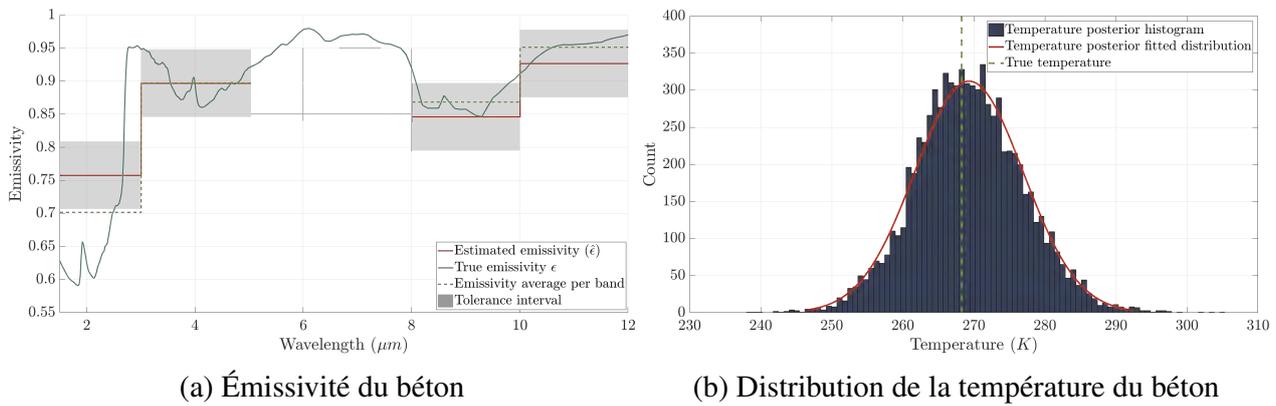


Figure 3 : Résultat de l'estimation conjointe d'émissivité et de température avec la méthode MCMC pour un pixel à un instant donné. (a) estimation de l'émissivité, (b) estimation de la température. Le profil d'origine (en pointillés) est comparé à l'estimé (en continu).

CMA-ES L'approche par optimisation avec l'algorithme CMA-ES a ensuite été testée sur les données numériques. Des bornes sur les valeurs d'émissivité ($0 < \epsilon < 1$) et de température ($260.15K < T < 300.15K$) ont par ailleurs été ajoutées. Une émissivité constante de 0.8 est choisie comme point initial. Un filtre médian 2D est appliqué sur l'image obtenue afin de lisser le résultat montré dans la Figure 4. Les différents matériaux deviennent identifiables grâce à la carte d'émissivité. On observe cependant qu'une petite erreur sur des émissivités faibles implique une erreur relativement importante sur l'estimation en température. Bien que ces résultats semblent prometteurs, l'utilisation d'une telle méthode sur des données long-terme reste relativement lourde (≈ 0.08 s pour un pixel à un instant donné).

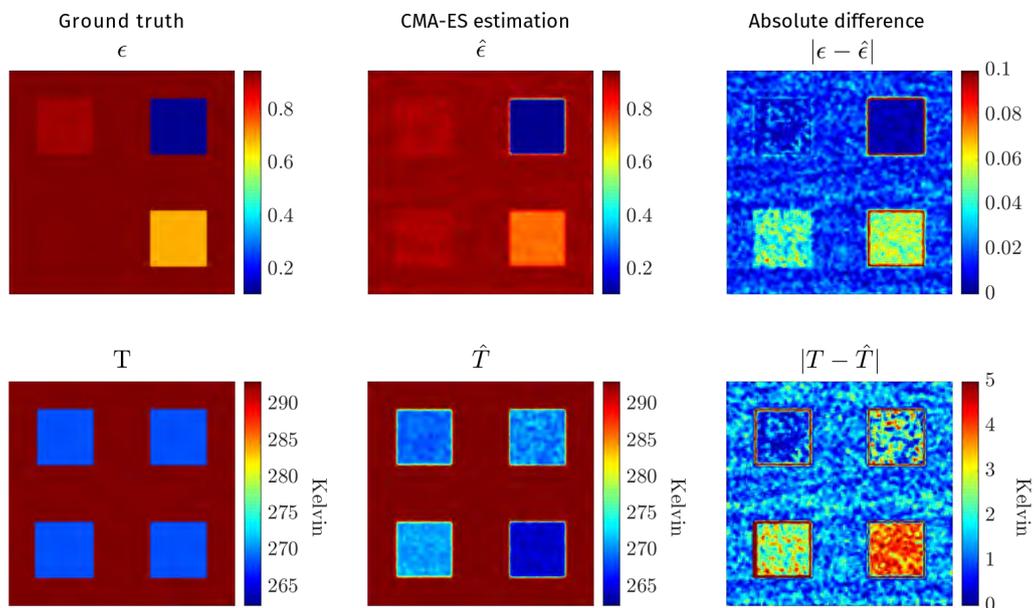
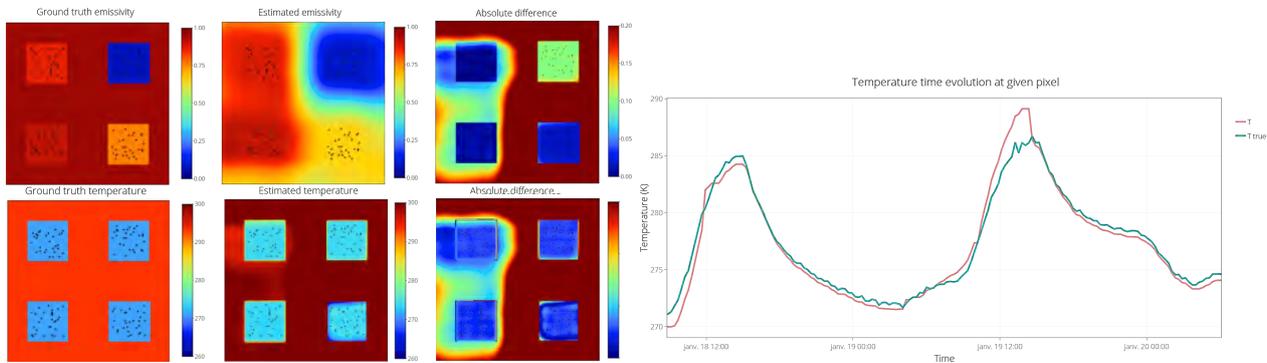


Figure 4 : Résultat de l'estimation conjointe d'émissivité et de température avec la méthode CMA-ES pour une image à un instant donné. De gauche à droite : valeur originale, estimée et différence absolue. De haut en bas : émissivité, température

KIPKF Afin de pouvoir réaliser une comparaison avec les autres méthodes, une adaptation a été faite sur la méthode KIPKF. En effet, les données simulées considèrent une cible avec un cadre à température constante et des matériaux à température variable. Cependant, la méthode KIPKF repose sur la dynamique du signal, ainsi aucun point de référence pour le krigeage n'a été pris dans le cadre. La Figure 5 (à gauche) montre finalement l'estimé sur la totalité de la période où les valeurs originales sont comparées aux valeurs estimées. Enfin, la Figure 5 (à droite) montre l'estimation en température au cours du temps.



(a) Résultat de l'estimation conjointe pour une image à un instant donné. (b) Résultat pour l'évolution temporelle de la température.

Figure 5 : Résultats obtenus avec la méthode KIPKF.

Contrairement aux précédentes méthodes, le filtre est capable de suivre en temps l'évolution des paramètres du modèle et de la température. Cette caractéristique est particulièrement intéressante. En perspectives, si au bout d'un certain temps la prédiction du krigeage est compromise, il serait alors possible d'ajouter un terme de réinitialisation permettant d'observer les changements d'émissivité dans la scène. Le krigeage autorise le suivi d'un sous-ensemble de pixels et permet de réduire le temps de calcul, ici à environ 0.06 ms par pixel à un instant donné t .

5. Conclusions et perspectives

Quatre méthodes statistiques pour l'estimation conjointe de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale ont été présentées et comparées. Ces méthodes permettent d'exploiter l'information *a priori* dans le système d'équations. De plus, ces méthodes offrent un moyen de mesurer l'incertitude induite par l'estimation. Si les méthodes MCMC et CMA-ES proposent des résultats intéressants, le temps et l'énergie requis pour de tels calculs sont un frein à leur application sur des données long-terme. La méthode IPKF est quant à elle plus adaptée à des mesures hyperspectrales. Finalement, la méthode KIPKF est prometteuse pour des données multispectrales et long-terme. En effet, l'ajout d'une étape de krigeage dans la méthode IPKF a permis d'inférer un modèle de covariance spatiale pour l'émissivité et permis de réduire les temps de calculs. Ces résultats préliminaires sont encourageants sur des données simulées, mais nécessitent encore des travaux pour être mis en œuvre sur un système de thermographie infrarouge multispectral long-terme. La carte d'émissivité permet notamment d'identifier les matériaux même si des différences existent avec les valeurs originales. Des travaux sont engagés pour améliorer l'algorithme afin de le rendre plus robuste, particulièrement pour ajuster ses paramètres de fonctionnement. Enfin, des essais en laboratoires seront développés afin de valider la méthode sur des données réelles.

Références

- [1] Jean-Claude Krapez. Radiative Measurements of Temperature. In *Thermal Measurements and Inverse Techniques*, Heat Transfer. CRC Press, Boca Raton, FL, 2011. OCLC : ocn587104377.
- [2] Thibaud Toullier, Jean Dumoulin, and Laurent Mevel. Étude et développement d'un simulateur d'échanges radiatifs dans des scènes 3D statiques et dynamiques surveillées par thermographie infrarouge. In *SFT 2019 - 27eme congrès français de thermique*, Nantes, France, June 2019.
- [3] G. Gaussorgues and S. Chomet. *Infrared Thermography*. Springer Science & Business Media, December 1993.
- [4] Thibaud Toullier, Jean Dumoulin, and Laurent Mevel. Etude de sensibilité de différentes méthodes de séparation pour l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale. In *SFT 2018 - 26eme congrès français de thermique*, June 2018.
- [5] Joshua N. Ash and Joseph Meola. Temperature-emissivity separation for LWIR sensing using MCMC. In *Algorithms and Technologies for Multispectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imager XXII*, volume 9840, page 98401O. International Society for Optics and Photonics, May 2016.
- [6] Nikolaus Hansen. *The CMA Evolution Strategy : A Comparing Review*, volume 192, pages 75–102. 06 2007.
- [7] Thibaud Toullier. *Simultaneous Characterization of Objects Temperature and Radiative Properties through Multispectral Infrared Thermography*. PhD thesis, Université de Rennes 1, IFSTTAR - Nantes, 2019.
- [8] Salvador García, Daniel Molina, Manuel Lozano, and Francisco Herrera. A study on the use of non-parametric tests for analyzing the evolutionary algorithms' behaviour : A case study on the CEC'2005 Special Session on Real Parameter Optimization. 15(6) :617–644.
- [9] Nikolaus Hansen, Anne Auger, Raymond Ros, Steffen Finck, and Petr Pošík. Comparing results of 31 algorithms from the black-box optimization benchmarking BBOB-2009. In *Proceedings of the 12th Annual Conference Comp on Genetic and Evolutionary Computation - GECCO '10*, page 1689. ACM Press.
- [10] Meriem Zghal, Laurent Mevel, and Pierre Del Moral. Modal parameter estimation using interacting Kalman filter. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 47(1-2) :139–150, August 2014.
- [11] Olivier Roustant and Yves Deville. (Re)Dice Packages for Computer Experiments. In *Troisièmes rencontres R*, Montpellier, France, June 2014.
- [12] Venkat Roy, Andrea Simonetto, and Geert Leus. Spatio-Temporal Field Estimation Using Kriged Kalman Filter (KKF) with Sparsity-Enforcing Sensor Placement. *Sensors*, 18(6) :1778, June 2018.
- [13] Kanti V. Mardia, Colin Goodall, Edwin J. Redfern, and F Alonso. The Kriged Kalman Filter. *TEST : An Official Journal of the Spanish Society of Statistics and Operations Research*, 7 :217–282, February 1998.
- [14] Olivier Roustant, David Ginsbourger, and Yves Deville. , : Two Packages for the Analysis of Computer Experiments by Kriging-Based Metamodeling and Optimization. *Journal of Statistical Software*, 51, 2012.
- [15] Georges Matheron, Fernand Blondel, and Bureau de recherches géologiques et minières (France). *Traité de géostatistique appliquée. Tome I Tome I*. Technip, Paris, 1962. OCLC : 491866302.
- [16] Thibaud Toullier, Jean Dumoulin, and Laurent Mevel. A kriging-based interacting particle kalman filter for the simultaneous estimation of temperature and emissivity in infra-red imaging. In *International Federation of Automatic Control (IFAC)*, 2020.

Production de rosée en laboratoire par refroidissement radiatif.

Indoor radiative cooling for dew condensation.

Joachim TROSSEILLE^{1*}, Anne MONGRUEL¹, Laurent ROYON², Daniel BEYSENS^{1,3}

¹Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes, CNRS, ESPCI Paris - PSL University, Sorbonne Université, Sorbonne Paris Cité, 75005, Paris

²Laboratoire des Energies de Demain, Sorbonne Paris Cité, UMR 8236 CNRS, 75013, Paris

³OPUR, 2 rue Verderet, 75016, Paris, France

*(auteur correspondant : joachim.trosseille@espci.fr)

Résumé - Cette étude propose un dispositif original permettant de reproduire le phénomène de condensation de la vapeur atmosphérique (rosée) en laboratoire par refroidissement radiatif. Grâce à une mesure du taux de condensation sur une surface dont les propriétés radiatives sont connues, il est montré qu'il est possible, en laboratoire, de reproduire la rosée dans des conditions similaires aux conditions naturelles. En mettant en évidence l'importance des propriétés radiatives des surfaces lors de la condensation, cette étude ouvre ainsi la voie à des nouvelles perspectives de recherche sur la collecte de rosée.

Mots-clés : Rosée ; Condensation ; Refroidissement radiatif ; Emissivité ; Infrarouges.

Abstract - This study presents an original device able to reproduce the phenomenon of atmospheric vapor condensation (dew) in the laboratory by radiative cooling. Measuring the rate of condensation on a surface with known radiative properties, it has been shown that it is possible, in the laboratory, to reproduce dew under conditions similar to natural conditions. By highlighting the importance of the radiative properties of surfaces during condensation, this study opens the way to new research perspectives on dew collection.

Keywords: Dew; Condensation; Radiative cooling; Emissivity; Infrared.

Nomenclature

h	Coefficient de convection, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	σ	Constante de Stefan-Boltzmann,
HR	Humidité relative, %		$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
L	Chaleur latente de condensation, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	τ	Transmittivité totale
M	Masse d'eau condensée, kg	θ	Angle de contact, °
\dot{m}	Taux de condensation, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
Q	Débit d'air humide, $\text{ml}\cdot\text{s}^{-1}$	c	Condensation
R_i	Rayon, m	i	Incident
S_c	Surface de condensation, m^2	lat	Latent
T	Température, °C	$cond$	Conduction
<i>Symboles grecs</i>		$conv$	Convection
ϵ	Emissivité hémisphérique totale	$pmma$	Plexiglass
λ	Conductivité thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	r	Rosée
ϕ	Densité de flux, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	rad	Radiatif
ρ	Masse volumique, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$		

1. Introduction

La rosée, processus naturel de condensation de l'humidité atmosphérique, est un phénomène nocturne résultant du refroidissement des surfaces par un échange radiatif avec l'atmosphère. Par temps clair et peu venteux, sous certaines conditions de température et d'humidité, des surfaces peuvent voir leur température s'abaisser jusqu'au point de rosée et permettre à la vapeur d'eau présente dans l'air de passer de l'état gazeux à l'état liquide. Dans un contexte où les ressources mondiales en eau potable s'amenuisent, la rosée est une source d'eau alternative importante, complémentaire du brouillard et de l'eau de pluie. Il est en effet possible de collecter la rosée de manière passive et des rendements de collecte allant jusqu'à $0,5 \text{ L.m}^{-2}.\text{nuit}^{-1}$ sont couramment observés [1]. De nombreuses études ont été menées sur la manière de collecter passivement la rosée, en particulier en modifiant la texture des surfaces [1]. En revanche ces études prennent rarement en compte les propriétés radiatives de ces matériaux, puisqu'elles utilisent un refroidissement par contact des surfaces. Le dispositif présenté dans cette étude, original dans sa conception, a été réalisé afin de reproduire le phénomène de rosée en laboratoire et permet d'étudier de manière contrôlée l'influence des propriétés de surface sur la collecte de la rosée.

2. Dispositif expérimental

Pour reproduire le phénomène de rosée le dispositif expérimental doit être en mesure de créer un déficit radiatif entre une surface disposée dans un environnement humide et une source froide. De telles conditions sont possibles au moyen du montage présenté dans la figure 1.

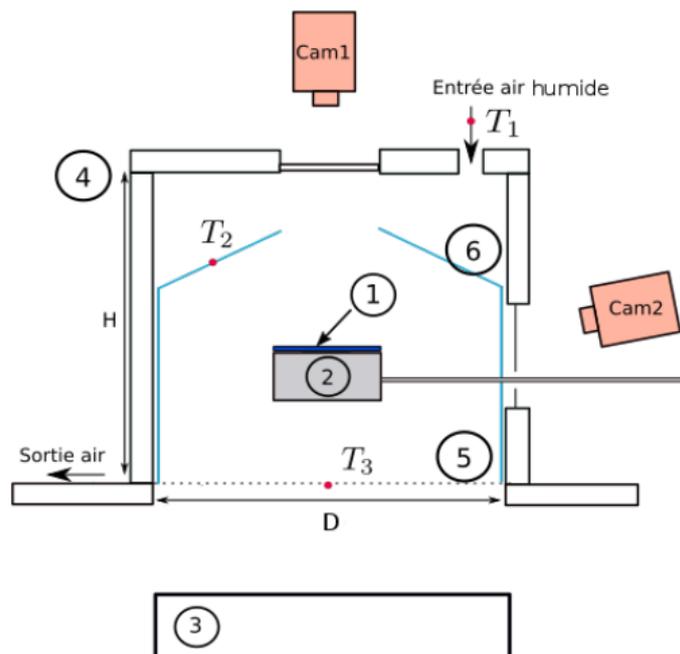


Figure 1 : Dispositif expérimental. 1) Surface étudiée. 2) Support. 3) Source froide. 4) Chambre de condensation. 5) Fenêtre. 6) Miroir. T_1 , T_2 , T_3 : thermocouples. $H=10\text{cm}$ $D=8\text{cm}$.

La surface à étudier (1) est posée sur un support (2) maintenu par un bras, relié à une balance de précision permettant d'enregistrer l'évolution de la masse condensée au cours du temps. L'ensemble est positionné au centre d'une chambre de condensation (4) alimentée en air humide ($HR = 95 \%$, débit $Q = 14,7 \text{ mL.s}^{-1}$) à température ambiante. Une source froide

(3) est positionnée sous la chambre de condensation de sorte qu'un flux thermique radiatif s'établit entre la surface (1) et la source froide via une fenêtre (5) et un miroir (6). La fenêtre est composée d'un film de polypropylène, transparent aux infrarouges dans les longueurs d'onde considérées (transmission $\tau > 0,9$). Le miroir est une feuille d'aluminium, matériau réfléchissant les infrarouges dans les longueurs d'onde considérées (émissivité $\varepsilon < 0,2$). Trois thermocouples enregistrent respectivement la température de l'air entrant, du miroir et de la fenêtre radiative. Deux caméras (TheImagingSource) permettent de visualiser, au travers de fenêtres, l'évolution de la condensation sur la surface.

Le support (2) étant soumis au rayonnement provenant de la source froide, il est nécessaire qu'il transmette peu la chaleur de manière à isoler la surface (1) du flux de chaleur négatif échangé entre sa face inférieure et la source froide. Il est constitué de liège (conductivité thermique $\lambda = 0,057 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et est revêtu d'un film d'aluminium de manière à diminuer les échanges radiatifs.

La chambre humide étant elle aussi soumise au déficit radiatif engendré par la source froide, une chute de température d'environ 2°C par rapport à la température de l'air entrant T_1 est couramment observée dans la chambre. La température de l'air ambiant est de l'ordre de $20^\circ\text{C} < T_1 < 24^\circ\text{C}$ tandis que les températures du miroir T_2 et de la fenêtre radiative T_3 sont comprises entre 18°C et 22°C . Étant donné le confinement de l'air dans la chambre (faible débit et faibles dimensions), sa température est proche de celles des parois, soit $18^\circ\text{C} < T_{air} < 22^\circ\text{C}$.

Le flux radiatif incident φ_i sur la surface étudiée (1) et provenant de toutes les directions du demi-espace supérieur et dans toutes les longueurs d'ondes est mesuré grâce à un capteur de flux radiatif. Sa valeur est de l'ordre de $\varphi_i \simeq 350 \text{ W.m}^{-2}$. Connaissant le flux incident, l'émissivité du matériau et sa température, il est ainsi possible, en écrivant un bilan thermique, de connaître le déficit radiatif subi par la surface étudiée (1).

3. Refroidissement radiatif

Pour s'assurer du caractère radiatif du refroidissement deux expériences sont réalisées. Une première expérience (figure 2a) consiste à refroidir un bloc de plexiglass (PMMA) par contact dans un environnement humide et observer la condensation. Le bloc est positionné sur le support de la chambre de condensation décrite dans le paragraphe précédent, la source froide étant remplacée par un module Peltier collé à la base du bloc pour le refroidir. La figure 2a montre la répartition de la condensation sur une face latérale du bloc et représente sa carte thermique, les températures les plus faibles correspondant aux condensations les plus fortes. La deuxième expérience (figure 2b) consiste à insérer le bloc dans la chambre de condensation en utilisant la source froide radiative et dans les mêmes conditions hygrométriques que pour la première expérience. Le bloc de plexiglass a pour dimensions $10 \times 13 \times 8 \text{ mm}$, une conductivité thermique $\lambda_{pmma} = 0,19 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [2] et une émissivité $\varepsilon_{pmma} > 0,9$ [3]. La valeur élevée de cette dernière permet de considérer le plexiglass comme un matériau opaque aux infrarouges. De plus l'émissivité du pmma étant proche de celle de l'eau ($\varepsilon_{eau} \simeq 0,95$), la condensation de gouttes d'eau sur celui-ci ne modifie pas substantiellement les échanges radiatifs avec la source froide et la stabilité du flux radiatif est conservée au cours de l'expérience. Dans les deux expériences la température de la base de l'échantillon est égale à $T_{base} = 16,4^\circ\text{C}$, la température de l'air entrant est de $T_1 = 21,8^\circ\text{C}$ et l'humidité relative de $HR = 95 \%$.

La figure 2a montre que dans le cas du refroidissement conductif les conditions thermiques ne sont pas remplies sur toute la surface du bloc pour condenser. En effet ce dernier se comporte comme une ailette. Le déficit thermique provient de sa base et la chaleur s'évacue par celle-ci.

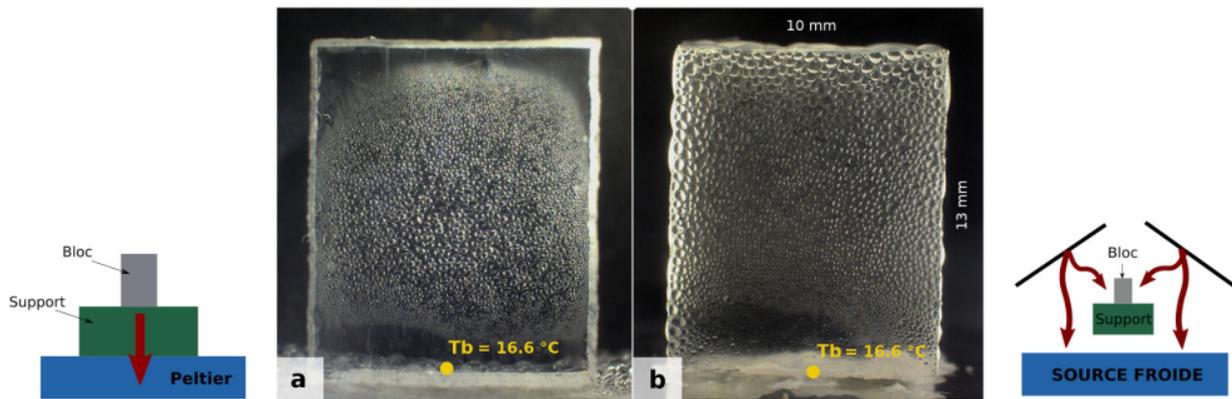


Figure 2 : Vue de côté (caméra Cam2) d'un bloc de PMMA sous condensation. a : Refroidissement par contact. b : Refroidissement radiatif. $t=5830s$ après début de la condensation, $T1 = 21,8^{\circ}C$, $T_{base} = 16,4^{\circ}C$, $HR=95\%$

Un gradient de température est ainsi créé tel que le haut du bloc, réchauffé par convection, n'est pas suffisamment froid pour qu'il y ait condensation. En revanche la figure 2b montre que dans le cas d'un refroidissement radiatif tout le bloc est propice à la condensation. Ici toute la surface est soumise au rayonnement et la chaleur s'évacue par l'extérieur, les conditions thermiques nécessaires à la condensation sont ainsi remplies sur toute la surface du bloc. On a bien un refroidissement principalement radiatif.

4. Taux de condensation

De manière à comparer l'expérience à la rosée naturelle, on mesure le taux de condensation sur une surface dont les propriétés radiatives sont connues. Pour cela on place sur le support un disque fin de PVC d'émissivité $\varepsilon_{pvc} = 0,95$ et d'aire $S_c = 7,07 \times 10^{-4} \text{ m}^2$. Les images obtenues par la caméra Cam1 sont analysées par un traitement de reconnaissance automatique permettant de détecter le contour des gouttes présentes sur la surface et d'en suivre l'évolution avec le temps, comme le montre la figure 3.

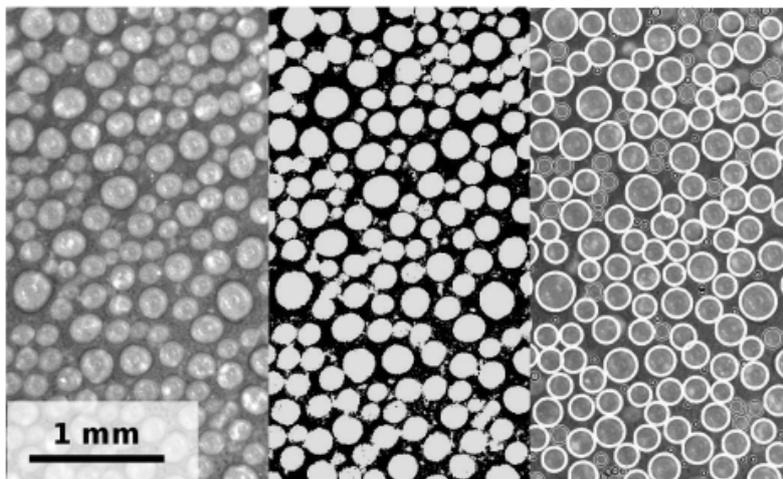


Figure 3 : Détection des contours. Gauche : image non traitée. Centre, droite : reconnaissance des contours. $t=2300s$. Emissivité $\varepsilon_{pvc} = 0,95$, Angle de contact $\theta_{pvc} = 84,6^{\circ}$, $T_{air} = 20,3^{\circ}C$, $HR = 95\%$, Débit d'air humide $Q = 14.7 \text{ mL}\cdot\text{s}^{-1}$.

Une analyse fine des images nous donne accès à l'évolution au cours du temps du rayon R_i de chaque goutte. R_i est ici le rayon de la projection de la goutte sur le plan de la surface de condensation (*i.e.* le rayon de la base de la goutte pour des gouttes d'angle de contact $\theta < 90^\circ$), détecté avec une précision de $\Delta R_i = 30 \mu\text{m}$. Connaissant l'angle de contact θ de l'eau sur la surface on peut ainsi remonter à l'évolution du volume d'eau condensé au cours du temps et à sa masse M via l'équation (1).

$$M = \pi \rho f(\theta) \sum R_i^3 \quad (1)$$

Avec ρ la masse volumique de l'eau et $f(\theta)$ une fonction de volume dépendante de l'angle de contact [1] tel que

$$f(\theta) = \frac{2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta}{3\sin^3\theta} \quad (2)$$

Ici l'angle de contact est un angle moyenné sur l'ensemble de l'assemblée de gouttes et est calculé grâce à la relation 3 entre l'angle de contact moyen et le taux de couverture ε^2 des gouttes [4] sur la surface.

$$\varepsilon^2 = 1 - \frac{\theta}{180} \quad (3)$$

On obtient pour le PVC un angle de contact moyen $\theta_{pvc} = 84,6^\circ$, proche de l'angle de contact d'avancée $\theta_a = 87,2^\circ$ mesuré indépendamment.

Le taux de couverture est déterminé grâce à la détection des contours de gouttes. La figure 4 montre l'évolution de la masse d'eau condensée sur le disque de PVC, avec un taux de condensation de $\dot{m} = 1,1 \times 10^{-8} \text{ kg.s}^{-1}$, ainsi que le taux de couverture $\varepsilon^2 = 0,53$. Le fait que ce dernier soit constant montre que le régime permanent de condensation est atteint [4].

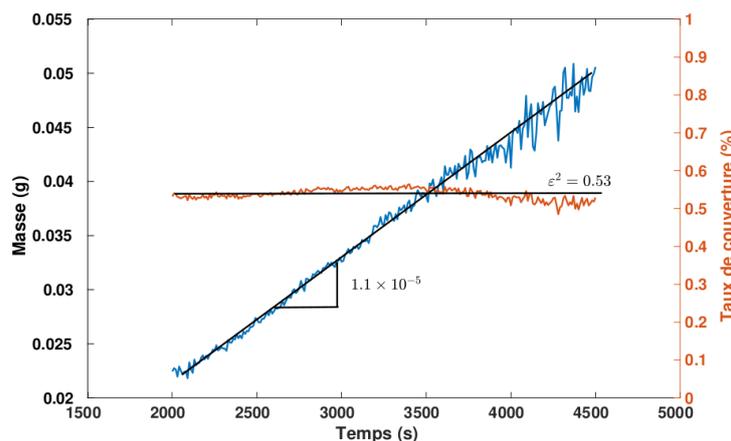


Figure 4 : Courbe de l'évolution de la masse condensée par refroidissement radiatif sur un disque de PVC d'une surface $S_c = 7,07 \times 10^{-4} \text{ m}^2$. Emissivité $\varepsilon_{pvc} = 0,95$, Angle de contact $\theta_{pvc} = 84,6^\circ$, $T_{air} = 20,3^\circ\text{C}$, $HR = 95 \%$, Débit d'air humide $Q = 14.7 \text{ mL.s}^{-1}$

On peut remarquer que pour une condensation de 10h, correspondant à une nuit de rosée, on obtiendrait un volume d'eau condensée de $0,56 \text{ L.m}^{-2}$, ce qui est tout à fait comparable à une rosée classique [1].

À l'équilibre thermique et en présence de condensation, le bilan thermique sur la face supérieure du disque de PVC s'écrit sous la forme :

$$-\varphi_{lat} = \varphi_{rad} + \varphi_{cond} + \varphi_{conv} \quad (4)$$

Avec φ_{lat} la puissance thermique dégagée par la condensation de l'eau sur la surface, φ_{rad} le flux net surfacique échangé par rayonnement, négatif dans le cas d'un refroidissement radiatif, φ_{conv} le flux surfacique échangé par convection avec l'air ambiant et φ_{cond} le flux surfacique échangé par conduction avec le support.

La puissance thermique nécessaire à la condensation de l'eau sur la surface peut être calculée à partir du taux de condensation \dot{m} tel que $\varphi_{lat} = L \times \dot{m}/S_c$ avec L la chaleur latente de condensation de l'eau. On obtient ainsi $\varphi_{lat} = 38,9 \text{ W.m}^{-2}$.

Le flux radiatif φ_{rad} , correspondant au déficit radiatif, est égal à la différence entre le flux absorbé par la surface et le flux émis par la surface. En admettant que le matériau suit la loi de Kirchhoff, le flux radiatif échangé s'écrit :

$$\varphi_{rad} = \varepsilon (\varphi_i - \sigma T_c^4) \quad (5)$$

où T_c est la température de la surface, φ_i est la densité de flux radiatif incident, et ε l'émissivité. Dans un environnement à $T_{air} = 20,3^\circ\text{C}$ et $\text{HR} = 95\%$, la température de rosée est égale à $T_r = 19,5^\circ\text{C}$. Pendant la condensation, on peut considérer que la température de la surface de condensation T_c est voisine de la température de rosée T_r [1], il est ainsi possible d'en avoir une valeur approchée de T_c . Durant la condensation, la surface soumise au rayonnement est composée non seulement de la surface de base mais aussi des gouttes elles-mêmes. L'émissivité résultante doit donc prendre en compte les deux matériaux. Ici l'émissivité de l'eau ($\varepsilon_{eau} \simeq 0,95$) est très proche de l'émissivité de la surface, on peut donc considérer une seule émissivité pour le calcul. En posant $T_c \simeq T_r$ et $\varphi_i = 350 \text{ W.m}^{-2}$ on obtient un déficit radiatif de $\varphi_{rad} = -62,3 \text{ W.m}^{-2}$.

Le flux convectif est calculé d'après la loi de Newton :

$$\varphi_{conv} = h (T_{air} - T_c) \quad (6)$$

Avec $h = 3,9 \pm 0,4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ le coefficient de convection pour la surface supérieure d'un disque froid horizontal en convection naturelle [5]. En prenant la température de surface égale à la température de rosée on trouve $\varphi_{conv} = 3,1 \text{ W.m}^{-2}$.

Enfin, pour que le bilan (4) soit à l'équilibre il est nécessaire d'avoir un flux conductif de $\varphi_{cond} = 20,3 \text{ W.m}^{-2}$. Etant données les dimensions et la faible conductivité du support cette valeur est acceptable.

5. Pesée

Le taux de condensation déterminé précédemment permet de donner un ordre de grandeur pour une surface témoin, mais la méthode de reconnaissance ne peut être efficace que sur une surface plane sur laquelle la détection optique des gouttes est possible. De manière à pouvoir étudier des surfaces plus complexes on utilise la balance pour peser l'eau condensée sur l'ensemble {objet étudié(1) + support(2)} (voir figure 1). La courbe A de la figure 5 montre l'évolution de la masse d'eau condensée sur l'ensemble {disque PVC + support}. La courbe

A* correspond à la masse condensée sur le disque de PVC seul, détectée visuellement au paragraphe 4.

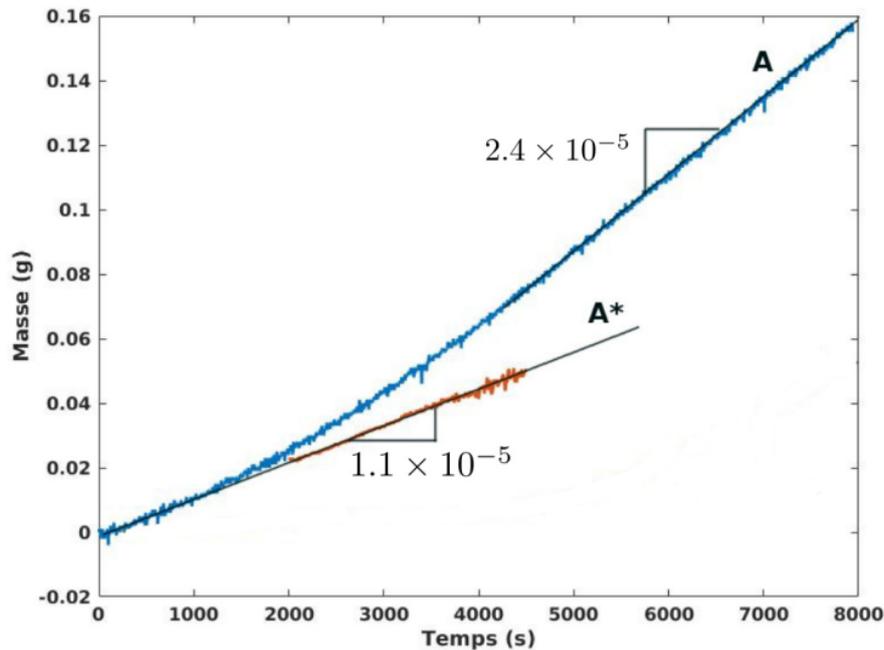


Figure 5 : Masse d'eau condensée. A : sur l'ensemble { Disque PVC + Support }. A* : sur le disque de PVC seul et déterminé par méthode optique. $T_{air} = 20,3^{\circ}C$, $HR = 95\%$, Débit d'air humide $Q = 14.7 \text{ mL.s}^{-1}$.

Si la courbe A* est linéaire avec un taux de condensation de $1,1 \times 10^{-8} \text{ kg.s}^{-1}$, ce n'est pas le cas pour la courbe A qui atteint son régime permanent environ 5000s après le début de l'expérience avec un taux de condensation de $2,4 \times 10^{-8} \text{ kg.s}^{-1}$. Cette différence de taux de condensation en régime permanent est due au fait que la courbe A* ne concerne que la condensation sur le disque de PVC, posé sur le support, alors que la courbe A prend aussi en compte la condensation sur le support. Ce dernier est donc lui aussi un lieu de condensation. L'existence d'un régime transitoire dans la dynamique de condensation sur le support s'explique par la différence d'émissivité entre l'aluminium recouvrant le support ($\varepsilon_{al} < 0,2$) et l'eau ($\varepsilon_{eau} \simeq 0,95$). En effet cette dernière remplace la surface en aluminium du support lors de la condensation, augmentant ainsi le flux radiatif échangé ($\varphi_{rad} \sim \varepsilon\sigma T_c^4$) et le taux de condensation. Le régime transitoire prend fin lorsque le taux de couverture de surface des gouttes condensées se stabilise, un nouvel équilibre thermique étant ainsi atteint.

6. Conclusion

Ce travail a présenté une technique qui s'appuie sur un échange radiatif pour refroidir une surface et permettre de reproduire le phénomène de rosée en laboratoire. Le dispositif est validé en comparant deux expériences impliquant respectivement un refroidissement radiatif et un refroidissement par contact. Une surface radiativement noire et dont les propriétés de mouillage sont connues est utilisée pour déterminer le taux de condensation sur un corps noir, permettant ainsi de vérifier que la condensation se produit dans les mêmes conditions thermiques et radiatives que le phénomène naturel. Ce dispositif, reproduisant pour la première fois le phénomène de rosée par refroidissement radiatif en laboratoire, permet d'ouvrir de nouvelles voies de recherche sur la collecte de la rosée, en particulier sur le rôle des propriétés radiatives

des matériaux utilisés comme surfaces de condensation. De plus, comme le montre la figure 6, ce dispositif permet de réaliser de la condensation sur des surfaces plus complexes jusqu'à présent inaccessibles à l'étude.



Figure 6 : Formation de rosée sur une araignée. $t=7300s$. Emissivité $\varepsilon \simeq 0,9$, $T_{air} = 23,7^{\circ}C$, $HR = 95\%$, Débit d'air humide $Q = 14,7 mL.s^{-1}$.

Références

- [1] D. Beysens, *Dew water*, River Publishers (2018)
- [2] M.J. Assael et. al, Thermal Conductivity of Polymethyl Methacrylate (PMMA) and Borosilicate Crown Glass BK7, *Int. J. Thermophysics* 26-5(2005), 1595-1605.
- [3] M. Forsth A. Roos, Absorptivity and its dependence on heat source temperature and degree of thermal breakdown, *Fire Mater*, 35 (2011), 285-301.
- [4] H. Zhao, D. Beysens, From droplet growth to film growth on a heterogeneous surface : Condensation associated with a wettability gradient, *Langmuir*, 11 (1995), 627-664.
- [5] E. Radziemska, W. Lewandowski, Heat transfer by natural convection from an isothermal downward-facing round plate in unlimited space, *Applied Energy* 68 (2001), 347-366.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Institut de Minéralogie, de Physique des Matériaux et de Cosmochimie de Sorbonne Université (UMR 7590-Sorbonne Université-CNRS-MNHN/IRD) pour les mesures de spectroscopie IR.

Thème 13

Thermique de l'habitat

Identifiabilité des performances thermiques d'une façade-test soumise à des conditions climatiques réelles	623
Etude expérimentale des performances thermiques d'une paroi ventilée bioclimatique	631
Optimisation multicritère d'un système de production d'eau chaude sanitaire	639
Suivi in situ du comportement hygrothermique d'un édifice patrimonial	647
Consommations électriques et ilots de chaleur urbains : application à la ville de Paris	655
Etude numérique d'un récupérateur d'eau de pluie géothermique	663
In situ measurement of heat transfer coefficient on a building wall surface : h-measurement device based on a harmonic excitation	671
Experimental works with new prototype for measuring thermal resistance of building walls	679
Amélioration du confort thermique des bâtiments par utilisation de l'inertie thermique des composites argile-paille de chiendent	687
Étude et analyse du comportement thermo-hygrométrique d'enveloppes innovantes pour bâtiments résilients au changement climatique	695
Study of thermal and mechanical properties of cement-based composites reinforced with vegetal sponge wastes and silica fume	703
Sensibilité de la diffusivité thermique d'échantillons d'argiles cuites ou crues de différentes provenances	711

Identifiabilité des performances thermiques d'une façade-test soumise à des conditions climatiques réelles

Identifiability of the thermal performance of a façade under real weather conditions

Manon RENDU^{1,2*}, Jérôme LE DRÉAU^{1,2} Dylan LESUEUR¹, Maxime DOYA³, Patrick SALAGNAC^{1,2}

¹ LaSIE, La Rochelle Université, CNRS, UMR 7356

Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 1

² 4evLab, La Rochelle Université, CNRS, Electricité de France EDF

Avenue Michel Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 1

³ SAS TIPEE

8 rue Isabelle Autissier, 17140 Lagord

*(auteur correspondant : manon.rendu@univ-lr.fr)

Résumé – Un modèle thermo-aéraulique est utilisé pour simuler le comportement thermique d'une cellule-test et tester une méthode d'identification des paramètres d'un modèle simplifié associé. Ces paramètres sont les propriétés thermiques d'isolation (R) et de stockage (C) de la façade testée. Après la phase de calibration du modèle thermo-aéraulique, l'influence des conditions expérimentales sur l'identification des performances thermiques de la façade est évaluée (puissance de chauffage, dynamique du scénario, ...). Cette étude est appliquée à un cas simple de façade fortement isolée.

Mots-clés : Performance thermique, Bâtiment, Paroi, Identification, Expérimentation.

Abstract – A model coupling heat transfer and airflow is used to simulate the thermal behaviour of a test-cell and evaluate a methodology for identifying the parameters of a reduced model. These parameters are related to the thermal performances of the test-cell (thermal resistance and capacity). Once the main model calibrated, the impact of the experimental conditions on identification of the façade's thermal performance is assessed (heating power, dynamics of the heating scenario, etc.). This study is applied to a highly insulated wall.

Keywords: Thermal performance, Building, Wall, Identification, Experiment.

Nomenclature

C	Capacité thermique, $J.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
HLC	Coefficient de transfert thermique, $W.K^{-1}$	c	cellule-test
P	Puissance de chauffage, W	e	extérieur
R	Résistance thermique, $K.W^{-1}$	f	façade-test
T	Température, $^{\circ}C$	i	intérieur
		TG	garde thermique

1. Introduction

Premier secteur consommateur d'énergie en Europe [1], le bâtiment connaît de nombreuses innovations pour réduire ses besoins d'énergie. Parmi celles-ci, on retrouve le développement de nouvelles façades afin de réduire les déperditions thermiques des bâtiments et mieux maîtriser les apports de chaleur en exploitant la capacité des ressources naturelles (nouveaux matériaux, vitrages innovants, ...). Ces façades sont appelées « façades adaptatives ». La définition de leurs performances thermiques est nécessaire pour exploiter au mieux leur

potentiel. Or, « la complexité intrinsèque du comportement dynamique de ces systèmes, comparé à celui des composants d'enveloppe traditionnels, fait que les outils de simulation classiques et les méthodes d'évaluation expérimentales [...] ne peuvent pas être transposés intégralement dans le cas des façades adaptatives » [2]. De nouvelles méthodes sont requises.

Une nouvelle méthodologie est proposée dans cet article. Elle se base sur des mesures réalisées sur une installation expérimentale à échelle réelle, appelée cellule-test. Ses performances thermiques sont estimées par identification d'un modèle simplifié de la cellule-test. Mais avant de traiter des cas de façades adaptatives au comportement complexe, il est nécessaire de valider la méthode sur un cas de paroi simple, ici, une paroi opaque fortement isolée. Le résultat de l'identification dépend fortement des conditions d'essai [3] : les conditions aux limites imposées (extérieures) et celles choisies par l'expérimentateur (scénario de l'essai). Il est donc proposé d'analyser l'impact des conditions d'essai sur l'estimation des paramètres. Pour cela, un modèle thermo-aéraulique préalablement calibré, appelé modèle détaillé, a permis de générer des jeux de données simulées. A l'aide de ces éléments, nous proposons une méthode permettant de spécifier les conditions d'essais nécessaires à la juste estimation des performances thermiques préalablement à la réalisation d'essais expérimentaux.

Dans cet article, l'installation expérimentale est décrite. Ensuite, le modèle détaillé, le modèle simplifié et la méthode d'identification utilisés pour estimer les paramètres sont présentés. Enfin, une analyse numérique de l'impact des conditions expérimentales sur l'identification des paramètres est étudiée.

2. L'installation expérimentale

2.1. Description générale

L'installation expérimentale présentée en Figure 1 est un bâtiment laboratoire, avec des surfaces d'enveloppe tests à échelle réelle exposée au climat extérieur, situé au sein de la plateforme Tipee à La Rochelle.



Figure 1 : Photos de l'extérieur et de l'intérieur de l'installation expérimentale

Le bâtiment laboratoire fait office de garde thermique pour cinq cellules-test indépendantes. Les cellules-test sont des pièces fortement isolées sur cinq de leurs faces donnant sur un grand volume d'air régulé en température, appelé « garde thermique », afin de maximiser le flux de chaleur allant vers l'extérieur à travers la sixième face, appelée « façade-test ». La façade-test, visible sur la Figure 1, est composée d'une structure bois complétée par du polyuréthane de 120 mm d'épaisseur. Le tout est fermé par deux panneaux de contreplaqué bakélinisé de 21 mm d'épaisseur chacun et recouvert d'une membrane étanche blanche côté extérieur.

La cellule-test étudiée mesure 5,64 mètres de long, 3 mètres de large et 3 mètres de haut. Un convecteur électrique d'une puissance maximale de 1500 W, placé au centre de la pièce, assure le chauffage de la cellule-test. Un ventilateur homogénéise la température de l'air dans la pièce.

2.2. Les ponts thermiques

Les ponts thermiques de cette installation, représentés sur la Figure 2, peuvent être classés en trois catégories :

- Les ponts thermiques liés à la structure de reprise des efforts mécaniques de la façade-test (des poutres en matériaux composites (visibles sur la Figure 1), de faible conductivité thermique, traversent les parois donnant sur la garde thermique à huit reprises),
- Les ponts thermiques dus à la fixation de la façade-test sur la cellule-test (visible dans le rectangle rouge sur la Figure 1),
- Les ponts thermiques dus aux autres causes (la traversée des parois donnant sur la garde thermique par les réseaux de ventilation et de climatisation ou les câbles, la porte de la cellule-test...).

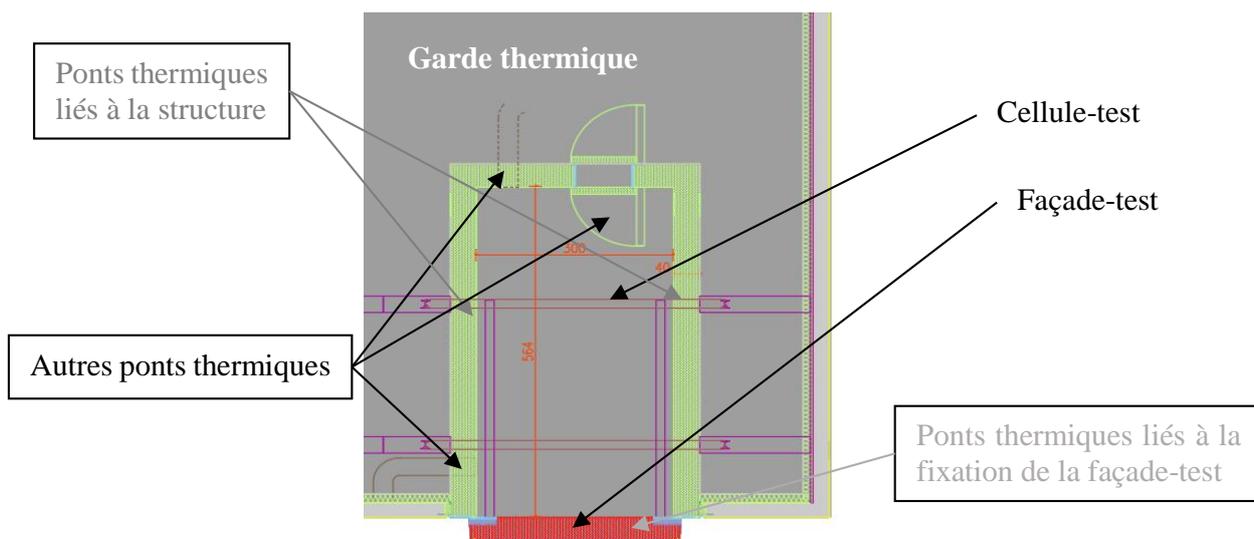


Figure 2 : Schéma de l'installation expérimentale – vue de dessus

2.3. Les données mesurées

Les températures d'air dans la cellule et dans la garde thermique sont mesurées par des capteurs de type Pt100. Une station météorologique complète permet de mesurer les conditions météorologiques extérieures : la température d'air et l'humidité relative (capteur VAISALA HMP1550), la pression atmosphérique (baromètre ADOLF THIES), la direction et la vitesse du vent (anémomètre sonique VAISALA WMT700), le rayonnement solaire direct et diffus et le rayonnement de grandes longueurs d'onde (pyranomètre et pyr géomètre KIPP AND ZONEN SMP21-A et SGR4-A). L'incertitude des mesures de température est estimée à $\pm 0,15$ °C. Le pas de temps d'acquisition est d'une minute.

Ces données sont mesurées lors de deux essais expérimentaux utilisant deux scénarii de chauffage différents. Le premier est un essai à partir d'un scénario de type *ROLBS* (Randomly Ordered Logarithmically distributed Binary Sequence), fréquemment utilisé dans la littérature ([4]), générant des phases de chauffage de durées aléatoires et décorréliées des variations climatiques. Le second essai est réalisé à partir d'un scénario comportant un unique créneau de chauffage. Ce scénario est appelé *essai Créneau* dans la suite de l'article.

3. Les modèles détaillé et simplifié

L'objectif des modèles (détaillé ou simplifié) est de reproduire le comportement thermique de la cellule-test. On s'intéresse à l'ensemble de la cellule-test, et non pas seulement à la façade-test, notamment car cela simplifie les besoins en métrologie (limitation du nombre de

capteurs...) et permet une méthodologie commune quelle que soit la technologie de façade testée. Le comportement thermo-aéraulique de la cellule est influencé par la garde thermique et par l'extérieur donc les modèles prennent en compte ces deux conditions aux limites. Les paramètres à identifier sont la résistance thermique et la capacité de la façade-test et de la cellule-test, y compris les ponts thermiques.

3.1. Le modèle détaillé : le modèle thermo-aéraulique

Un modèle thermique dynamique multizone de l'installation expérimentale sous TRNSys 17© a été couplé à un modèle aéraulique sous Contam 3.2©. Le modèle thermique est composé de deux zones thermiques de température homogène : la cellule-test (dont la puissance de chauffage est contrôlée) et la garde thermique (contrôlée en température). La cellule-test est modélisée par six parois distinctes dont une est orientée à l'extérieur. Le modèle aéraulique calcule les débits d'infiltrations dans le bâtiment selon les conditions extérieures et intérieures (température et pression). Les deux modèles communiquent grâce à la méthode « Ping-Pong » [5], c'est-à-dire que les températures et les débits à l'instant t sont calculés à partir des températures et débits à l'instant $t-1$. Le pas de temps de simulation est de 15 minutes. Le fichier météorologique utilisé est constitué de données mesurées par la station météorologique située sur le site expérimental.

3.1.1. Calibration du modèle détaillé

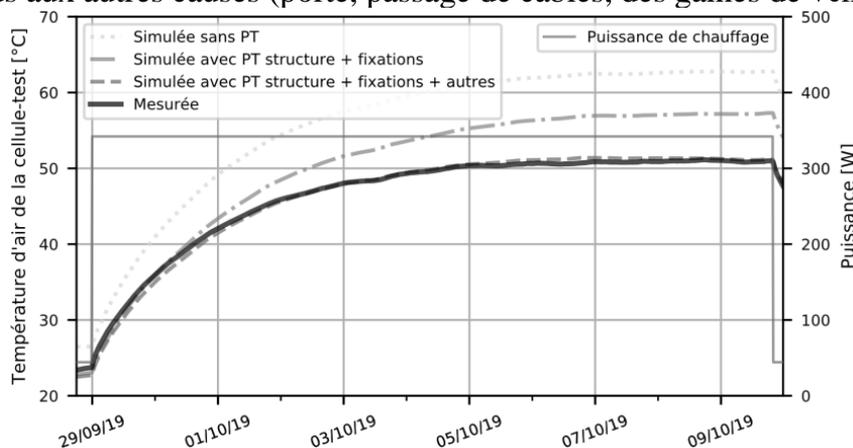
La calibration du modèle détaillé a été réalisée en plusieurs étapes grâce aux deux essais présentés en partie 2.3 : l'*essai ROLBS* et l'*essai Créneau*. Tout d'abord, les ponts thermiques liés à la structure et à la fixation de la façade-test ont été assimilés à des murs multicouches. Leurs propriétés ont été estimées par identification à partir des données mesurées lors de l'*essai ROLBS*. Puis, le modèle a été calibré grâce à l'*essai Créneau* en ajoutant un pont thermique correspondant aux autres causes de déperditions (réseaux de ventilation et climatisation, câbles traversants la paroi donnant sur la garde thermique, la porte...). Enfin, le modèle a été validé par la confrontation des résultats obtenus par simulation et ceux mesurés lors de l'*essai ROLBS*.

Prise en compte des ponts thermiques liés à la structure et à la fixation de la façade-test

La méthodologie pour modéliser les ponts thermiques dynamiques liés à la structure et à la fixation de la façade-test est proposée dans [6]. Ici, les ponts thermiques sont modélisés comme des murs équivalents, composés d'une ou plusieurs couches, ayant des propriétés thermiques équivalentes à une paroi de même dimension.

Prise en compte des autres ponts thermiques

La Figure 3 montre l'impact de l'ajout d'un pont thermique représentant les ponts thermiques dus aux autres causes (porte, passage de câbles, des gaines de ventilation...).



Ecarts absolus :

- sans PT
 $|\Delta T| = 9,5 \text{ }^\circ\text{C}$
- avec PT structure
 $|\Delta T| = 4,1 \text{ }^\circ\text{C}$
- avec PT structure + autres
 $|\Delta T| = 0,4 \text{ }^\circ\text{C}$

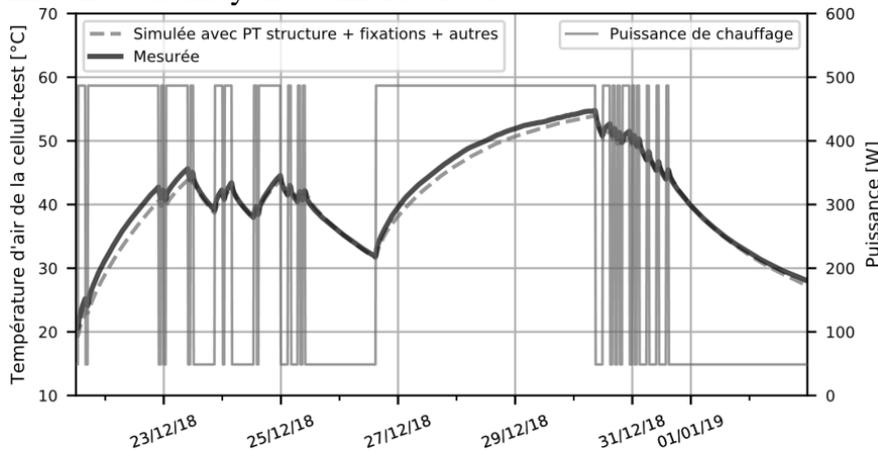
PT = « ponts thermiques »

Figure 3 : Evolution de la température d'air de la cellule-test pour l'essai Créneau

A droite de la figure sont indiqués les écarts absolus entre les températures mesurées et les températures simulées. L'ajout du pont thermique divise l'écart absolu moyen par 10. Ce pont thermique est assimilé à une paroi faiblement isolée de 0,45 m² entre la cellule et la garde thermique constituée d'une couche unique de 10 cm d'épaisseur.

3.1.2. Validation du modèle détaillé

Le modèle thermo-aéraulique (modèle détaillé) est validé en comparant la température d'air mesurée dans la cellule-test lors de l'essai *ROLBS* et la simulation de cette température avec le modèle thermo-aéraulique. La Figure 4 montre l'évolution de ces deux variables lors de l'essai *ROLBS*. L'écart moyen est inférieur à 1°C.



Ecarts absolus :

$$|\Delta T| = 0,9^{\circ}\text{C}$$

Figure 4 : Evolution de la température d'air de la cellule-test pour l'essai ROLBS

3.2. Le modèle simplifié : le modèle RC

Les modèles simplifiés sont des modèles de type RC. Ces modèles thermiques dynamiques peuvent être construits à partir de l'outil CTSM-R (Continuous-Time Stochastic Modelling dans le logiciel R) [7]. L'estimation des paramètres est réalisée par la maximisation de la fonction de vraisemblance, calculée comme le produit des probabilités conditionnelles de mesurer la température à l'instant t sachant la température à l'instant $t-1$ et sachant les paramètres à identifier. L'algorithme utilisé est la méthode quasi-Newton.

Afin de choisir le modèle le plus approprié, c'est-à-dire, le modèle permettant de décrire au mieux le phénomène observé expérimentalement en évitant le surapprentissage comme expliqué dans [8], la méthode décrite dans [9] a été utilisée. Elle consiste à étudier des modèles simplifiés de complexité croissante. Les paramètres de chaque modèle sont estimés à l'aide de l'outil CTSM-R en maximisant la fonction de vraisemblance. Le modèle conservé est le modèle pour lequel la fonction de vraisemblance est la plus grande. De plus, les résidus obtenus doivent être indépendants et identiquement distribués [10].

Le modèle sélectionné dans le cas de la paroi opaque fortement isolée avec la méthode décrite ci-dessus est présenté en Figure 5. L'intérieur de la cellule est représenté par un nœud d'air (T_i) et une capacité interne (C_i). Le chauffage (et les gains divers) est modélisé par un générateur de courant (P). L'environnement extérieur est montré comme un générateur de tension (T_e), tout comme l'air de la garde thermique entourant la cellule-test (T_{TG}). Les échanges entre l'intérieur de la cellule et l'extérieur sont vus comme deux résistances en série (R_{f1} et R_{f2}) et une capacité (C_f). Les échanges entre l'intérieur de la cellule et la garde sont représentés par deux résistances en série (R_{c1} et R_{c2}) et une capacité (C_c). La capacité interne de la cellule-test,

notée C_i , a été fixée à 750 kJ.K^{-1} dans l'étude après estimation de la capacité de chacun des équipements présents dans la cellule (air, poutres, réseau hydraulique...).

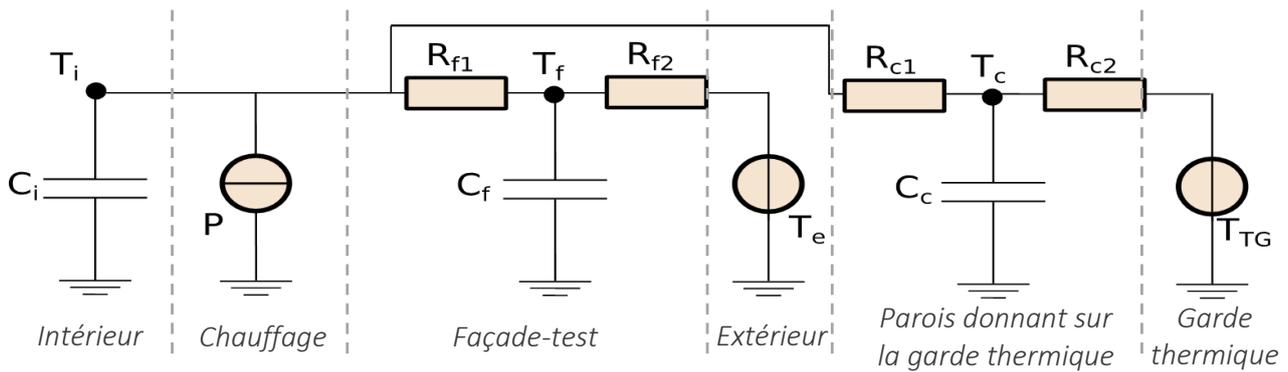


Figure 5 : Modèle simplifié de la cellule-test

4. Identification des paramètres du modèle simplifié

L'estimation des paramètres du modèle RC présentée en Figure 5 a été réalisée à partir de plusieurs cas de référence : les données expérimentales des *essais ROLBS* et *Créneau* et les données simulées par le modèle thermo-aérolaïque, représentées sur la Figure 3 et la Figure 4.

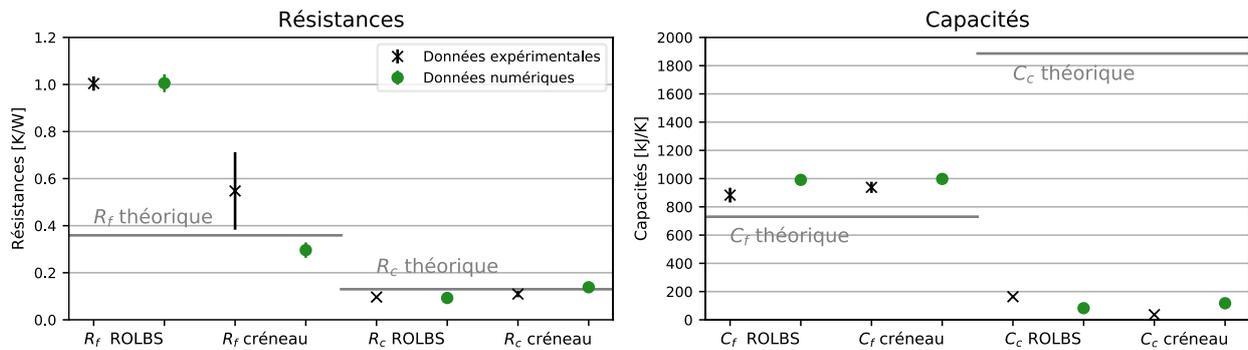


Figure 6 : Identification des paramètres du modèle simplifié – estimations, incertitudes et comparaison aux valeurs théoriques

Les paramètres suivants ont été estimés : les résistances totales $R_f = R_{f1} + R_{f2}$ et $R_c = R_{c1} + R_{c2}$, et les capacités associées C_f et C_c . Les résultats et leurs incertitudes sont présentés sur la Figure 6 et comparées aux valeurs théoriques calculées en tenant compte des transferts par conduction et les infiltrations. Les capacités théoriques estimées sont les capacités théoriques totales. Or, les capacités estimées par identification sont les capacités efficaces [11]. Les estimations sont éloignées des valeurs théoriques dans tous les cas. Le cas traitant des données numériques de l'*essai Créneau* donne les résultats les plus proches des valeurs théoriques mais il semble impossible d'estimer tous les paramètres en même temps.

Les déperditions thermiques de la cellule-test peuvent être caractérisées par le coefficient de déperditions thermiques total, noté *HLC* pour « *Heat Loss Coefficient* », défini dans [12]. Il est facilement calculé à partir des valeurs théoriques de R_f et R_c en fonction du rapport entre la moyenne de la différence de température entre l'air de la cellule-test (T_i) et l'air de la garde thermique (T_{TG}) et la moyenne de la différence de température entre l'air de la cellule (T_i) et l'air extérieur (T_e), noté x . A partir du bilan thermique de la cellule-test en conditions statiques et du modèle détaillé présenté en Figure 5, on peut écrire :

$$P = \frac{1}{R_f} (\overline{T_i} - T_e) + \frac{1}{R_c} (\overline{T_i} - T_{TG}) = HLC (\overline{T_i} - T_e) \text{ où } HLC = \frac{1}{R_f} + \frac{x}{R_c} \text{ et } x = \frac{\overline{T_i} - T_{TG}}{\overline{T_i} - T_e} \quad (1)$$

Afin d'estimer les résistances R_f et R_c par identification et calculer le coefficient *HLC*, différents jeux de données numériques ont été générés afin de traiter une grande variété de

conditions expérimentales. Pour cela, deux puissances de chauffage ont été utilisées (350 et 500 W), deux dynamismes de chauffage différents comme décrits précédemment (*Créneau* et *ROLBS*) et différentes conditions extérieures et intérieures décrivant différentes valeurs pour le ratio x . Le Tableau 1 présente les cas d'études et les résultats comparés aux valeurs théoriques. Contrairement aux résistances, les estimations des HLC sont proches de la valeur théorique.

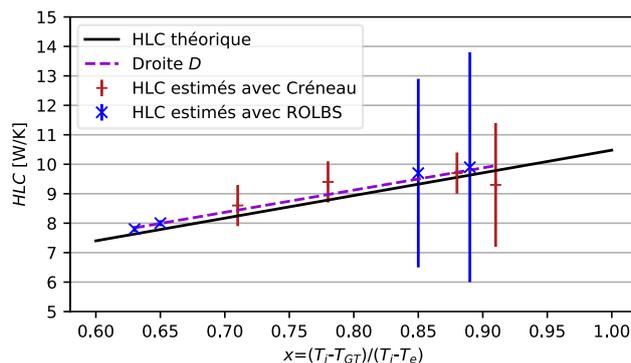
Critères	Cas d'étude (issus de données simulées)					
	Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4	Cas 5	Cas 6
Dynamisme	Créneau	Créneau	Créneau	ROLBS	ROLBS	ROLBS
Puissance [W]	500	350	500	500	350	350
$x = \frac{T_i - T_{TG}}{T_i - T_e}$	0,91	0,71	0,78	0,89	0,65	0,85

Ecarts relatifs des paramètres estimés par identification comparés aux valeurs théoriques

Ecart relatif de HLC	- 5 %	+ 5 %	+ 7 %	+ 3 %	+ 3 %	+ 4 %
Ecart relatif de R_f	+ 279 %	-12 %	+ 1 %	+ 82 %	+ 180 %	+ 6 %
Ecart relatif de R_c	- 18 %	0 %	- 10 %	- 19 %	- 29 %	- 7 %

Tableau 1 : Impact du scénario sur l'estimation des résistances et du HLC

Le HLC théorique et les HLC estimés dans les cas de référence et les cas d'études en fonction du ratio x sont tracés sur la Figure 7. A l'aide d'une régression linéaire et de l'équation 1, il est possible de déduire les résistances R_f et R_c . Les résultats sont présentés à droite de la Figure 7. L'erreur d'estimation de R_c est de 2 % et l'erreur d'estimation de R_f est de -10 %.



Equation de la droite D :

$$HLC_{estimé} = \frac{1}{R_{f,estimé}} + \frac{x}{R_{c,estimé}}$$

avec :

$$R_{f,estimé} = 0,32 \text{ K/W}$$

$$R_{c,estimé} = 0,13 \text{ K/W}$$

Figure 7 : HLC estimés et HLC théorique en fonction des écarts de température

Il apparaît nécessaire de réaliser des essais expérimentaux pour différentes valeurs de x , donc, pour différentes valeurs de température intérieure car il est difficile de modifier la température de la garde thermique. Il semble que l'essai *ROLBS* soit meilleur pour l'estimation du HLC et donc des résistances R_f et R_c .

5. Conclusion

Dans cet article, un modèle thermo-aéraulique (modèle détaillé) d'une cellule-test a été calibré et validé. A partir de celui-ci et d'essais expérimentaux, l'estimation de paramètres d'un modèle RC (modèle simplifié) a été étudiée en fonction des conditions aux limites extérieures et intérieures. Tous les paramètres du modèle simplifié ne sont pas estimables en même temps. Il a donc été montré que les résistances peuvent être approchées à partir du calcul du coefficient de déperditions thermiques total. Il dépend des résistances du modèle simplifié et des conditions de l'essai qui sont exprimées par le rapport entre la moyenne de la différence de la température entre l'air de la cellule et l'air de la garde thermique et la moyenne de la différence de température entre l'air de la cellule et l'air extérieur. Il est nécessaire de réaliser plusieurs essais afin d'estimer les résistances. Les capacités doivent être estimées dans un second temps.

Différentes pistes d'améliorations sont nécessaires. D'une part, le modèle détaillé peut être amélioré en modélisant les ponts thermiques plus finement. D'autre part, d'autres modèles simplifiés peuvent être étudiés [3]. Enfin, la problématique de l'estimation de la capacité totale doit être abordée. Une fois ces modifications effectuées, cette méthode permettra de générer numériquement des essais et tester la méthode d'identification afin de définir les essais expérimentaux les plus pertinents afin de définir les performances thermiques d'une façade-test. La réalisation de ces essais restera nécessaire afin de valider le résultat obtenu.

Références

- [1] European Commission, « Simplified energy balances - annual data ». 2019.
- [2] F. Favoino, R. Loonen, M. Doya, F. Goia, C. Bedon, et F. Babich, *Building Performance Simulation and Characterisation of Adaptive Facades*, TU Delft Open. COST European Cooperation in Science and Technology, 2018.
- [3] S. Rouchier, M. Rabouille, et P. Oberlé, « Calibration of simplified building energy models for parameter estimation and forecasting: Stochastic versus deterministic modelling », *Building and Environment*, vol. 134, p. 181-190, avr. 2018, doi: 10.1016/j.buildenv.2018.02.043.
- [4] H. Madsen *et al.*, « Thermal Performance Characterization using Time Series Data », *IEA EBC Annex 58 Guidelines*, p. 84, janv. 2015.
- [5] I. Khalifa, L. Gharbi Ernez, E. Znouda, et C. Bouden, « Coupling TRNSYS 17 and CONTAM: simulation of a naturally ventilated double-skin façade », *Advances in Building Energy Research*, vol. 9, n° 2, p. 293-304, 2015, doi: 10.1080/17512549.2015.1050694.
- [6] K. Martin, A. Campos-Celador, C. Escudero, I. Gómez, et J. M. Sala, « Analysis of a thermal bridge in a guarded hot box testing facility », *Energy and Buildings*, vol. 50, p. 139-149, juill. 2012, doi: 10.1016/j.enbuild.2012.03.028.
- [7] « CTSM-R Version 1.0.0 ». CTSM-R Development Team, avr. 07, 2015.
- [8] T. Hastie, R. Tibshirani, et J. Friedman, *Elements of Statistical Learning: data mining, inference, and prediction. 2nd Edition*. Springer, 2009.
- [9] P. Bacher et H. Madsen, « Identifying suitable models for the heat dynamics of buildings », *Energy and Buildings*, vol. 43, n° 7, p. 1511-1522, juill. 2011, doi: 10.1016/j.enbuild.2011.02.005.
- [10] J. D. Cryer et K.-S. Chan, *Time Series Analysis: With Applications in R*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [11] A.-H. Deconinck, « Reliable thermal resistance estimation for building components from on-site measurements », PhD thesis, KU leuven, 2017.
- [12] S. Juricic, P. Bacher, J. Goffart, S. Rouchier, A. Fouquier, et G. Fraisse, « Identifiability of the heat transfer coefficient in buildings with unheated spaces », *Proceedings of Building Simulation 2019*, Rome, sept. 2019.

Remerciements

Les activités ont été réalisées dans le cadre du projet de recherche "CITEE – Composants Innovants pour les Enveloppes des bâtiments", financé par l'Union Européenne et la région Nouvelle-Aquitaine en partenariat avec la Plateforme TIPEE et EDF R&D. Les auteurs souhaitent également remercier Michel Burlot, David Gaillard et Laurent Servant pour leurs contributions au travail expérimental.

Mise en place d'un dispositif expérimental pour la caractérisation énergétique d'une paroi bioclimatique ventilée

Installation of an experimental device for the energetic characterization a ventilated bioclimatic wall

Dwinanto SUKAMTO^{1*}, François GLORIAN¹, Monica SIROUX¹

¹INSA de Strasbourg, Laboratoire de ICUBE (UMR 7357)
24 Boulevard de la Victoire – 67000 Strasbourg.

* (auteur correspondant : monica.siroux@insa-strasbourg.fr)

Résumé – Les orientations politiques actuelles imposent le bâtiment à énergie zéro (NZEB) comme nouveau standard de la construction neuve pour 2020. Par ailleurs, dans le domaine de la réhabilitation énergétique des bâtiments existants, la recherche de solutions pour la rénovation est un sujet fondamental. L'enjeu de cette démarche est l'efficacité énergétique des bâtiments pour la lutte contre le changement climatique ; un des moyens pour y parvenir, ce sont les parois innovantes bioclimatiques, qui sont la base des économies d'énergie dans le bâtiment de demain. Les travaux de cette communication s'inscrivent dans ce cadre et visent à caractériser les performances énergétiques d'une paroi ventilée bioclimatique. Un dispositif original a été mis en place permettant l'étude expérimentale d'une paroi ventilée bioclimatique. C'est la pertinence de ce dispositif que nous questionnons dans ce papier.

Mots-clés : bâtiment, paroi ventilée, convection

Abstract – The current policy direction enforces a zero-energy building (NZEB) as a standard for new constructions in 2020. Moreover, in the area of existing constructions rehabilitation, the quest of renovation solutions is still a fundamental issue. The goal is to seek for the building energy efficiency in the fight against climate change. One of the means to achieve this goal is by implementing innovative bioclimatic walls, which are the core of energy savings for the buildings of the future. This paper falls within this perspective and aims to characterize the energy performances of a bioclimatic ventilated wall by setting up an original experimental device. It is then the question of this device relevance that we address in this paper.

Keywords: Building, ventilated wall, convection

Nomenclature

q densité de flux, $W.m^{-2}$
 h coefficient d'échange global, $W.m^{-2}.K^{-1}$

T température, K
Indices et exposants
 s surface de la paroi
 a ambiance de la cellule

1. Introduction

Le changement climatique est l'enjeu majeur que devra affronter le monde dans l'avenir. Dans ce contexte, la France place le secteur du bâtiment au cœur de sa stratégie pour relever ce défi [1]. L'économie d'énergie est une priorité dans les pays développés. Le secteur du bâtiment est responsable de 40% de la consommation d'énergie en Europe [2]. L'enveloppe du

bâtiment est l'élément de construction qui a le plus grand impact sur la consommation énergétique globale du bâtiment [3][4]. Il faut tenir compte du fait que la façade représente l'interface entre les facteurs environnementaux extérieurs et les exigences intérieures des occupants.

Ces dernières années, l'architecture a montré un intérêt particulier pour les parois ventilées. On ne peut nier qu'il existe un nombre considérable d'études et de publications sur les "enveloppes ventilées" [5][6][7], en particulier sur les façades double peau [8][9][10], le photovoltaïque intégré aux bâtiments [11][12][13], les cheminées solaires, les murs solaires et les murs Trombe [14][15][16], ou encore les capteurs solaires de façade [17][18].

La façade ventilée est choisie par les architectes et les entrepreneurs comme solution d'enveloppe dans une large variété de types de bâtiments, de climats et de configurations de conception. Le système offre une grande diversité de revêtements extérieurs et la possibilité de sélectionner une grande variété de matériaux, de couleurs et de tailles de panneaux. Outre l'aspect esthétique, le but premier de ce type de façade est de protéger les matériaux isolants en dissipant l'humidité.

L'objectif d'une conception bioclimatique d'un bâtiment est d'obtenir un confort intérieur de la manière la plus « naturelle » possible. Pour un site donné, il ne s'agit plus uniquement de se protéger des aléas du climat mais également de valoriser ses bienfaits. Dans cette démarche, on cherche donc à adapter au mieux le bâtiment avec son environnement. La paroi ventilée répond à cette démarche. Dans cette étude, nous cherchons à valoriser la lame d'air de la paroi pour assurer le préchauffage et le renouvellement d'air en période de chauffe. La paroi bioclimatique ventilée fait alors office d'organe d'entrée pour le renouvellement d'air du bâtiment qui en est muni. L'écoulement a lieu sous l'effet du tirage thermique ou à l'aide d'une VMC si le bâtiment concerné en est muni. Ce type de paroi est étudié depuis plusieurs décennies mais son utilisation pour assurer le préchauffage de l'air neuf reste encore rare. De plus, ces performances sont encore sujet à débat. Un dispositif expérimental a été mis en place pour la caractérisation énergétique de ce type de paroi innovante. L'originalité de notre dispositif repose en partie sur l'utilisation des fluxmètres qui permet une analyse plus précise des phénomènes de convection. Notre objectif à terme est d'étudier l'influence de l'épaisseur de la cavité ainsi que du débit d'air sur les performances de la paroi. Pour cela, nous devons auparavant nous assurer que le dispositif est pertinent et opérationnel. L'objet de cet article est donc de présenter notre dispositif expérimental et de montrer à travers plusieurs essais préliminaires sa viabilité.

2. Description du dispositif expérimental mis en place

2.1. Présentation de la paroi ventilée et de la boîte chaude gardée

La paroi ventilée est une paroi avec un canal non hermétiquement isolé participant à l'apport d'air neuf au sein du bâtiment; un échange convectif a lieu dans la cavité selon l'axe de la paroi, qui vient perturber le flux thermique radial entre les ambiances intérieure et extérieure (Figure 1). L'air en écoulement à l'intérieur de la cavité est alors préchauffé et introduit à l'intérieur du bâtiment. Ce dispositif permet alors la diminution des besoins en chauffage du bâtiment. L'échantillon étudié est composé de deux parois de couleur grise de 1m de hauteur et de largeur. La première est fixe tandis que la seconde est mobile permettant ainsi de faire varier l'épaisseur de la cavité ventilée. Ces deux parois sont constituées d'un alliage d'aluminium et de polyéthylène de 3 mm d'épaisseur et présentent une résistance thermique est de $0.008 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$. Leurs surfaces sont lisses (faible rugosité) avec une émissivité de 0.9.

La lame d'air ventilée est introduite au sein d'une boîte chaude gardée (Figure 1). Une boîte chaude gardée est un dispositif composé de deux enceintes climatiques capables de reproduire des conditions de température et d'humidité relative choisies. La plage en température et en humidité va de -30°C à $+60^{\circ}\text{C}$ et de 10% à 98%. Chaque enceinte possède son propre groupe frigorifique garantissant la production de froid avec une précision sur la température de $\pm 2^{\circ}\text{C}$. Chacune possède également 3 résistances électriques de 2.5 kW, garantissant la production de chaleur avec une précision sur la température de $\pm 3^{\circ}\text{C}$ [19]. La boîte chaude gardée est connectée à un ordinateur permettant de contrôler les paramètres de température et d'humidité de chacune des enceintes.

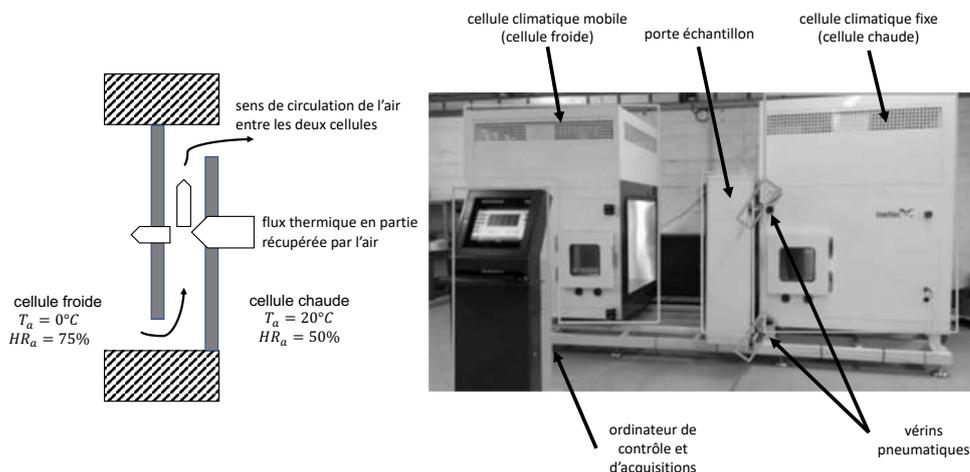


Figure 1: Présentation de la paroi ventilée (à gauche) intégrée à la porte-échantillon de la boîte chaude gardée (à droite)

2.2. Instrumentation et système d'acquisition

Pour caractériser le comportement thermique de l'échantillon étudié, la paroi ventilée est équipée de thermocouples de type K et de fluxmètres de la marque Captec Entreprise®, permettant la mesure conjointe des températures de surface, de l'air à l'intérieur comme à l'extérieur de la cavité, ainsi que l'estimation des flux de chaleur de part et d'autre de la cavité ventilée (Figure 2). Dans chacune des cellules climatiques, 3 thermocouples permettent de déterminer les températures d'ambiance. Au niveau de chacune des parois de la cavité ventilée, 12 thermocouples et 4 fluxmètres ont été installés sur 4 niveaux de hauteurs différentes et sont également répartis sur la largeur. Pour la mesure de la température d'air, 3 thermocouples ont été disposés à l'entrée et 3 autres à la sortie de la cavité. A l'intérieur et au milieu de la cavité, se trouvent également 4 thermocouples.

L'écoulement d'air au sein de la cavité est généré à l'aide d'un ventilateur contrôlé par un variateur de tension et la mesure du débit est estimée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud CTV 210 du fabricant KIMO.

L'ensemble des capteurs sont connectés à un multimètre Keithley 2700® permettant une mesure en tension de l'ordre du dixième de microVolt. Le multimètre est lui-même relié à un ordinateur par le canal de communication série RS-232. L'acquisition et le traitement des données sont alors effectués via le logiciel LabVIEW.

Une caméra infrarouge est également utilisée afin d'avoir une estimation de la température de la paroi froide du dispositif.

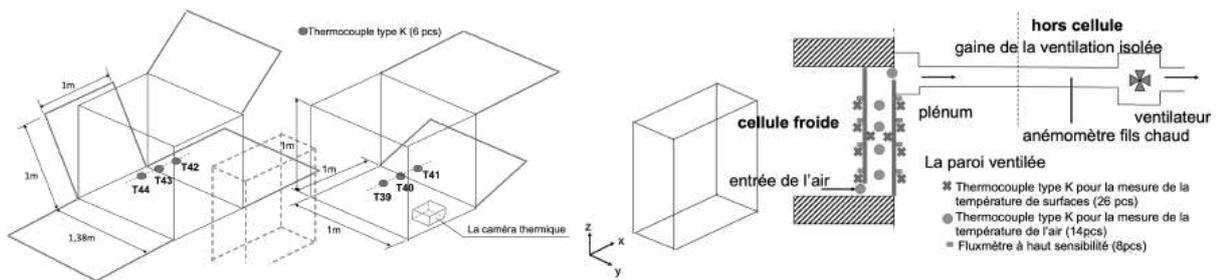


Figure 2: Instrumentations du dispositif

3. Résultats Préliminaires

Plusieurs essais ont été entrepris afin de s'assurer du bon fonctionnement du dispositif. Pour l'ensemble de ces essais de contrôle, les conditions d'ambiance sont fixées à 20°C et 55% d'humidité relative pour la cellule fixe, et 0°C et 75% d'humidité relative pour la cellule mobile. Les relevés de mesure sont réalisés en régime permanent, le débit d'air est de 20 m³.h⁻¹ et s'écoule de la cellule mobile (ambiance froide) à la cellule fixe (ambiance chaude) dans une cavité de 0.01 m d'épaisseur.

3.1. Températures de consigne de la boîte chaude gardée

Dans un premier temps, une vérification de la température de consigne dans chacune des cellules de la boîte chaude gardée a été réalisée. On cherche à obtenir une différence de température d'au moins 20°C entre les 2 cellules de façon à obtenir des flux de chaleur suffisamment élevés pour être correctement mesurés par les fluxmètres [20].

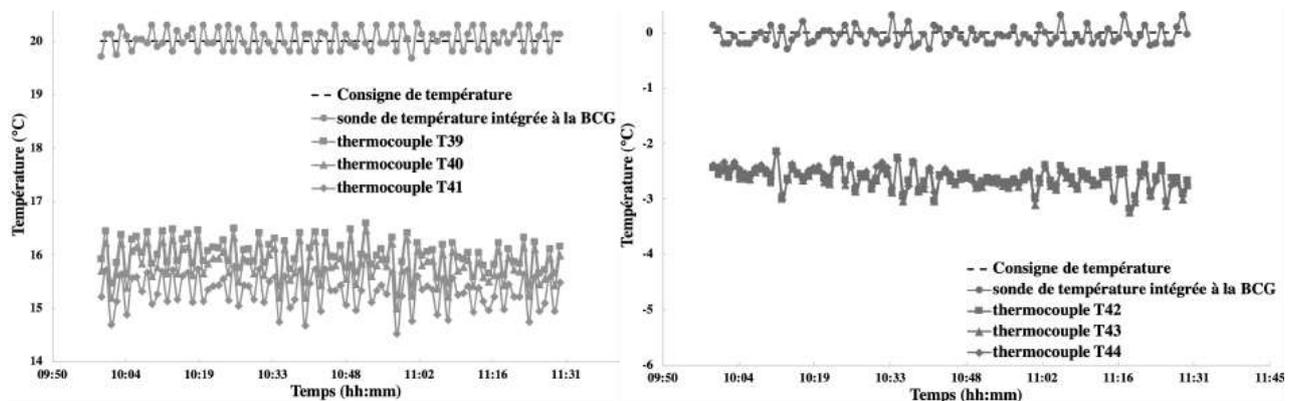


Figure 3 : Mesures de la température ambiante dans la cellule froide (à gauche) et dans la cellule chaude (à droite)

Avec les consignes considérées (20°C dans la cellule fixe et 0°C dans la cellule mobile), on constate pour chacune des cellules, une différence non négligeable sur la mesure de la température ambiante entre le capteur intégré de la boîte chaude gardée et les mesures des thermocouples (Figure 3). On ne peut donc pas se fier à la sonde de température intégrée à la boîte chaude gardée car celle-ci surestime la température ambiante de 2,6°C pour la cellule mobile et de 4,3°C pour la cellule fixe. Cette imprécision peut en partie s'expliquer par le fait que les cellules ne sont pas étanches puisque l'on a créé artificiellement un écoulement d'air entre elles. Or pour une utilisation standard de la boîte chaude gardée, il ne devrait pas y avoir d'échange d'air entre les cellules ; le système de régulation du dispositif s'en trouve alors perturbé.

Par ailleurs, on constate que le brassage de l'air est suffisant pour obtenir une répartition homogène de la température dans le temps et dans l'espace. En moyenne, la différence de mesure maximale constatée entre les thermocouples est de $0,04^{\circ}\text{C}$ dans la cellule mobile et de $0,7^{\circ}\text{C}$ dans la cellule fixe.

3.2. Températures de surface

Dans un second temps, on cherche à vérifier la mesure des températures de surface effectuée par les thermocouples. Pour cela, on la compare à celle obtenue à l'aide d'une caméra infrarouge. La zone couverte par la caméra infrarouge présente une surface de 10 cm^2 . Sur la partie haute et sur la partie basse de cette surface, se trouvent respectivement les thermocouples T8 et T5 (Figure 4).

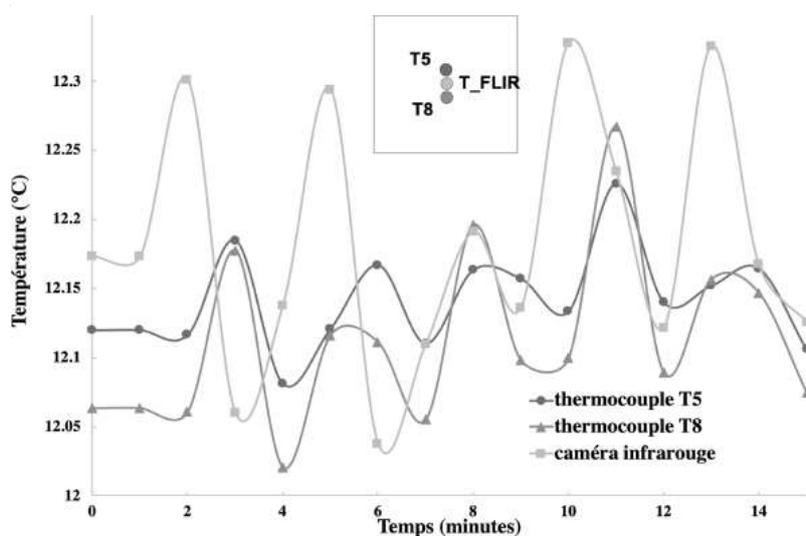


Figure 4 : Mesure des températures de surface

On peut observer que les mesures de température de chacun des capteurs sont stables dans le temps et sensiblement proches. Les moyennes sur la période considérée pour les thermocouples T5, T8 et la caméra infrarouge sont respectivement de $12,14^{\circ}\text{C}$, $12,11^{\circ}\text{C}$ et $12,18^{\circ}\text{C}$. C'est un résultat attendu que d'obtenir une température légèrement supérieure au niveau du thermocouple T5 par rapport au thermocouple T8 [20]. En effet, l'air en circulant dans la paroi se réchauffe peu à peu en récupérant une partie du flux thermique venant de la cellule chaude. Ainsi, la paroi adjacente à la cellule froide qui est en contact avec cet air de plus en plus chaud, se réchauffe également le long de la cavité. En faisant une moyenne de température avec les thermocouples T5 et T8, on obtient une moyenne de la température sur la surface couverte par la caméra infrarouge. On constate alors que l'écart de mesure entre ces 2 types de sondes est de $0,05^{\circ}\text{C}$. Les mesures des températures de surface par les thermocouples sont donc en adéquation avec les mesures réalisées par caméra infrarouge et confirme la fiabilité de l'instrumentation des parois.

3.3. Calcul du coefficient d'échange de chaleur h à la surface des parois

Pour finir, on cherche à quantifier le coefficient d'échange de chaleur entre les parois de notre échantillon et les ambiances de chacune des cellules. Pour ce travail, nous avons considéré 2 épaisseurs de lame d'air distinctes ($0,005\text{ m}$ et $0,01\text{ m}$) et 3 débits d'air ($10\text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$, $20\text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$ et $30\text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$).

L'utilisation conjointe des thermocouples et des fluxmètres permet une estimation expérimentale de ces coefficients d'échange sans avoir recours à des corrélations existantes. C'est un des intérêts de notre dispositif. Pour estimer ces paramètres, on se base sur la loi de Newton :

$$h = q / (T_s - T_a) \quad (1)$$

Selon cette relation, l'estimation du coefficient d'échange pariétal h , nécessite la connaissance de la densité du flux de chaleur q traversant la paroi, de la température ambiante de l'air dans la cellule considérée T_a ainsi que de la température à la surface de la paroi T_s .

Chaque paroi de l'échantillon étant munie, selon différentes hauteurs, de 4 fluxmètres et de 4 thermocouples, il est possible d'obtenir 4 estimations locales du coefficients h par cellule. Pour la température ambiante dans chacune des cellules, on considère une unique température d'air correspondant à la moyenne des mesures des 3 thermocouples installés dans chaque cellule.

La figure 5 présente les estimations du coefficient h à la surface de la paroi dans chacune des cellules et pour des épaisseurs de cavité et des débits d'air différents. Le coefficient h varie entre $15 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $24 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ sur l'ensemble des essais avec une moyenne de $20,4 \pm 2,7 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour la cellule mobile et $18,4 \pm 1,5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour la cellule fixe. Cet ordre de grandeur est cohérent par rapport aux corrélations que l'on peut trouver dans la littérature [21]. On peut remarquer que ni l'épaisseur de cavité, ni le débit d'air dans la paroi, n'ont véritablement d'influence sur les estimations du coefficient h . Cela signifie que ces 2 paramètres n'ont pas d'influence sur les ambiances des 2 cellules climatiques. Par contre, le coefficient h dépend de la position à laquelle il a été calculé et on peut constater que, pour une hauteur donnée, les estimations du coefficient h sont relativement homogènes. On peut penser que, dans chacune des cellules, les mouvements d'air provoqués par le système de régulation, ne sont pas uniformes près des parois de l'échantillon, provoquant des variations locales du coefficient h .

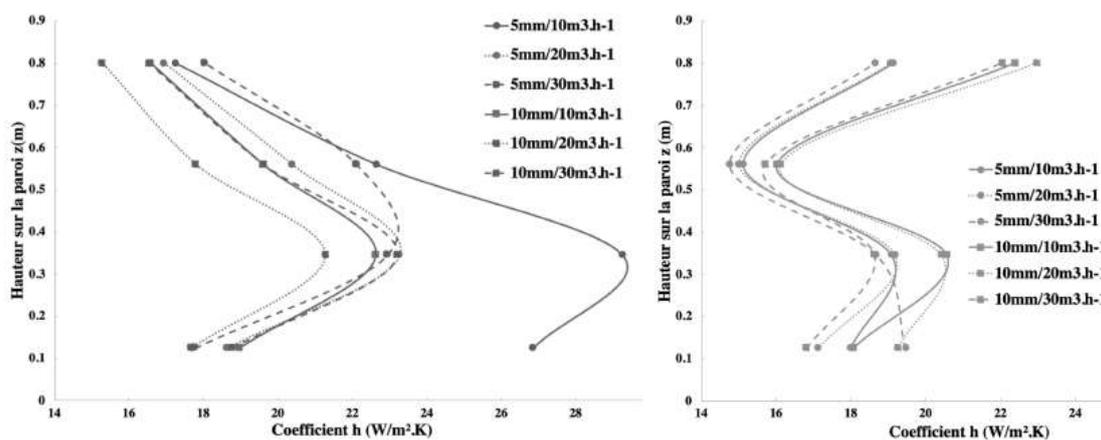


Figure 5 : Estimation du coefficient h à la surface de la paroi dans la cellule froide (à gauche) et dans la cellule chaude (à droite)

Les résultats concernant les incertitudes sur les estimations du coefficient h (Tableau 1) sont globalement satisfaisants. Une incertitude de 5% a été considérée pour les fluxmètres et une incertitude de 0.02°C pour les thermocouples. On peut constater que les incertitudes sont plus faibles dans la cellule chaude dans la mesure où les flux et les différences de températures mis en jeu sont plus importants. C'est dans la cellule froide, au niveau de la partie basse de la paroi que les incertitudes sont les plus importantes ; à cet endroit, les

températures entre la paroi et l'ambiance de la cellule froide sont très proches et souvent de l'ordre du dixième de degré.

hauteur sur la paroi (m)	cellule froide						cellule chaude					
	cavité de 5 mm pour un débit (en $m^3.h^{-1}$) de			cavité de 10 mm pour un débit (en $m^3.h^{-1}$) de			cavité de 5 mm pour un débit (en $m^3.h^{-1}$) de			cavité de 10 mm pour un débit (en $m^3.h^{-1}$) de		
	10	20	30	10	20	30	10	20	30	10	20	30
0.8	1.5	1.5	1.7	1.5	1.4	1.7	1.5	1.5	1.4	1.8	1.8	1.6
0.56	2.7	2.3	2.7	2.2	2.0	2.4	1.2	1.2	1.1	1.3	1.3	1.2
0.345	4.6	3.0	3.0	3.1	2.7	3.2	1.5	1.6	1.5	1.6	1.6	1.4
0.123	5.1	2.8	2.7	3.1	2.9	3.4	1.4	1.3	1.5	1.4	1.5	1.2

Tableau 1 : Calcul des incertitudes sur la mesure du coefficient d'échange h à la surface de la paroi dans la cellule froide et dans la cellule chaude (en $W.m^{-2}.K^{-1}$)

4. Conclusion

Cette étude a pour objectif de montrer la pertinence de notre dispositif expérimental pour l'étude des parois bioclimatiques ventilées. A travers plusieurs essais préliminaires, nous avons cherché à caractériser notre dispositif. Nous avons tout d'abord remarqué que le système de régulation de la boîte chaude gardée n'est pas très précis et qu'il est indispensable d'instrumenter chacune des cellules pour en déterminer les conditions d'ambiance. Concernant la mesure des températures de surface, les résultats sont semblables, que l'on utilise des thermocouples ou une caméra infrarouge. Pour finir, nous avons cherché à estimer la valeur du coefficient d'échange h au niveau de chaque paroi de notre échantillon. Ce dernier travail a été complété par une analyse des incertitudes de mesure qui s'est révélée satisfaisante.

Par la suite, nous allons entamer une série d'expérimentations de façon à identifier la configuration optimale de la paroi ventilée en termes d'épaisseur de cavité et de débit.

Références

- [1] Bâtiments à énergie positive et réduction carbone, (2019) 3–5. <http://www.batiment-energiecarbone.fr/contexte-a2.html>.
- [2] E. Commission, Evaluation of the Energy Performance of Building Directive 2010/31/EU, 2015. http://ec.europa.eu/smart-regulation/evaluation/index_en.htm.
- [3] G. Manioğlu, Z. Yilmaz, Economic evaluation of the building envelope and operation period of heating system in terms of thermal comfort, *Energy Build.* 38 (2006) 266–272. doi:10.1016/j.enbuild.2005.06.009.
- [4] R. Pacheco, J. Ordóñez, G. Martínez, Energy efficient design of building: A review, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16 (2012) 3559–3573. doi:10.1016/j.rser.2012.03.045.
- [5] L.F. Cabeza, A. De Gracia, A. Castell, L. Navarro, E. Oro, Numerical modelling of ventilated facades : A review, 22 (2013) 539–549. doi:10.1016/j.rser.2013.02.029.
- [6] H.Y. Chan, S.B. Riffat, J. Zhu, Review of passive solar heating and cooling technologies, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 14 (2010) 781–789. doi:10.1016/j.rser.2009.10.030.

- [7] C.M. Lai, S. Hokoi, Solar façades: A review, *Build. Environ.* 91 (2015) 152–165. doi:10.1016/j.buildenv.2015.01.007.
- [8] S. Barbosa, K. Ip, Perspectives of double skin façades for naturally ventilated buildings: A review, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 40 (2014) 1019–1029. doi:10.1016/j.rser.2014.07.192.
- [9] A. Pappas, Z. Zhai, Numerical investigation on thermal performance and correlations of double skin façade with buoyancy-driven airflow, *Energy Build.* 40 (2008) 466–475. doi:10.1016/j.enbuild.2007.04.002.
- [10] M.A. Shameri, M.A. Alghoul, K. Sopian, M.F.M. Zain, O. Elayeb, Perspectives of double skin façade systems in buildings and energy saving, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 15 (2011) 1468–1475. doi:10.1016/j.rser.2010.10.016.
- [11] G. Quesada, D. Rouse, Y. Dutil, M. Badache, S. Hallé, A comprehensive review of solar facades. Opaque solar facades, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16 (2012) 2820–2832. doi:10.1016/j.rser.2012.01.078.
- [12] I. Cerón, E. Caamaño-Martín, F.J. Neila, “State-of-the-art” of building integrated photovoltaic products, *Renew. Energy.* 58 (2013) 127–133. doi:10.1016/j.renene.2013.02.013.
- [13] O. Zogou, H. Stapountzis, Experimental validation of an improved concept of building integrated photovoltaic panels, *Renew. Energy.* 36 (2011) 3488–3498. doi:10.1016/j.renene.2011.05.034.
- [14] D.J. Harris, N. Helwig, Solar chimney and building ventilation, *Appl. Energy.* 84 (2007) 135–146. doi:10.1016/j.apenergy.2006.07.001.
- [15] R. Khanal, C. Lei, Solar chimney-A passive strategy for natural ventilation, *Energy Build.* 43 (2011) 1811–1819. doi:10.1016/j.enbuild.2011.03.035.
- [16] O. Saadatian, K. Sopian, C.H. Lim, N. Asim, M.Y. Sulaiman, Trombe walls: A review of opportunities and challenges in research and development, *Renew. Sustain. Energy Rev.* 16 (2012) 6340–6351. doi:10.1016/j.rser.2012.06.032.
- [17] L.H. Gunnewiek, E. Brundrett, K.G.T. Hollands, Flow distribution in unglazed transpired plate solar air heaters of large area, *Sol. Energy.* 58 (1996) 227–237. doi:10.1016/S0038-092X(96)00083-7.
- [18] M.A. Leon, S. Kumar, Mathematical modeling and thermal performance analysis of unglazed transpired solar collectors, *Sol. Energy.* 81 (2007) 62–75. doi:10.1016/j.solener.2006.06.017.
- [19] I. Entreprise, *Manual Usuario*, Ineltec Entreprise, n.d.
- [20] F. Gloriant, P. Tittlein, A. Joulin, S. Lassue, Study Of The Performances Of A Supply-Air Window For Air Renewal Pre-Heating, *Energy Procedia.* 78 (2015) 525–530. doi:10.1016/j.egypro.2015.11.727.
- [21] J. Padet, Convection thermique et massique Principes généraux, 33 (2005) 0–23. <https://www-techniques-ingenieur-fr.ezproxy.insa-strasbourg.fr/base-documentaire/energies-th4/transferts-thermiques-42214210/convection-thermique-et-massique-be8205/>.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la fondation ARCONIC et l’INSA de Strasbourg.

Optimisation multicritère d'un système de production d'eau chaude sanitaire

Multi-criteria optimization of a domestic hot water production system

G. SEGOND¹, A. LAPERTOT¹, T. FASQUELLE^{1*}, B. KADOCH¹, O. LE METAYER¹.

¹ IUSTI UMR 7343, CNRS-Université d'Aix Marseille, 5 rue Enrico Fermi, Marseille, France

*(auteur correspondant : thomas.FASQUELLE@univ-amu.fr)

Résumé – Un système de production d'eau chaude sanitaire, composé d'un chauffe-eau thermodynamique couplé à un stockage par chaleur sensible, est considéré pour cette étude. L'eau du ballon est chauffée par une pompe à chaleur (PAC) via un échangeur à plaques. La PAC récupère la chaleur sur l'air extrait d'un logement de type collectif. Une optimisation multicritère est alors appliquée pour identifier les jeux de paramètres qui permettent de maximiser à la fois le coefficient de performance du système et la part d'énergie renouvelable potentielle d'origine photovoltaïque qui alimenterait la PAC.

Mots-clés : Systèmes énergétiques, Stockages, Eau chaude sanitaire, Pompe à chaleur, Optimisation

Abstract – A domestic hot water production system, composed by a thermodynamic water heater coupled with a sensible heat storage, is considered for this study. The water in the storage tank is heated by a heat pump via a plate heat exchanger. The hot source used by the heat pump is from the heat recovery of the exhaust air in a collective dwelling. A multi-criteria optimization is then applied to identify the sets of parameters which maximize both the coefficient of performance and the part of potential renewable energy from photovoltaic.

Keywords: Energy systems, Storage, Domestic hot water, Heat pump, Optimization

Nomenclature

c capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

E_{ap} énergie d'appoint, J

H hauteur, m

\dot{m} débit massique, kg/s

P puissance, W

T température, °C

V volume, m^3

Z position, m

Symboles grecs

ρ masse volumique, kg/m^3

Δh délai d'activation, h

η rendement, -

Indices

circ circulateur

cond condenseur

évap évaporateur

comp compresseur

vent ventilateur

e entrée

s sortie

Abréviations

ECS eau chaude sanitaire

COP coefficient de performance

NSGA non dominated sorting genetic algorithm

PAC pompe à chaleur

PV photovoltaïque

1. Introduction

Avec les réglementations thermiques récentes RT 2012 et à venir RT 2020, l'eau chaude sanitaire (ECS) devient un poste de consommation de plus en plus important et peut représenter jusqu'à 50 % de la consommation totale du bâtiment en énergie finale [1]. Les systèmes de production d'eau chaude sanitaire basés sur l'utilisation de pompes à chaleur (PAC) sont disponibles depuis plusieurs années [2]. Pour compenser des investissements initiaux plus

importants, l'efficacité énergétique et la fiabilité de tels systèmes doivent être plus compétitives que les systèmes classiques de productions d'ECS.

Dans cette étude, une optimisation multicritère est appliquée à un système de production d'eau chaude sanitaire composé d'un chauffe-eau thermodynamique couplé à un stockage par chaleur sensible. L'eau du ballon est chauffée par une pompe à chaleur (PAC) via un échangeur à plaques. La source froide utilisée par la PAC est issue de la récupération de chaleur sur l'air extrait d'un logement de type collectif. Un modèle réduit, validé expérimentalement à l'aide d'un banc d'essai développé au laboratoire IUSTI [3], est utilisé pour simuler dynamiquement le système. Ce modèle est décrit en partie 2. Les paramètres importants identifiés pour le système sont la forme du puisage pour une consommation journalière donnée et deux variables de régulation. Ces variables de régulation permettent le déclenchement de la PAC soit à partir d'une hauteur de thermocline dans le ballon, soit à partir d'un temps de délai défini avant le pic de puisage du soir. Dans la partie 3, une optimisation utilisant des algorithmes génétiques, permet alors d'identifier les jeux de paramètres qui permettent de maximiser à la fois le coefficient de performance du système et la part d'énergie renouvelable potentielle d'origine photovoltaïque. Les contraintes du problème sont d'assurer le besoin d'eau chaude et le traitement thermique d'élimination de la légionelle. Une méthode d'aide à la décision TOPSIS sélectionne ensuite les paramètres optimaux depuis le front de Pareto généré par l'optimisation.

2. Modélisation du système

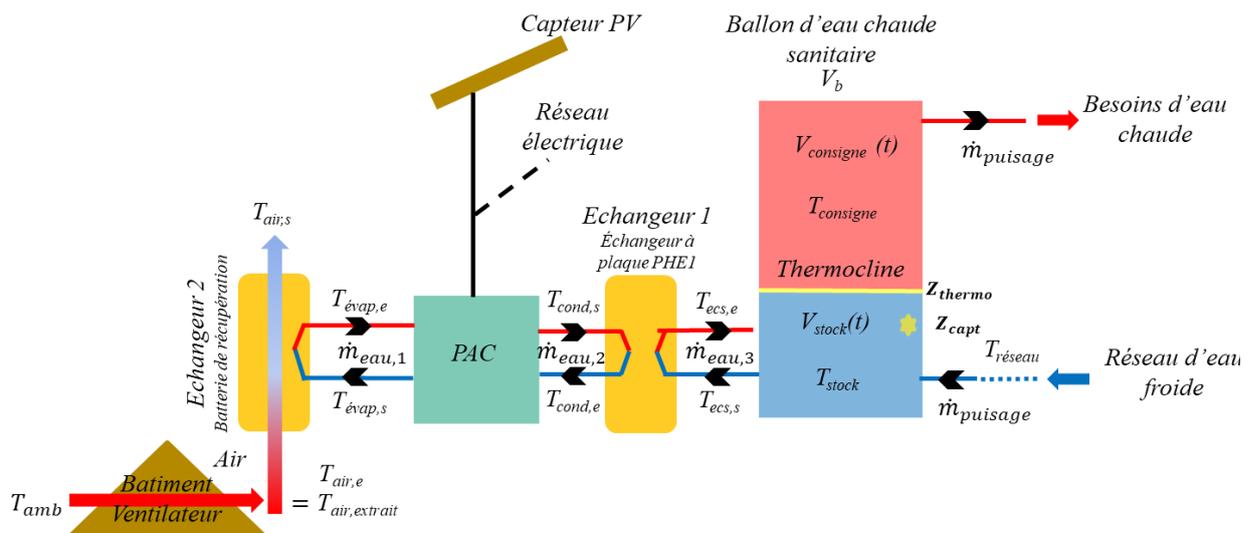


Figure 1 : Schéma du système.

La modélisation du système s'effectue à partir de bilans énergétiques sur chacun des sous-systèmes, c'est à dire l'échangeur air/eau à travers duquel l'énergie contenue dans l'air extrait est récupérée, la PAC eau/eau qui élève le niveau de température de la chaleur récupérée et qui peut être alimentée par un capteur photovoltaïque (PV), l'échangeur eau/eau qui permet d'éviter toute contamination de l'ECS par le fluide de travail de la PAC et le ballon d'ECS dans lequel est stockée la chaleur totale produite et à partir duquel est puisée l'eau consommée.

2.1. Échangeur air/eau

Dans l'échangeur air/eau, les températures d'entrée de l'air $T_{air,e}$ et de l'eau $T_{eau,e}$ sont supposées connues. L'efficacité de l'échangeur $\eta_{Ech_{air/eau}}$ est supposée constante et les températures de sortie sont déterminées à partir de celle-ci, des débits de l'eau $\dot{m}_{eau,1}$ et de l'air

\dot{m}_{air} , des chaleurs spécifiques (considérées comme constantes) c_{eau} et c_{air} et en considérant l'air comme le fluide commandant le transfert de chaleur ($\dot{m}_{air} \cdot c_{air} < \dot{m}_{eau} \cdot c_{eau}$).

$$\eta_{Ech_{air/eau}} = \frac{\dot{m}_{eau,1} \cdot c_{eau} \cdot (T_{eau,s} - T_{eau,e})}{\dot{m}_{air} \cdot c_{air} \cdot (T_{air,e} - T_{eau,e})} \quad (1)$$

2.2. PAC eau/eau

Les puissances de compression P_{comp} et de condensation P_{cond} de la PAC sont déterminées à l'aide d'une corrélation empirique, obtenue à partir du banc d'essai, reliant ces dernières aux températures d'entrée de l'évaporateur $T_{évap,e}$ et du condenseur $T_{cond,e}$. La puissance d'évaporation est obtenue à l'aide d'un bilan d'énergie sur la PAC.

$$P_{cond} = f(T_{évap,e}, T_{cond,e}) \quad (2)$$

$$P_{comp} = f(T_{évap,e}, T_{cond,e}) \quad (3)$$

$$P_{évap} = P_{cond} - P_{comp} \quad (4)$$

Les expressions ont été obtenues par régression via la méthode des moindres carrés ordinaires sous la forme d'un polynôme de 3^e ordre et à 2 variables avec pour forme générale :

$$Y = C_1 + C_2 \cdot T_{cond,e} + C_3 \cdot T_{évap,e} + C_4 \cdot T_{cond,e}^2 + C_5 \cdot T_{cond,e} \cdot T_{évap,e} + C_6 \cdot T_{évap,e}^2 + C_7 \cdot T_{cond,e}^3 + C_8 \cdot T_{évap,e} \cdot T_{cond,e}^2 + C_9 \cdot T_{cond,e} \cdot T_{évap,e}^2 + C_{10} \cdot T_{évap,e}^3 \quad (5)$$

Les températures de sortie des fluides sont alors obtenues à partir de ces puissances et d'un bilan enthalpique. Par exemple, côté condenseur, on obtient :

$$T_{cond,s} = T_{cond,e} + \frac{P_{cond}}{\dot{m}_{eau,1} \cdot c_{eau}} \quad (6)$$

2.3. Echangeur eau/eau

L'échangeur eau/eau est modélisé de la même manière que l'échangeur air/eau (différence de température au condenseur ΔT_{cond} constante). On obtient donc les températures de sortie de l'échangeur à partir des formules ci-dessous.

$$T_{cond,e} = T_{ecs,s} + \Delta T_{cond} \cdot \left(\frac{1}{\eta_{Ech_{eau/eau}}} - 1 \right) \quad (7)$$

$$T_{ecs,e} = T_{ecs,s} + \frac{\dot{m}_{eau,2} \cdot (T_{cond,s} - T_{cond,e})}{\dot{m}_{eau,3}} \quad (8)$$

Avec $T_{ecs,e}$ et $T_{ecs,s}$ les températures d'entrée et de sortie de l'ECS dans le ballon (circuit de charge), donc les températures de sortie et d'entrée de l'échangeur côté ECS, respectivement.

2.4. Ballon ECS

Le ballon est divisé en deux parties : la partie supérieure est celle contenant l'eau à la température de consigne $T_{consigne}$ tandis que la partie inférieure à une température variable T_{stock} est calculée en effectuant un bilan d'énergie entre chaque pas de temps. L'équation générale de l'évolution de sa température est donnée ci-dessous.

$$\rho_{eau} \cdot c_{eau} \cdot V_{stock}(t) \cdot \frac{\partial T_{stock}}{\partial t} = \phi_{ent,b} - \dot{m}_{puisage} \cdot c_{eau} \cdot (T_{stock} - T_{réseau}) \quad (9)$$

Le flux de chaleur entrant dans le ballon $\phi_{ent,b}$ est calculé à partir d'un bilan enthalpique sur l'eau circulant entre le ballon ECS et l'échangeur eau/eau

$$\phi_{ent,b} = \dot{m}_{eau,3} \cdot c_{eau} \cdot (T_{ecs,e} - T_{ecs,s}) \quad (10)$$

La variation du volume de la partie basse du ballon est obtenue à partir du débit de puisage mesuré en sortie du réseau d'eau froide $\dot{m}_{puisage}$ et de l'équation de conservation de la masse.

$$\rho_{eau} \cdot \frac{\partial V_{stock}}{\partial t} = \dot{m}_{puisage} \quad (11)$$

Le volume de la partie haute est obtenu à partir du volume de la partie basse et du volume total du ballon. Si la température de la partie basse atteint la température de consigne, alors le volume de la partie basse est forcé à 0 et le stock est considéré comme plein.

2.5. Modélisation du système pour le cas de référence

Dans la figure 2 de gauche sont représentées les 3 gaussiennes représentant les pics de consommation journalière d'ECS. Le volume de puisage total est fixé à 1,5 m³.

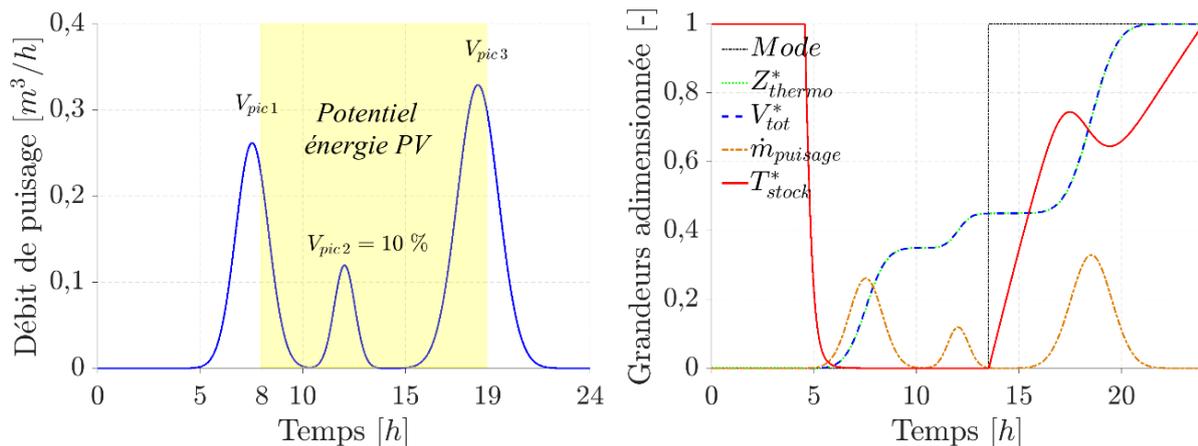


Figure 2 : Profil de puisage et dynamique du cas de référence. Les profils ont été créés à partir de mesures de débits dans un bâtiment collectif de 20 logements (lissage des profils discontinus avec respects du volume total et des heures de pic) [3]. La zone jaune indique l'intervalle de temps de fonctionnement des modules PV. Les courbes orange et bleue correspondent aux profils de puisage instantané et cumulé. Les courbes noire, rouge et verte représentent respectivement le mode de fonctionnement de la PAC, la température du ballon et la position de la thermocline.

Pour le cas de référence, le volume du premier pic V_{pic1} est fixé à 35 % du volume de puisage total, V_{pic2} 10 % et le reste pour V_{pic3} . Le système considéré est raccordé à des panneaux photovoltaïques fonctionnant entre 8h et 19h (zone jaune). La figure 2 droite montre la dynamique du système pour le cas référence sur une journée. Nous observons que le volume puisé et la position de la thermocline sont superposés puisque le volume du ballon et le volume de puisage sont tous les deux égaux à 1,5 m³. Le mode de fonctionnement indique que la PAC est activée si le délai dépasse 6 heures après le premier pic, ou si la position de la thermocline est supérieure à 50 % de la hauteur du ballon (pour le cas de référence). Dans tous les cas, la PAC est activée à partir de 21h pour que le ballon soit chargé le lendemain. La température T_{stock}^* est nulle quand la PAC est désactivée et augmente quand la PAC est en fonctionnement.

La position Z_{thermo}^* est réinitialisée à 0 quand la température de stockage atteint $55\text{ }^\circ\text{C}$ (T_{stock}^* atteint 1), cela signifie que le ballon est totalement chargé d'eau chaude.

3. Détermination de la solution optimale

3.1. Présentation des variables, des objectifs et des contraintes du système :

Les variables du problème sont les paramètres de régulation du système et la forme du puisage. La position du capteur adimensionnée Z_{capt}^* est un paramètre qui permet d'activer la PAC si la position de la thermocline est supérieure à Z_{capt}^* . Le délai Δh permet déclencher la PAC au bout d'un certain temps après le 1^{er} pic de consommation d'ECS. Le volume adimensionné du puisage $V_{pic\ 1}^*$ modifie la forme du puisage. Z_{capt}^* et $V_{pic\ 1}^*$ sont exprimés par :

$$Z_{capt}^* = Z_{capt} / H_{ballon} \quad (12)$$

$$V_{pic\ 1}^* = V_{pic\ 1} / V_{tot} \quad (13)$$

Le tableau 1 regroupe les valeurs de référence et les conditions aux limites pour les différentes variables (valeurs du cas de validation expérimentale du banc d'essai [3]).

Tableau 1 : Présentation des variables.

Nom	Référence	Minimum	Maximum	Unité
Z_{capt}^*	50	10	90	%
$V_{pic\ 1}^*$	35	25	75	%
Δh	6	0	12	h

Les objectifs du problème sont de maximiser le coefficient de performance COP et de minimiser l'énergie d'appoint E_{ap} . Le COP moyen journalier du système est défini par l'énergie utile divisée par l'énergie consommée totale (compresseur, circulateurs, ventilateurs).

$$COP = \frac{\int_{0h}^{24h} \dot{m}_{puisage} c_{eau} (T_{consigne} - T_{réseau}) dt}{\int_{0h}^{24h} (P_{comp} + P_{circ} + P_{vent}) dt} \quad (14)$$

L'énergie d'appoint correspond à l'énergie qui ne provient pas des ressources solaires. En effet, le système considéré peut-être raccordé à des modules photovoltaïques qui fonctionnent sur la plage représentative 8h - 19h. L'énergie d'appoint est la différence entre l'énergie consommée par la PAC et l'énergie récupérée par les modules photovoltaïques.

$$E_{ap} = \int_{0h}^{24h} (P_{comp} + P_{circ} + P_{vent}) dt - \int_{8h}^{19h} P_{PV} dt \quad (15)$$

Avec

$$P_{PV} = P_{comp} + P_{circ} + P_{vent} \quad (16)$$

Les deux contraintes sont de traiter les légionnelles et d'assurer le besoin d'ECS. Pour éviter la prolifération des légionnelles, le ballon doit être chauffé à $55\text{ }^\circ\text{C}$ pendant 2 heures [4]. De plus, pour assurer le besoin d'ECS, il faut que le ballon contienne toujours de l'eau chaude, ce qui implique que la position de la thermocline doit être toujours inférieure à la hauteur du ballon.

3.2. Résultats sur l'optimisation multi-objectifs

3.2.1. Généralités

Un problème d'optimisation multi-objectifs cherche à optimiser plusieurs objectifs en même temps. Le but est de trouver toutes les solutions qui ont un bon compromis pour l'ensemble des objectifs. Ces solutions se regroupent sur une courbe appelée front de Pareto. Dans cette étude, l'algorithme génétique NSGA II [5] est utilisé car il est capable de résoudre des problèmes d'optimisation multi-objectifs avec contrainte. Le pourcentage de mutation et de croisement est de 50 %, le nombre d'individus et de générations est de 100 et 1000.

3.2.2. Résultats optimisation

La figure 3 représente les meilleures solutions obtenues en fonction des deux objectifs. Nous remarquons que le front de Pareto est discontinu à cause des différentes contraintes imposées (traitement des légionnelles et assurer le besoin d'ECS). Le COP varie entre 3,09 et 3,24 et E_{ap} entre 6,58 et 13,48 kWh. De plus, nous avons représenté le front de Pareto pour différents paramètres. La position du capteur adimensionnée est comprise entre 0,2 et 0,9, le volume adimensionné du puisage entre 0,25 et 0,7 et le délai d'activation de la PAC entre 0 et 12 heures.

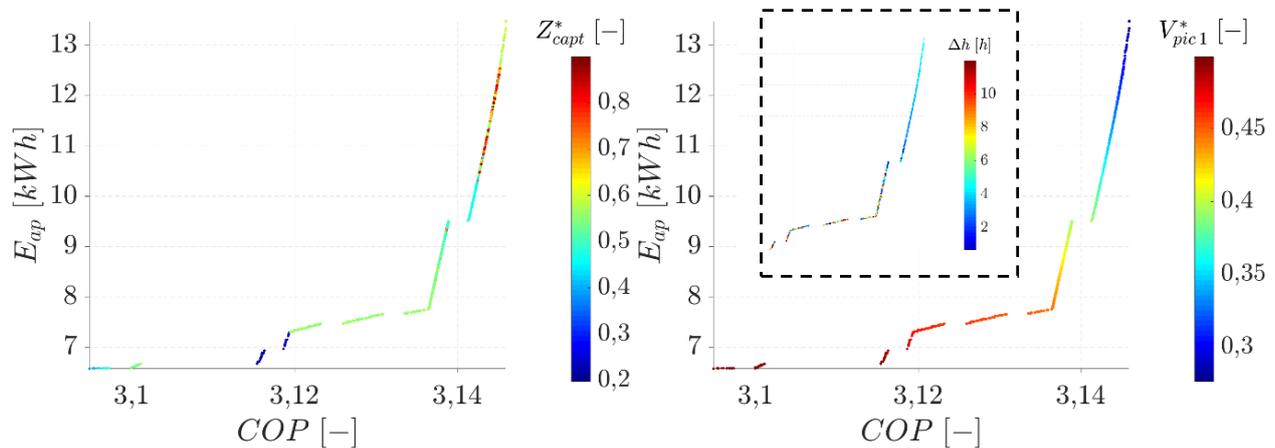


Figure 3 : Représentation du front de Pareto pour les différents paramètres.
La croix rose correspond à la solution optimale obtenue avec TOPSIS.

Nous remarquons que Z_{capt}^* a tendance à augmenter quand le COP et E_{ap} augmentent : si la PAC se met en route tardivement, l'énergie solaire utilisée est plus faible mais l'efficacité énergétique du système global augmente. On remarque également que V_{pic1}^* diminue quand le COP et E_{ap} augmentent. Un premier pic de consommation de forte intensité implique donc une mise en marche de la PAC plus tôt dans la journée et donc une augmentation de l'énergie solaire utilisée. Toutefois, cela se fait au détriment du COP du système. Enfin, Δh a des valeurs faibles pour un COP et E_{ap} élevés mais la valeur du Δh varie beaucoup pour le reste du front. Dans le cas où $V_{pic1}^* > 0,4$ et $Z_{capt}^* < 0,5$, la PAC n'a pas été enclenchée à partir de Δh , car elle a déjà été déclenchée lorsque la position Z_{thermo}^* a atteint la limite Z_{capt}^* . Il ne semble donc pas que ce délai d'activation soit un des paramètres prépondérants pour l'optimisation du système.

La figure 4 représente les cartographies des deux objectifs. Certaines zones de la figure 4 n'admettent pas de solutions car elles ne respectent pas les contraintes imposées (traitement des légionnelles et assurer le besoin).

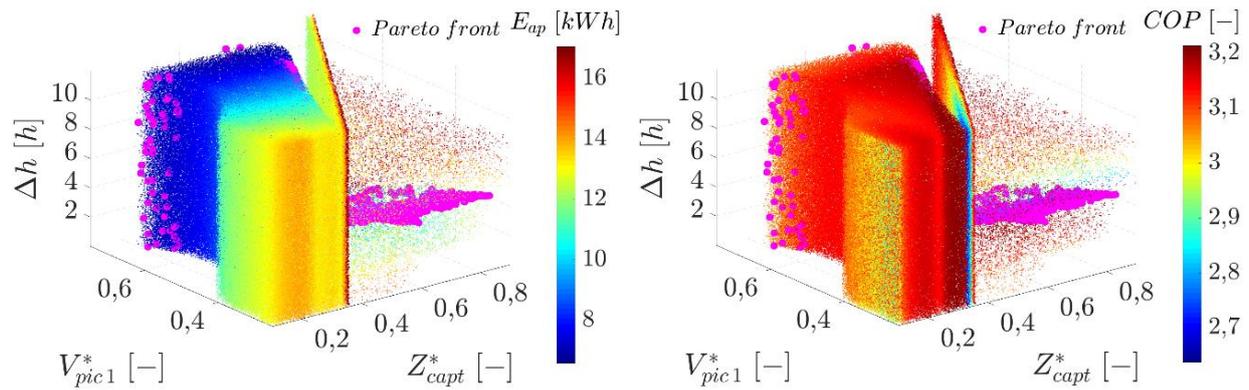


Figure 4 : Cartographies pour les deux objectifs. Les points roses forment le front de Pareto.

Il semble que Δh ait peu d'impact sur les deux objectifs puisque la cartographie a une allure constante sur l'axe vertical (0h – 12h). Les deux autres variables, V_{pic1}^* et Z_{capt}^* , influencent fortement l'énergie d'appoint E_{ap} et le COP : pour un volume de puisage constant de 0,5, la variation de Z_{capt}^* entre 0,1 et 0,35 entraîne une variation de E_{ap} entre 13 kWh et 17 kWh, tandis que le COP passe de 3,15 à 2,7. Une partie du front de Pareto est située sur les zones indiquées précédemment pour maximiser le COP et une autre partie pour minimiser E_{ap} . Certaines solutions correspondent à des bons compromis dans les zones non indiquées.

3.3. Résultats sur l'aide à la décision

3.3.1. Généralités

L'aide à la décision est une technique permettant de décider de la meilleure solution parmi un ensemble de solutions possibles. Il existe un certain nombre de méthodes mais TOPSIS semble la plus appropriée car elle se réfère à la solution idéale. La procédure de la méthode TOPSIS est de sélectionner la solution qui a la distance la plus courte avec la solution idéale [6]. Dans cette étude, la méthode TOPSIS est utilisée sur le front de Pareto afin de déterminer la solution optimale. La solution idéale correspond au minimum de E_{ap} et au maximum de COP.

3.3.2. Application de la méthode TOPSIS

Le tableau 3 présente la solution retenue par la méthode d'aide à la décision. On obtient un COP et E_{ap} de 3,19 et 7,75 kWh, respectivement. La valeur des variables est de 55,9 % pour Z_{capt}^* , 58,9 % pour V_{pic1}^* et 4 heures pour Δh . Cette solution respecte les deux contraintes imposées car le ballon reste à 55 °C pendant 5 h et la position de thermocline ne dépasse pas 75 %, ce qui permet d'assurer le traitement des légionnelles et les besoins d'ECS (voir figure 3).

Tableau 3. Présentation de la solution optimale.

Nom	Objectifs			Variables	
	COP	E_{ap}	Z_{capt}^*	V_{pic1}^*	Δh
Meilleure Solution	3,19	7,75 kWh	0,559	0,589	4,00 h

4. Simulation du cas de référence et du cas optimisé :

La figure 5 compare les dynamiques du système de référence et du système optimisé. Dans les deux cas, la position de la thermocline et la température du ballon sont influencées par

l'évolution conjointe du puisage et le mode de fonctionnement de la PAC ; une augmentation du débit de puisage entraîne une diminution de la pente de la courbe de T_{stock} .

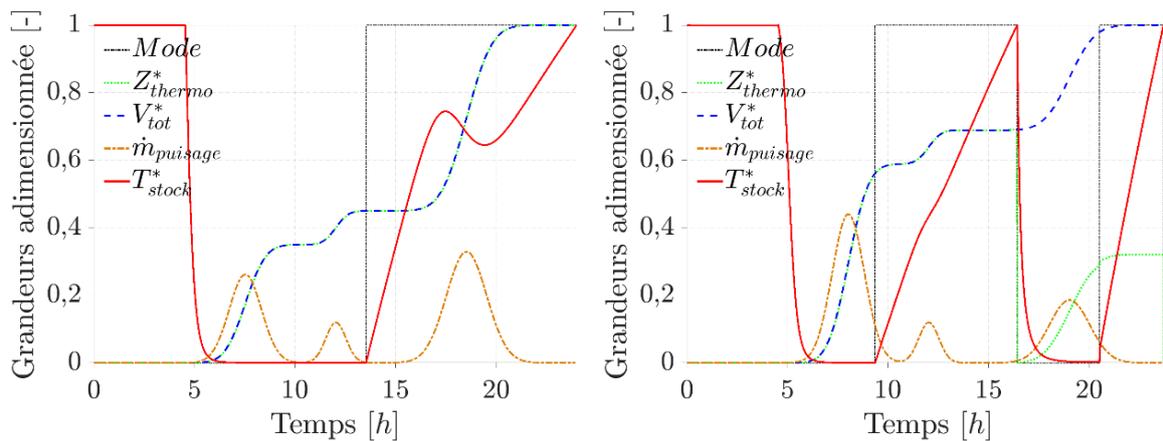


Figure 5 : Dynamique du système pour le cas de référence (gauche) et pour le cas optimisé (droite)

La figure 5 permet de comprendre l'augmentation du COP dans le cas optimisé. En effet, pour le cas optimisé, la PAC fonctionne moins longtemps, et E_{ap} diminue du fait d'une meilleure valorisation de la ressource solaire qui est en adéquation avec la plage de fonctionnement de la PAC. De plus, pour le cas de référence, la position de la thermocline atteint le sommet du ballon ($Z_{thermo}^* = 1$), ce qu'il faut éviter si l'on souhaite assurer le besoin d'ECS et prévenir le risque légionelles (car cela signifie une température de sortie plus faible).

5. Conclusion et perspectives

Dans cette étude, l'optimisation d'un système de production d'ECS est réalisée en prenant en compte deux critères énergétiques, le coefficient de performance COP et l'énergie d'appoint E_{ap} , sachant que les trois paramètres choisis sont la position du capteur, le volume du 1^{er} pic de puisage et le délai. Cette procédure d'optimisation montre que la solution optimale se situe pour $Z_{capt}^* = 55,9\%$, $V_{pic1}^* = 58,9\%$, $\Delta h = 4h$. Cette solution permet d'avoir $COP = 3,19$ et $E_{ap} = 7,75 kWh$ et aussi d'assurer le besoin d'ECS et le traitement des légionelles.

Une confirmation expérimentale des résultats de l'optimisation, avec analyse de sensibilité, est en cours, afin de vérifier que le point trouvé est bien la solution optimale.

Références

- [1] La Réglementation Thermique « Grenelle Environnement 2012 » : la généralisation des Bâtiments Basse Consommation, une ambition sans équivalent en Europe, Ministère de l'Ecologie, de l'Energie, du Développement durable et de la Mer (2010).
- [2] A. Hepbasli., Y Kalinci. « A review of heat pump water heating systems », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, n° 6-7, pp. 1211-1229, 2009.
- [3] G. Segond, « Étude des couplages thermo-hydrauliques en régime variables d'un système thermique avec stockage », *Thèse de Doctorat, Marseille, Aix-Marseille Université*, 2015.
- [4] Centre Technique et Scientifique du Bâtiment (CSTB), « Maîtrise du risque de développement des légionelles dans les réseaux d'eau chaude sanitaire », *Guide Technique du CSTB*, 2012.
- [5] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan, « A fast and elitist multi-objective genetic algorithm: NSGA-II », *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, vol. 6, pp. 182 – 197, 2002.
- [6] G. H. Tzeng, J. J. Huang, « Multiple attribute decision making: Methods and applications », CRC Press, Taylor and Francis Group, A Chapman & Hall Book, Boca Raton, 2011.

Suivi in situ du comportement hygrothermique d'un édifice patrimonial

In situ monitoring of the hygrothermal behaviour of a heritage building

Yacine AIT OUMEZIANE^{1*}, Jean Philippe COSTES², Fatima EL MANKIBI¹, Valérie LEPILLER¹, Sylvie BEGOT¹, Philippe DESEVAUX¹

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS
2, avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

²GRF Ressources, Ecole Nationale Supérieure d'Architecture de Clermont-Ferrand
85, Rue du Dr Bousquet, 63100 Clermont-Ferrand, France

*(auteur correspondant : yacine.ait_oumeziane@univ-fcomte.fr)

Résumé – Ce travail s'inscrit dans le cadre du suivi et de l'évaluation des performances hygrothermiques de différentes solutions de rénovation d'un bâtiment patrimonial. L'édifice a été instrumenté à l'aide de thermocouples et d'hygromètres situés dans les parois et dans les ambiances. L'analyse des données de mesure collectées permet de mieux appréhender l'impact de la réhabilitation sur le comportement de l'enveloppe et sur le confort ressenti par les occupants. Cette analyse est complétée à partir de simulations numériques basées sur les transferts d'humidité et de chaleur.

Mots-clés : Suivi in situ ; comportement hygrothermique ; transfert d'humidité et de chaleur ; confort ; patrimoine

Abstract – This work deals with the monitoring of the hygrothermal performance of different insulation solutions of a heritage building. The building is monitored with thermocouples and humidity sensors located in the walls, indoor and outdoor. The collected data improve the analysis of the impact of insulation works on the hygrothermal behaviour of the envelope and on the comfort felt by the occupants. This analysis is completed with numerical simulations based on heat and moisture transfer.

Keywords: In situ monitoring; hygrothermal behaviour; heat and moisture transfer; comfort; heritage

Nomenclature

c chaleur spécifique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
 D_l coefficient de conduction liquide, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
 D_v coefficient de diffusion de vapeur d'eau, $m^2.s^{-1}$
 l_v chaleur latente de vaporisation à T_{ref} , $J.kg^{-1}$
n porosité totale
 p_{sat} pression de vapeur saturante, Pa
S surface, m^2
T température, K
 T_{ref} température de référence, (296,15 K)
t temps, s

Symboles grecs

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 φ humidité relative, %
 μ facteur de résistance à la diffusion de vapeur
 ξ_φ capacité hygrique, $kg.m^{-3}$
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

Indices et exposants

0 relatif au matériau sec
* équivalent
l eau liquide
p paroi
v vapeur d'eau

1. Introduction

La réglementation actuelle peut parfois apparaître inadaptée à la reconversion des bâtiments patrimoniaux en raison d'un manque de connaissance de leurs comportements. Les travaux de

réhabilitation énergétique peuvent ainsi provoquer des désordres et des pathologies non prévus. Confort hygrothermique, qualité d'air intérieur dégradée par une étanchéité du bâtiment augmentée sans renouvellement d'air adapté, durabilité des matériaux fragilisée et d'autant plus soumise au phénomène de gel/dégel et à ses conséquences, sont autant de points de vigilance encore mal identifiés.

Le travail présenté concerne le suivi et l'évaluation des performances hygrothermiques consécutifs à la réhabilitation de bâtiments conventuels de l'abbaye de Cluny situés en Saône-et-Loire en région Bourgogne Franche-Comté. Classés au titre des Monuments Historiques, ces bâtiments accueillent actuellement l'un des campus de l'Ecole Nationale des Arts et Métiers (ENSAM). Le secteur d'étude concerne plus précisément la résidence des élèves ingénieur de l'ENSAM Cluny. Différentes solutions techniques de doublage isolant d'origine bio-sourcée, minérale, ou polymère et de parement ont ainsi été mises en œuvre sur la paroi en contact avec l'extérieur. Les parois ont été instrumentées à l'aide de thermohygromètres.

L'analyse expérimentale des données de mesure collectées au sein des murs et des ambiances permet de mieux appréhender l'impact de la réhabilitation sur le comportement de l'enveloppe et sur le confort ressenti. Cette analyse est complétée et discutée à partir de simulations numériques basées sur les transferts d'humidité et de chaleur en milieu poreux. Elle est conduite avec les limites de connaissance des propriétés des matériaux en place, difficiles d'appréhender en l'état. Le travail proposé vise ainsi à questionner les choix d'instrumentation, les procédures réglementaires de rénovation et les modèles numériques.

2. Méthode

La partie de bâtiment concernée par cette étude est l'aile ouest du cloître, au premier étage. Elle abrite la résidence des élèves ingénieurs de l'ENSAM. Les chambres, orientées à l'est, donnent sur la cour intérieure du cloître. Les figures 1 et 2 montrent respectivement une vue d'ensemble du site ainsi qu'une photographie de l'aile ouest du cloître.



Figure 1 : Site de l'abbaye de Cluny, vue d'ensemble



Figure 2 : Photographie de l'aile ouest du cloître où se trouvent les chambres rénovées au 1^{er} étage

Dix chambres similaires en terme de configuration, de dimensions, d'orientation et d'occupation, ont été sélectionnées. Les chambres ont une surface au sol d'environ 19 m² surmontée d'une mezzanine d'environ 13 m². Cette configuration est permise par une importante hauteur sous plafond d'environ 4,7 m. Ces chambres permettent ainsi d'accueillir 4 personnes. Les murs extérieurs sont composés de 70 cm de pierre calcaire. Chaque chambre possède une grande fenêtre double vantail simple vitrage. Les derniers travaux de rénovation datant du début des années 1980 ont révélé la présence d'un enduit cimentaire d'environ 2 cm qui n'a alors pas été éliminé.

En raison du caractère architectural et patrimonial de l'édifice, l'isolation par l'intérieur a été privilégiée. Au total, 10 solutions différentes de rénovation ont été mises en œuvre. Elles sont la combinaison d'un type d'isolant, d'une technique de pose, d'une préparation ou non du mur d'origine et de la présence ou non d'un pare-vapeur ou frein-vapeur. Dans ce papier, seules 5 chambres sont étudiées. Le tableau 1 présente ainsi ces 5 différentes solutions retenues. L'épaisseur d'isolant est commune à chaque configuration et est de 12 cm d'épaisseur.

chambre	isolant	conditionnement	pose	ossature	film	parement	préparation
C1	-		-	-	-	enduit chaux	élimination de l'enduit par piquage
C2	laine de verre	panneaux semi- rigides	plaquage	métallique	pare vapeur	BA 13	-
C3	fibre de bois	panneaux semi- rigides	plaquage	bois	frein- vapeur	fermacell	-
C4	fibre de bois	panneaux semi- rigides	plaquage	bois	-	fermacell	-
C5	fibre de bois	panneaux semi- rigides	plaquage	bois	-	fermacell	élimination de l'enduit par piquage

Tableau 1 : Descriptif des solutions mises en œuvre

La chambre n°1, n'ayant subi qu'une pose d'enduit chaux après élimination de l'enduit d'origine, constitue le cas de référence. Le doublage en laine de verre du mur extérieur de la chambre n°2, simple à mettre en œuvre et économique, constitue la solution la plus classique et la plus répandue. Enfin, les chambres n°3 à 5 ont été rénovées à partir de panneaux semi-rigides en fibre de bois. Les trois solutions de rénovation de ces chambres ont été testées pour définir l'intérêt du frein-vapeur, ainsi que l'intérêt d'éliminer totalement l'enduit d'origine du mur ancien dans le but d'évaluer leur influence du point de vue de la régulation de l'humidité intérieure. Des travaux ont également été menés au niveau des ouvrants. Le simple vitrage existant a été conservé afin de préserver l'esthétique extérieure du bâtiment classé. Un double vitrage additionnel a cependant été installé au droit de l'isolation intérieure.

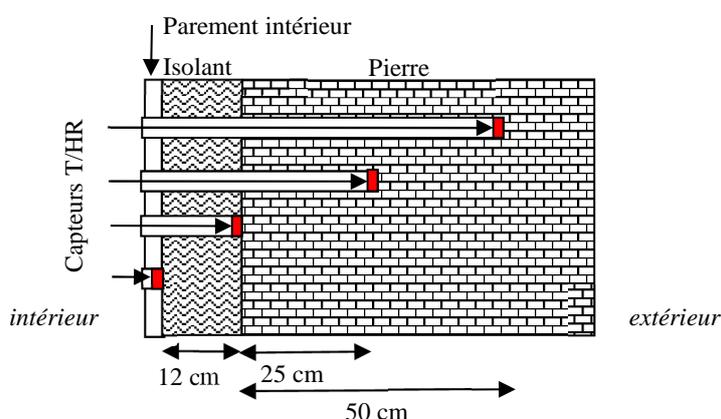


Figure 3 : Positionnement des capteurs à l'intérieur de la paroi

Chaque chambre est instrumentée afin de suivre l'évolution de la température et de l'humidité relative au sein des parois et dans les ambiances, intérieure et extérieure. Les capteurs utilisés sont des Sensirion SHT75 de précision $\pm 1,8\%$ sur l'humidité relative et \pm

0,3°C sur la température à 25°C. Ils ont été placés à 3 hauteurs différentes (0,8 m ; 2,7 m et 3,7 m) à mi-distance entre cloison séparative et ouvrant. A chaque hauteur, deux capteurs ont été positionnés respectivement à 50 cm et 25 cm de la surface intérieure du mur d'origine et un capteur a été installé à chaque interface : isolant/mur et isolant/parement intérieur. La figure 3 illustre le positionnement des capteurs à l'intérieur des murs. D'autre part, un capteur a été placé dans le sas situé entre le vitrage d'origine et le double vitrage additionnel.

3. Théorie

3.1. Modélisation des transferts humidité / chaleur au travers des parois

Le modèle utilisé est un modèle monodimensionnel multicouches basé sur la conservation des équations d'air, d'humidité et chaleur. Il s'appuie sur la modélisation mathématique de Künzle [1]. Simplifié dans cette étude, le système complet d'équations est présenté en détail dans la référence [2].

$$\xi_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \nabla [D_v \nabla (\varphi p_{\text{sat}})] + \nabla [D_1^{\varphi} \nabla \varphi] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} [\rho_0 c^*] \frac{\partial T}{\partial t} + c_1 (T - T_{\text{ref}}) \xi_{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \\ = \nabla [\lambda \nabla T + (l_v + c_v (T - T_{\text{ref}})) [D_v \nabla (\varphi p_{\text{sat}})]] + \nabla [c_1 (T - T_{\text{ref}}) [D_1 \nabla \varphi]] \end{aligned} \quad (2)$$

Le contact à l'interface de chaque couche de matériaux est considéré comme parfait. Les conditions aux limites retenues sont des conditions de Robin. Dans ce travail, le vent, le rayonnement solaire courtes et grandes longueurs d'onde ainsi que la pluie ne sont pas pris en compte. Les coefficients d'échanges thermiques superficiels sont déterminés à partir d'un jeu de corrélations usuelles sous l'hypothèse d'une plaque plane verticale isotherme soumise à la convection naturelle [2]. Les coefficients d'échange d'humidité sont déduits des coefficients d'échange thermique à partir de la relation de Lewis [3]. Le système d'équations différentielles instationnaires fortement couplées obtenu est implémenté sous Matlab par une méthode des différences finies. Les travaux présentés dans [2] présentent en détails le formalisme mathématique utilisé. Le modèle a été validé dans [2] par confrontation avec les modèles numériques issus d'un benchmark international HAMSTAD WP2 [4]. Les propriétés hygrothermiques de la pierre constitutive de l'enveloppe extérieure du bâtiment demeurent inconnues. Les données fournies par les fabricants n'offrent qu'une estimation partielle des propriétés hygrothermiques des matériaux. Ainsi, les propriétés hygrothermiques des différents matériaux sont issues de la base de données du logiciel WUFI [5].

3.2. Méthode d'analyse du confort

L'analyse de confort adoptée s'appuie sur les données de la norme NF EN 15251 [6]. Compte-tenu des caractéristiques du bâtiment étudié, le bâtiment d'étude peut être classé en catégorie III, catégorie qui concerne les bâtiments existants au niveau de confort modéré. En période hivernale, la limite basse d'inconfort est située à 18°C et la limite supérieure à 25°C. Ces limites sont définies pour la température opérative dont une expression simplifiée est présentée dans l'équation (3) :

$$T_{op} = \frac{T_a + \frac{\sum_i S_i T_{p,i}}{\sum_i S_i}}{2} \quad (3)$$

où T_a [°C] désigne la température de l'ambiance intérieure, T_p [°C] la température de paroi et S [m²] sa surface correspondante. Les températures et humidités relatives dans les chambres sont relativement proches (cf. figures 5 et 6). Ainsi, les gradients entre chambres, moteurs des

transferts, demeurent relativement faibles. Il est donc admis que les échanges hygrothermiques entre les chambres sont négligés.

En outre, la norme spécifie de conserver une humidité relative comprise entre 20% et 70% et de ne pas dépasser une teneur en eau de l'air de 12 g.kg^{-1} afin d'éviter les problèmes relatifs à un air trop sec ou trop humide.

4. Résultats expérimentaux

L'évolution de la température et de l'humidité relative dans les parois et les ambiances a été mesurée pendant une année, de janvier à décembre, avec un pas de temps d'acquisition de dix minutes. Cependant, seuls les résultats du mois de janvier sont présentés dans ce papier. Les données climatiques extérieures sont présentées figure 4. Elles correspondent à la moyenne des températures et humidités extérieures mesurées en façade extérieure au niveau des chambres situées le plus au nord (chambres 1, 3, 4 et 5). En effet, durant le mois de janvier, ces sondes extérieures ne sont pas perturbées par le rayonnement solaire contrairement à la chambre n°2. Les températures et humidités relatives des ambiances des chambres étudiées sont présentées respectivement figure 5 et figure 6. Ces dernières mettent notamment en évidence les périodes d'occupation (du 2 janvier au 14 janvier et du 22 janvier au 31 janvier) et d'inoccupation. A occupation identique, certaines différences sont observées concernant l'évolution de la température intérieure de chaque chambre, les occupants ayant notamment la possibilité de réguler la température d'émission par le biais d'une vanne thermostatique située sur chaque radiateur.

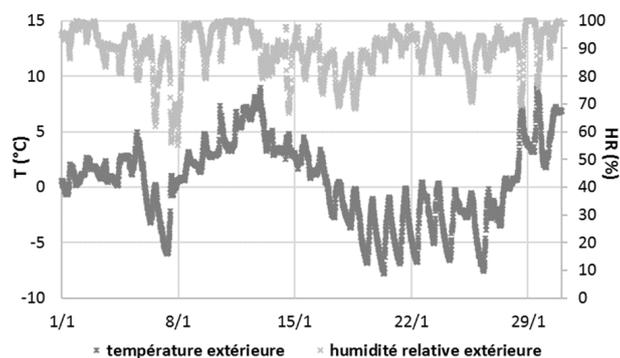


Figure 4 : Evolution de la température et de l'humidité relative extérieures

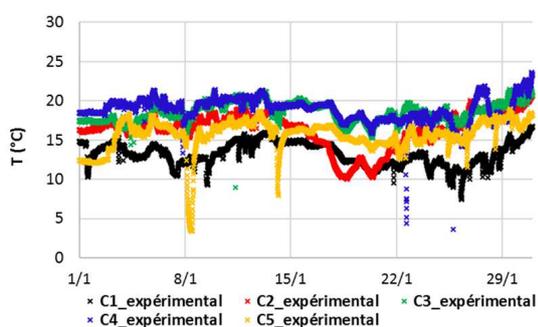


Figure 5 : Evolution de la température intérieure par chambre

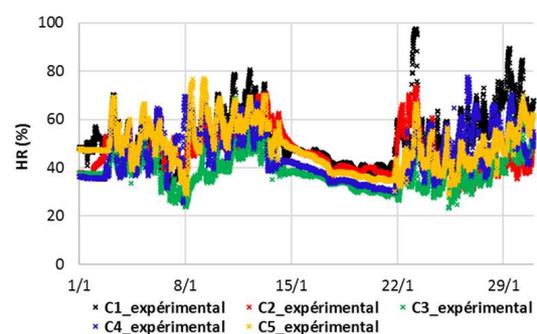


Figure 6 : Evolution de l'humidité relative intérieure par chambre

Les figures 7 à 12 représentent respectivement les évolutions de température et d'humidité relative dans la pierre à 50 cm et 25 cm de sa surface interne et à l'interface pierre isolant.

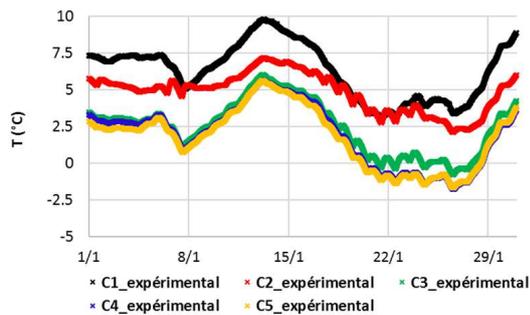


Figure 7 : Evolution de la température dans la pierre à 50 cm de sa surface interne

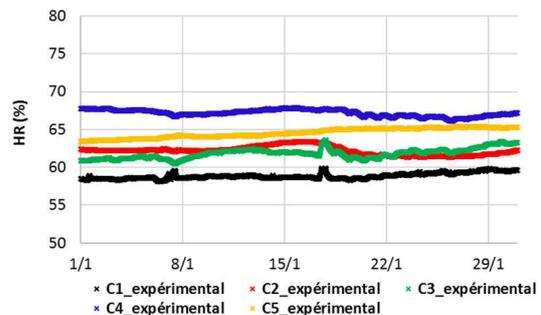


Figure 8 : Evolution de l'humidité relative dans la pierre à 50 cm de sa surface interne

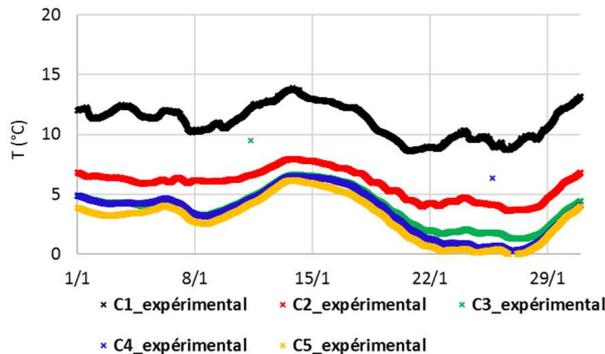


Figure 9 : Evolution de la température dans la pierre à 25 cm de sa surface interne

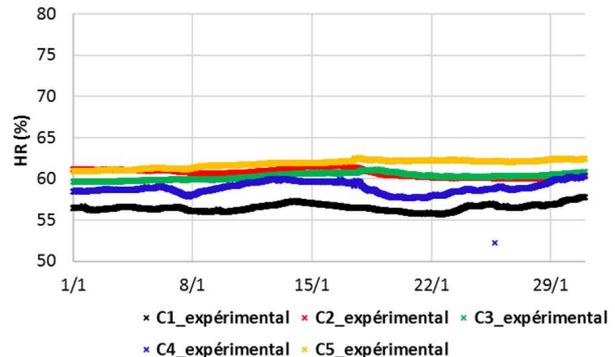


Figure 10 : Evolution de l'humidité relative dans la pierre à 25 cm de sa surface interne

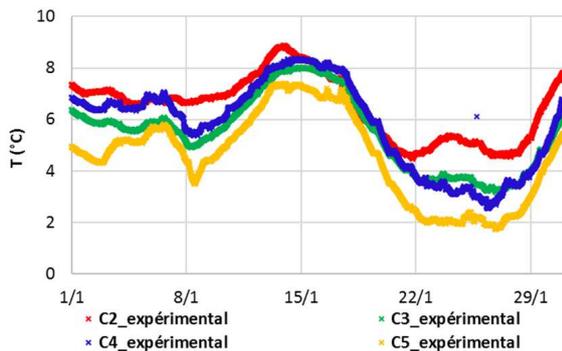


Figure 11 : Evolution de la température à l'interface pierre / isolant

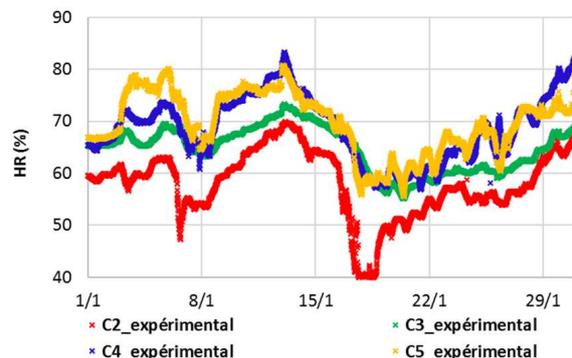


Figure 12 : Evolution de l'humidité relative à l'interface pierre / isolant

Mis à part la chambre 2 située la plus au sud qui bénéficie d'enseillement, les chambres 1, 3, 4 et 5, ne reçoivent aucun enseillement durant le mois de janvier et la présence d'un doublage isolant intérieur entraîne ainsi une nette chute des températures au sein de la paroi d'origine en pierre. Cette observation soulève la question d'une potentielle fragilisation de la paroi rénovée face au risque de gel / dégel.

Les évolutions relativement proches des températures au sein des parois rénovées en fibre de bois montrent une faible influence de la technique de mise en œuvre. Il demeure difficile de comparer les solutions fibre de bois à la solution laine de verre de la chambre 2 en raison de son exposition. Toutefois, comme le montre la figure 11, l'influence de l'isolant et du parement intérieur ne semble pas prépondérante.

Les figures 8 et 10 montrent une très faible évolution de l'humidité relative au sein de la paroi d'origine, quelle que soit la configuration de la chambre. Ceci démontre le caractère peu perspirant et hygroscopique de la pierre. Enfin, contrairement aux chambres 4 et 5, la présence

d'un frein-vapeur apposé au panneaux en fibre de bois au sein de la chambre 3 permet de limiter l'humidité relative au sein de la fibre de bois (figure 12). Il a été choisi de ne pas représenter dans ce papier les évolutions de température et d'humidité relative à l'interface isolant / parement. Si le parement utilisé n'a que très peu d'influence sur l'évolution des températures, il permet d'obtenir un certain amortissement des charges d'humidité relative intérieure.

Les données psychrométriques mesurées dans les chambres 2 et 3 sont représentées respectivement figures 13 et 14. Sur ces figures, le polygone vert représente la zone de confort définie au sens de la norme NF EN 15251.

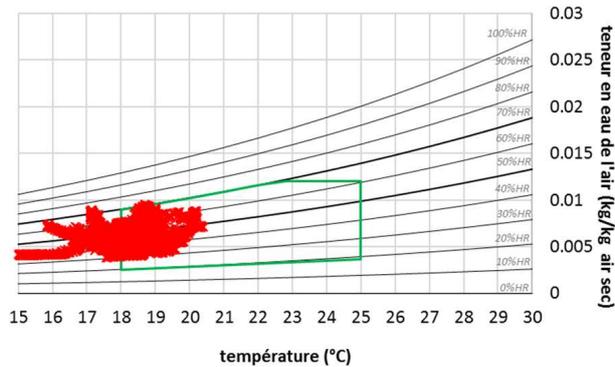


Figure 13 : Données psychrométriques de la chambre 2

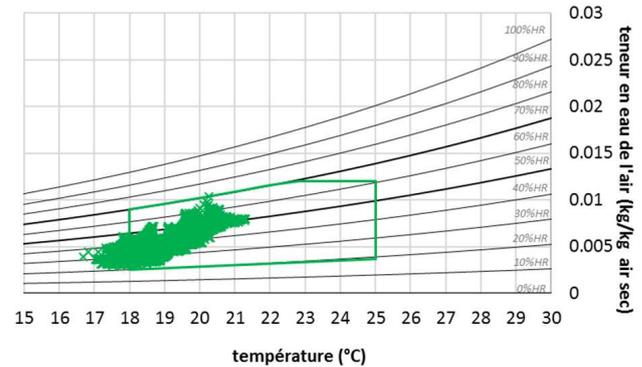


Figure 14 : Données psychrométriques de la chambre 3

En période d'occupation, on observe 32% de temps d'inconfort dans la chambre 2 doublée en laine de verre. A l'inverse, dans les chambres rénovées en fibres, on descend à 6% de temps d'inconfort dans la chambre 3 et 15% dans la chambre 4. La chambre 5 possède un taux d'inconfort plus élevé autour 55% en raison notamment d'une température de vitrage nettement plus faible que celle des autres chambres. Il est à noter que la forte chute de température observée dans la chambre 2 (figure 5) n'a pas d'impact sur le taux d'inconfort car elle est située hors période d'occupation.

5. Discussion : confrontation des résultats expérimentaux et numériques

L'objectif de ce paragraphe est de comparer les résultats expérimentaux collectés in situ aux résultats numériques.

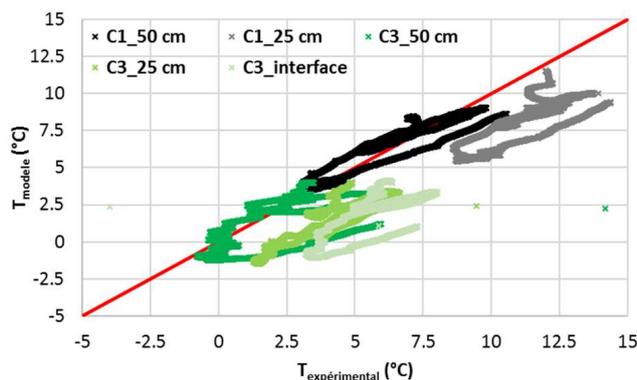


Figure 15 : Comparaison des températures mesurées et simulées

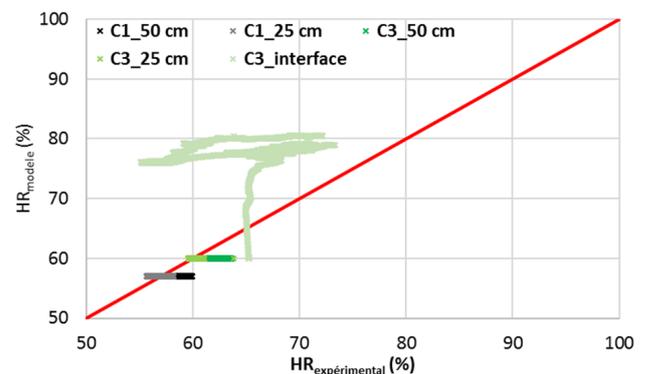


Figure 16 : Comparaison des humidités relatives mesurées et simulées

Les températures et humidités relatives simulées sont représentées en fonction des températures et humidités relatives mesurées, respectivement figure 15 et figure 16. Une assez faible corrélation est observée ce qui témoigne d'un besoin de caractérisation plus précise du

comportement hygrothermique des matériaux et d'une meilleure évaluation des échanges superficiels.

6. Conclusion

Ce travail montre qu'il est difficile de tirer des conclusions formelles sur le comportement hygrothermique in situ d'un bâtiment soumis à des sollicitations climatiques et sur la notion de confort ressenti par les occupants. En effet, la difficulté provient à la fois de la complexité de l'objet d'étude et du manque de maîtrise des paramètres expérimentaux.

Toutefois, les résultats de l'étude menée confirment que la présence d'un doublage intérieur isolant, quel qu'il soit, conduit à une nette chute des températures dans le matériau d'origine ce qui le rend davantage vulnérable aux risques de gel / dégel. En outre, les solutions bio sourcées, notamment à base de fibres de bois, apparaissent comme une alternative sérieuse aux solutions plus classiques en laine de verre. Elles offrent une bonne régulation de l'humidité ambiante et permettent un amortissement des variations de températures extérieures analogues à la paroi doublée en laine de verre. Elles semblent par ailleurs permettre un meilleur confort hygrothermique que l'on peut attribuer à leur plus forte effusivité. La présence d'un frein-vapeur sur la face intérieure des panneaux en fibres de bois semble réduire l'humidité au sein des panneaux assurant de meilleures performances d'isolation thermique et de durabilité.

Numériquement, les caractéristiques des matériaux implémentées sont issues d'une bibliothèque et conduisent à d'importants écarts entre températures et humidités relatives mesurées et simulées. Un travail de caractérisation hygrothermique plus avancé reste donc à mener. Le recours aux techniques d'optimisation adaptées à la résolution du problème inverse peut être un outil de choix pour représenter plus fidèlement le comportement hygrothermique réel des bâtiments existants et ainsi proposer des solutions de rénovation plus efficaces.

Références

- [1] H.M. Künzle, Simultaneous Heat and Moisture Transport in Building Components, Fraunhofer IBP, 1995.
- [2] Y. Aït Oumeziane, Evaluation des performances hygrothermiques d'une paroi par simulation numérique : application aux parois en béton de chanvre, Thèse de doctorat de l'INSA Rennes, 2013.
- [3] W.K. Lewis, The Evaporation of Liquid into a Gas, Transactions of American Society of Mechanical Engineers, 1849: 325–340 (1922).
- [4] C.E. Hagentoft et al. Assessment Method for Numerical Prediction Models for Combined Heat, Air and Moisture Transfer in Building Components: Benchmarks for One-dimensional Cases, Journal of Thermal Envelope and Building Science 27 (4): 327–352 (2004).
- [5] WUFI Light, Vers. 6.3, Fraunhofer IBP., Germany, 2019.
- [6] NF EN 15251, Critères d'ambiance intérieure pour la conception et évaluation de la performance énergétique des bâtiments, 2007.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Région Bourgogne-Franche-Comté pour son soutien dans le cadre des projets CORDOBA2 et CHOB, à la Direction de l'ENSAM et leur partenaire AM Valor et enfin aux personnels techniques impliqués dans le projet.

Consommations électriques et îlots de chaleur urbains : application à la ville de Paris

Electricity consumption and urban heat island: application to Paris

Brice TREMEAC^{1*}, Mounia BENDADA¹, Elyes NEFZAOU^{2,4}, Martin HENDEL^{3,4}

¹Laboratoire du Froid, des Systèmes Énergétiques et Thermiques (Lafset), Cnam, HESAM Université 292 rue Saint-Martin, F-75003, Paris, France

²ESYCOM Lab, UMR 9007, Univ Gustave Eiffel, CNRS, F-77454 Marne-la-Vallée, France

³Université de Paris, LIED, UMR 8236, CNRS, F-75013, Paris, France,

⁴ESIEE Paris, Univ Gustave Eiffel, F-93162 Noisy-le-Grand, France

*(auteur correspondant : brice.tremeac@lecnam.net)

Résumé – Le climat des villes est caractérisé par le phénomène d'îlot de chaleur urbain (ICU). Si en hiver, l'ICU a tendance à réduire les consommations de chauffage, c'est tout l'inverse pour la production de froid en été se soldant par une augmentation des rejets de chaleur et donc une intensification de l'ICU. Par ailleurs, le déploiement massif de compteurs énergétiques intelligents permet l'accès à d'importantes quantités de données détaillées sur les consommations énergétiques. Les relevés des consommations électriques d'une quarantaine de bâtiments publics tertiaires exploités par la ville de Paris (école, bureaux, conservatoire, etc.) ont été analysés par des outils statistiques. Cette analyse permet de distinguer quatre grandes classes de bâtiments selon la thermo-sensibilité de leur demande électrique à la température extérieure : thermo-sensibilité hivernale, estivale, double thermo-sensibilité hivernale et estivale enfin une classe marginale où les consommations ne sont pas thermosensibles.

Mots-clés : îlot de chaleur urbain; climatisation ; consommation énergétique des bâtiments

Abstract – The urban heat island (UHI) is one the best known characteristics of urban climate. While UHI tends to limit space heating needs in winter, it significantly increases the need for space cooling in summer. Recently, the mass deployment of smart energy meters provides unprecedented access to detailed energy consumption data. In this study, the electricity consumption of 42 buildings owned by Paris City Hall is analyzed to identify how Parisian buildings are affected by UHI. The study identified four types of buildings, classified according to the thermal sensitivity of their electricity consumption: winter-, summer- and dual-sensitivity and finally buildings with no thermal sensitivity.

Keywords: urban heat island; air conditioning; building energy consumption

Nomenclature

CEJ Consommation électrique moyenne journalière, kWh

ICU Îlot de chaleur urbain, °C

T_{ejm} Température extérieure journalière moyenne, °C

1. Introduction

Le climat des villes est caractérisé par le phénomène d'îlot de chaleur urbain (ICU), caractérisé par des températures plus élevées en moyenne en ville que dans les zones rurales environnantes, notamment lors des pics de chaleur [1]. Un des facteurs contribuant à leur formation est les rejets de chaleur anthropiques, issus des activités humaines. A Paris, l'ICU se manifeste par une augmentation de la température de 3 °C en moyenne intra-muros par rapport aux zones rurales environnantes. Sous conditions anticycloniques, l'ICU parisien atteint régulièrement 10°C,

notamment lors de canicules. Si en hiver, l'ICU a tendance à réduire les consommations de chauffage, c'est tout l'inverse pour la production de froid en été, se soldant par une augmentation des rejets de chaleur et donc une intensification de l'ICU [2] et une éventuelle détérioration de la qualité du sommeil [3]. Par ailleurs, le déploiement massif de compteurs énergétiques intelligents dans les bâtiments durant les dernières années permet désormais d'avoir accès et des quantités de données très importantes, détaillées et facilement accessibles sur les consommations énergétiques. Ces données peuvent être traitées afin de déterminer, a posteriori, les postes d'amélioration d'économie d'énergie [4] [5]. Certains auteurs ont développé des corrélations à une ou plusieurs variables. Par exemple, en Australie Guan *et al.* proposent une corrélation en fonction à la fois de la température extérieure mais également de l'humidité relative de l'air ambiant [6]. Cependant la corrélation proposée n'a été validée que pour 4 bâtiments. Sur des bâtiments récents, Cruz Rios *et al.* ont mis en évidence que, pour 4 bâtiments universitaires à haute performance, les consommations électriques n'étaient pas corrélées à la température extérieure [7].

Pour une ville comme Paris, le parc immobilier est très majoritairement constitué de bâtiments anciens et diversifiés. Cette diversité rend complexe une étude cas par cas afin de développer une politique énergétique pertinente. Ainsi l'exploitation des données de consommation énergétique permettra de développer, via une approche globale, une stratégie de gestion des systèmes de climatisation à court et long terme et une meilleure adaptation aux ICU. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail présenté. Les relevés des consommations électriques d'une quarantaine de bâtiments publics tertiaires exploités par la ville de Paris ont été analysés par des outils statistiques. La partie suivante présente le cas d'étude. Nous présentons ensuite la méthodologie développée dans ce travail, puis les résultats obtenus au travers d'une analyse de la pertinence des indicateurs proposés.

2. Cas d'étude

2.1. Typologie et caractéristiques des bâtiments étudiés

Les données anonymes disponibles concernent 42 bâtiments administratifs situés à Paris intra-muros et gérés par la Ville de Paris. Ces bâtiments sont répartis sur l'ensemble de la ville et représentent plusieurs affectations : conservatoire, bibliothèque, piscine, bureaux, mairie, archive etc. Stewart et Oke ont proposé une classification des îlots en fonction de leur typologie [8]. Les bâtiments sont classés dans des îlots de type LCZ2 à savoir : bâtiments de 3 à 9 étages, peu ou pas d'arbres ou espaces verts, matériaux de construction en pierre brique tuile ou béton ainsi qu'une petite plage de température diurne.

2.2. Données disponibles

Pour chaque bâtiment décrit précédemment, nous disposons des courbes de charges, c'est à dire des appels de puissances électriques des bâtiments mesurés au pas de temps de 10 min. Une surface utile est connue pour 40 bâtiments. La période d'étude s'étend d'août 2016 à août 2018. Cependant, les données disponibles ne couvrent pas toute la période pour plusieurs bâtiments, notamment à cause de capteurs défectueux ou d'absence de certains capteurs durant une partie de la période d'étude. Nous disposons également d'informations relatives aux systèmes de production thermique : nombre, puissances et éventuellement réversibilité chaud / froid ainsi de la puissance totale souscrite pour chaque bâtiment auprès du fournisseur d'énergie électrique. Les bâtiments n'étant pas pourvus de station météorologique *in situ*, les données météorologiques de Météo France issues de la station du Parc Montsouris sur la période étudiée ont été utilisées. Il est à noter que ces données sont au pas de temps horaire, supérieur au pas de temps des données de consommations énergétiques. De plus, nous ferons l'hypothèse d'une homogénéité des conditions météorologiques

sur l'ensemble du territoire étudié. Enfin, nous ne disposons pas d'informations relatives à l'occupation des bâtiments (nombre d'occupants, jours d'ouverture et de fermeture), variable explicative importante des consommations énergétiques.

3. Méthodologie

Le traitement des données s'est fait à l'aide de scripts Python maison et du logiciel d'exploration de données Orange. Le travail présenté s'intéresse à la période hivernale ainsi qu'à la période estivale et plus précisément aux périodes de fortes chaleurs. Nous définissons ces périodes à l'aide d'un double critère : une moyenne glissante sur trois jours des températures minimales extérieures supérieure à 16 °C et celle des températures maximales extérieures supérieure à 25 °C.

4. Résultats et discussion

Les deux premières méthodes basées sur des régressions simples ou multiples, linéaires ou polynomiales, n'ont pas abouti à des résultats concluant vu le faible nombre de variables explicatives disponibles. En effet, outre les données climatiques, peu d'autres informations dépendant du jour, telles que l'occupation ou les horaires d'ouverture étaient connues. Par conséquent, on se focalisera dans la suite de ce document sur la présentation des résultats obtenus par classification des données disponibles. La classification des données a été réalisée à deux niveaux. Tout d'abord celui du bâtiment : classification des points de consommations journalières en fonction des températures moyennes ce qui permet de dégager des groupes de points distincts, ou clusters, révélateurs de comportements journaliers différents, en fonction du type de jour considéré (ici jour chaud, jour tempéré, jour froid, jour d'ouverture, jour de fermeture). Deuxièmement, celui du parc de bâtiments considéré : classification des différents bâtiments en fonction du nombre et de type de clusters obtenus pour chaque bâtiment dans l'étape précédente.

4.1. Classification des consommations journalières pour un bâtiment unique

L'analyse de l'ensemble des bâtiments a permis de mettre en évidence quatre catégories de thermo-sensibilité : hivernale, estivale, mixte (à la fois hivernale et estivale) et une non thermo-sensibilité. Chacune de ces catégories est illustrée par les résultats d'un bâtiment type dans la suite de ce paragraphe. Les figures représentent, pour tous les jours de la période étudiée, la consommation électrique moyenne journalière (CEJ) normalisée par la surface en fonction de la température extérieure journalière moyenne (T_{ejm}). Les jours chauds et tempérés, c'est-à-dire dont la T_{ejm} est supérieure au seuil de déclenchement de systèmes de chauffage, sont matérialisés par la couleur bleue. Les jours en période de chauffe, c'est-à-dire ceux dont la T_{ejm} est inférieure à 18°C, sont indiqués en rouge. A ce niveau de l'étude, le classement a été réalisé de manière visuelle.

4.1.1. Thermo-sensibilité hivernale

La première famille se compose de treize bâtiments. Elle se caractérise tout d'abord par une tendance linéaire à pente négative en période de chauffe, c'est à dire pour les basses températures, qui est plus ou moins marquée selon les bâtiments. Un exemple est proposé en Figure 1. Il s'agit de bureaux possédant un système énergétique chaud/froid réversible. La première analyse de cette figure montre deux branches dans le nuage de points. La première branche, correspondant aux valeurs de CEJ les plus faibles, entre 0,04 et 0,06 kWh/m², représente le talon de consommation du bâtiment, c'est-à-dire la consommation minimale en période de non occupation (jours non ouvrés, jours fériés, etc.). On observe que les consommations de cette branche sont relativement constantes et qu'elles ne dépendent pas de façon significative de la température. La deuxième branche, contenant des points avec une amplitude importante, présente une évolution décroissante de la

consommation journalière normalisée avec l'augmentation de la T_{ejm} . En hiver, on peut constater une surconsommation probablement due à une utilisation du chauffage et de l'éclairage artificiel plus importante. Pour les températures les plus élevées, supérieures à la température seuil de déclenchement des systèmes de chauffage, une pente horizontale est observée. En d'autres termes, aucune surconsommation significative qui pourrait être attribuée à l'utilisation des systèmes de climatisation pour des températures extérieures élevées, dépassant les 30°C en l'occurrence, n'est observée. En effet, on observe des consommations comparables pour des journées tempérées ($T_{ejm} \sim 20^\circ\text{C}$) et des journées chaudes ($T_{ejm} > 26^\circ\text{C}$).

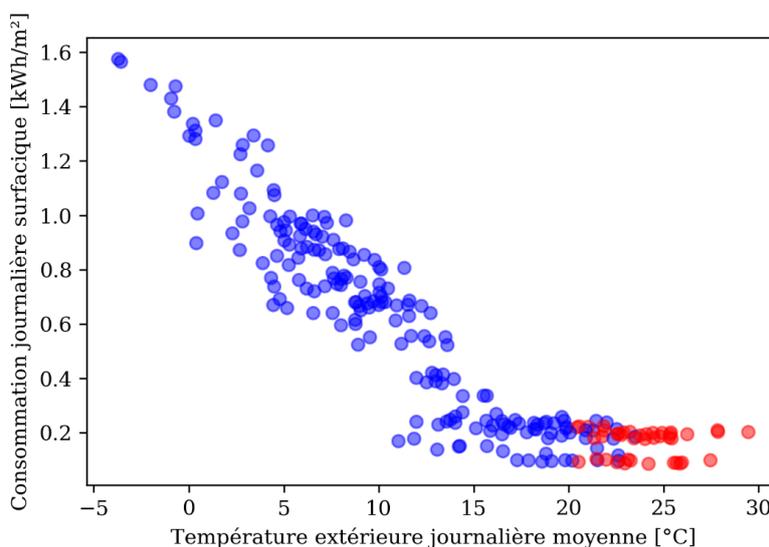


Figure 1 : Consommations électriques journalières normalisées (par la surface du bâtiment) en fonction de la température extérieure journalière moyenne pour un bâtiment type à thermo sensibilité hivernale et deux branches.

4.1.2. Thermo-sensibilité estivale

Nous présentons sur la Figure 2 les CEJ normalisées en fonction de la T_{ejm} pour un bâtiment type à thermo-sensibilité estivale. À la différence du cas précédent, ce bâtiment ne présente pas de talon de consommation. Ce bâtiment est une bibliothèque (fermeture uniquement le lundi) et nous pouvons supposer que l'éclairage est quasi constant tout au long de l'année. De plus, les jours chauds entraînent une augmentation significative de la consommation journalière moyenne normalisée. À une température de l'air extérieur supérieure à 16 °C, la régulation et/ou les utilisateurs semblent déclencher les groupes froids entraînant une augmentation de la consommation énergétique. Nous pouvons constater que l'augmentation de la consommation concerne également des jours non identifiés comme "chaud". Dans cet exemple, la définition d'un jour chaud utilisée classiquement n'est pas un critère suffisant pour prédire la consommation électrique en lien avec les groupes frigorifiques.

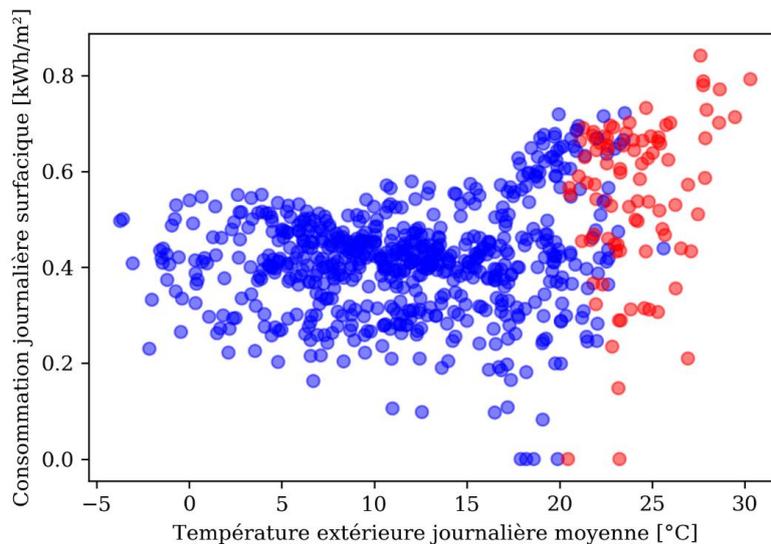


Figure 2 : Consommations électriques journalières normalisées (par la surface du bâtiment) en fonction de la température extérieure journalière moyenne pour un bâtiment type à thermo-sensibilité estivale.

4.1.3. Thermo-sensibilité mixte

La thermo-sensibilité mixte est une combinaison des deux comportements décrits dans les deux paragraphes précédents. Plus la température extérieure augmente et plus la consommation électrique diminue : réduction du chauffage électrique et de l'éclairage. À l'intersaison, la consommation électrique est quasi-constante et correspond principalement à l'éclairage. Dès que les températures extérieures augmentent, la climatisation est mise en rouge, augmentant la consommation électrique. Les données d'un bâtiment type de cette catégorie, qui est également une bibliothèque/médiathèque, sont représentées sur la Figure 3. Ainsi, la typologie d'utilisation du bâtiment ne semble pas être un critère suffisant pour prédire de la consommation électrique ou du moins le comportement de celle-ci.

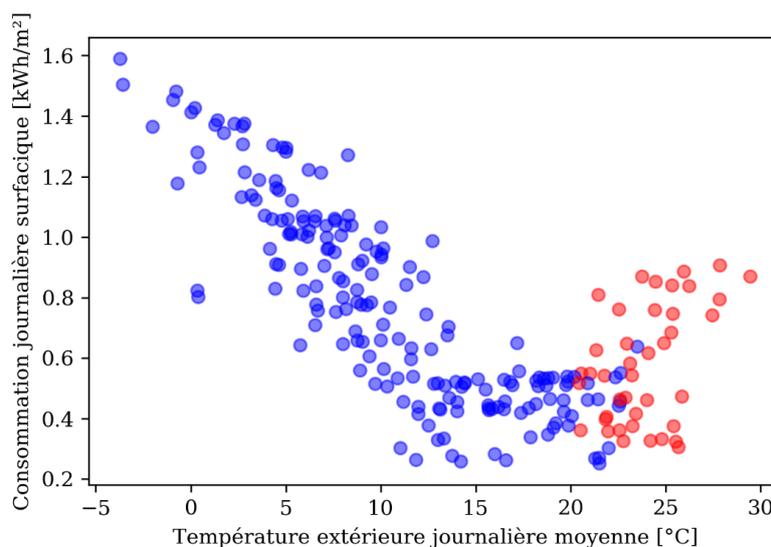


Figure 3 : Consommations électriques journalières normalisées (par la surface du bâtiment) en fonction de la température extérieure journalière moyenne pour un bâtiment type à thermo sensibilité mixte.

4.1.4. Consommations non thermosensibles

Le dernier comportement identifié est celui de bâtiments dont la consommation électrique journalière n'est pas sensible à la température extérieure. Ce comportement est le moins intéressant pour ce travail car les variables explicatives dont nous disposons, en l'occurrence les données météorologiques, ne permettent pas de l'expliquer. Il ne sera donc pas décrit plus en détail ici d'autant plus qu'il est très peu observé dans le parc étudié comme on le verra par la suite.

4.2. Classification des courbes de thermo-sensibilité pour le parc de bâtiments

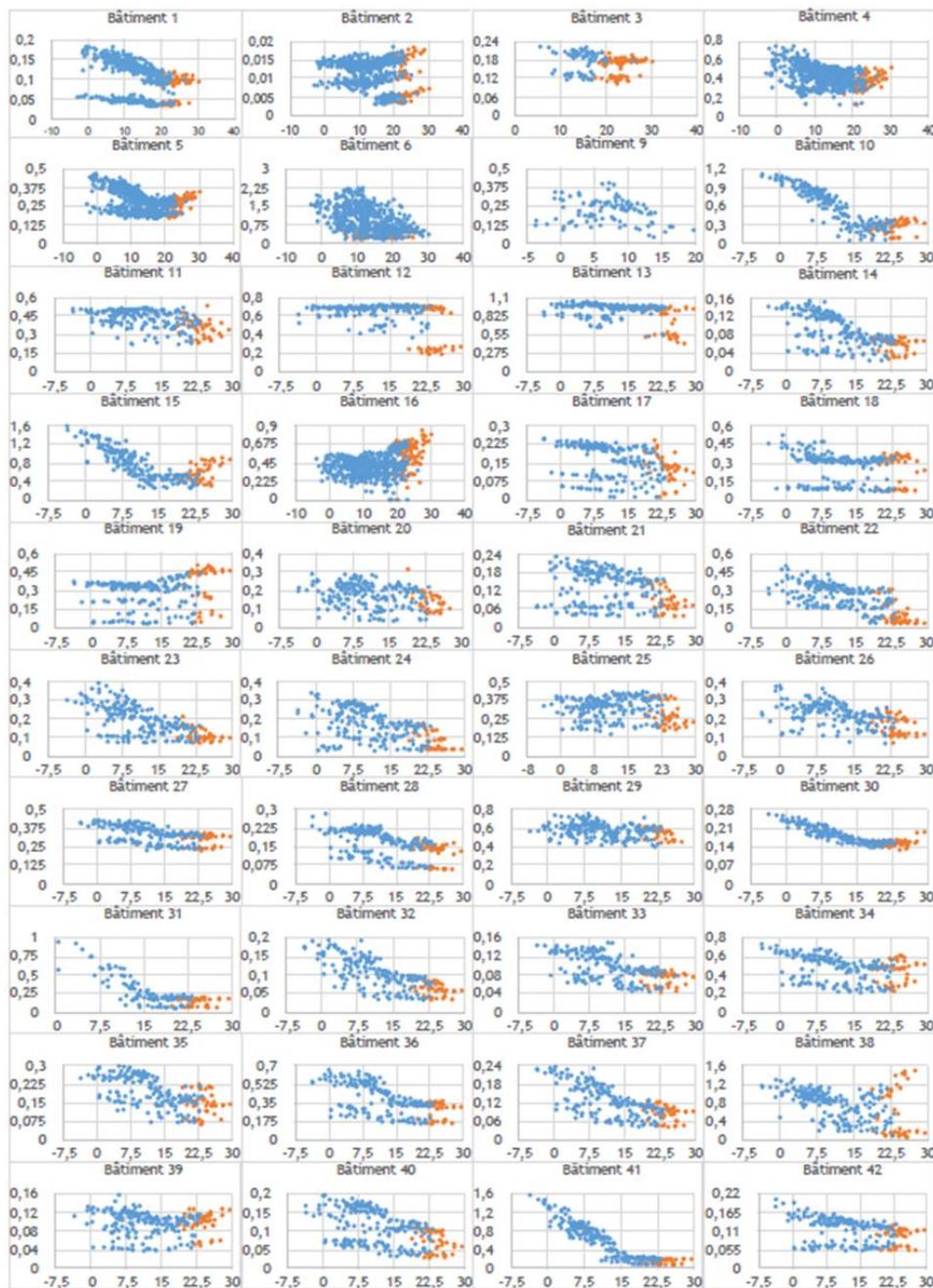


Figure 4 : consommations électriques journalières surfaciques en fonction de la Tejm pour les 40 bâtiments considérés.

Nous présentons sur la Figure 4 les données de la totalité des bâtiments considérés dans cette étude. Comme déjà indiqué précédemment, nous avons l'information de la surface utile pour 40 bâtiments sur les 42. Cela nous permet de quantifier le nombre de bâtiment pour chaque

comportement et chaque catégorie de thermo-sensibilité. Nous résumons ces informations dans le Tableau 1. Nous rapportons également sur le même tableau les puissances souscrites cumulées et les puissances de froid installées cumulées pour chaque catégorie. En effet, afin de décrire le comportement et la thermo-sensibilité globale du parc, les puissances souscrites sont à prendre en compte. Une catégorie de bâtiment affectera d'autant plus le comportement global du parc que sa puissance souscrite est élevée. Par ailleurs, le ratio de puissance de froid sur la puissance souscrite donne des éléments d'explication quant à la thermo-sensibilité de tel ou tel bâtiment, telle ou telle catégorie. L'observation d'une thermo-sensibilité est plus probable pour les bâtiments dont le ratio puissance froid installée / puissance souscrite est élevée. En moyenne la puissance froid par bâtiment est plus élevée pour les bâtiments thermo-sensibles (Tableau 1)

À la lecture du Tableau 1, on peut observer qu'une majorité écrasante des bâtiments est thermosensibles, avec plus des deux tiers présentant une thermo-sensibilité hivernale, ce qui est attendu vu la localisation géographique du parc considéré. Par ailleurs environ 8% des bâtiments présente une thermo-sensibilité estivale et 20% des bâtiments présentent une thermo-sensibilité mixte.

Sensibilité	Nombre	%	Puissance souscrite cumulée (kW)	%	Puissance max cumulée (kW)	%	Puissance froid cumulée (kW)	%
Insensible	3	7,7	458	8,6	373	8,2	515	9,1
Hivernale	25	64,1	3044	57,2	2365	52,2	3496	62,1
Mixte	8	20,5	1114	20,9	1113	24,6	885	15,7
Estivale	3	7,7	706	13,3	681	15,0	736	13,1

Tableau 1 : Synthèse des bâtiments classés par thermo-sensibilité. Pour chaque catégorie, la somme des puissances souscrites ainsi que la somme des puissances de froid installées sont rapportées.

5. Conclusion

Ce travail exploratoire de traitement des données de consommations électriques de 42 bâtiments tertiaires de la ville de Paris cherchait à caractériser la thermo-sensibilité des consommations de ces bâtiments. Il a permis de constater qu'une majorité écrasante des bâtiments sont thermo-sensibles et qu'une partie non négligeable présente une thermo-sensibilité estivale malgré une localisation géographique au nord de la France. On a pu également observer à partir de l'analyse des données une dépendance des consommations à l'occupation malgré le manque d'informations et de données quant à cette variable. Des pistes d'explication de ces comportements ont été identifiées dans les puissances de froid installées mais n'ont pas, pour l'instant, été complètement explorées. C'est une direction que nous suivrons dans la suite des travaux. Par ailleurs, l'étude du lien entre consommations électriques et îlots de chaleur urbain était un objectif principal de ce travail. Cela va au-delà d'une simple caractérisation de la thermo-sensibilité hivernale, estivale ou mixte, vers la caractérisation d'une thermo-sensibilité aux températures élevées extrêmes. Il s'agit là d'un trait fin de la thermo-sensibilité estivale, qui n'apparaît pas de façon évidente dans les résultats préliminaires présentés dans le présent article mais qui sera un axe de travail prioritaire dans la suite de ce projet.

Références

- [1] A. Lemonsu et V. Masson, « Simulation of a Summer Urban Breeze Over Paris », *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 104, n° 3, p. 463-490, sept. 2002, doi: 10.1023/A:1016509614936.
- [2] B. Tremeac *et al.*, « Influence of air conditioning management on heat island in Paris air street temperatures », *Applied Energy*, vol. 95, p. 102-110, juill. 2012, doi: 10.1016/j.apenergy.2012.02.015.

- [3] M. Hendel, K. Azos-Diaz, et B. Tremeac, « Behavioral adaptation to heat-related health risks in cities », *Energy and Buildings*, vol. 152, p. 823-829, oct. 2017, doi: 10.1016/j.enbuild.2016.11.063.
- [4] M. Bourdeau, X. Guo, et 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, p. 600-611, janv. 2018, doi: 10.1016/j.enbuild.2017.11.062.
- [5] M. Bourdeau, X. qiang Zhai, E. Nefzaoui, X. Guo, et P. Chatellier, « Modeling and forecasting building energy consumption: A review of data-driven techniques », *Sustainable Cities and Society*, vol. 48, p. 101533, juill. 2019, doi: 10.1016/j.scs.2019.101533.
- [6] H. Guan, S. Beecham, H. Xu, et G. Ingleton, « Incorporating residual temperature and specific humidity in predicting weather-dependent warm-season electricity consumption », *Environ. Res. Lett.*, vol. 12, n° 2, p. 024021, févr. 2017, doi: 10.1088/1748-9326/aa57a9.
- [7] F. Cruz Rios, H. Naganathan, W. K. Chong, S. Lee, et A. Alves, « Analyzing the Impact of Outside Temperature on Energy Consumption and Production Patterns in High-Performance Research Buildings in Arizona », *J. Archit. Eng.*, vol. 23, n° 3, sept. 2017, doi: 10.1061/(ASCE)AE.1943-5568.0000242.
- [8] I. D. Stewart et T. R. Oke, « Local Climate Zones for Urban Temperature Studies », *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol. 93, n° 12, p. 1879-1900, déc. 2012, doi: 10.1175/BAMS-D-11-00019.1.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Mairie de Paris pour l'accès aux données de consommations électriques des bâtiments de son parc immobilier.

Etude numérique d'un récupérateur d'eau de pluie géothermique.

Numerical study of a geothermal rainwater tank.

Jean-Baptiste BOUVENOT^{1,2*}, Benjamin LATOUR^{1,2} et Angélique FERRY²

¹ Laboratoire ICube UMR 7357, 300 bd Sébastien Brant - CS 10413 - F-67412 Illkirch

² INSA de Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire 67000 Strasbourg

* (auteur correspondant : jean-baptiste.bouvenot@insa-strasbourg.fr)

Résumé – Les réservoirs de récupération d'eau de pluie de grande taille (plusieurs m³) enterrés sont assimilables à des sondes géothermiques uniques mais de grande surface d'échange qui peuvent être « activées » thermiquement par l'immersion d'un échangeur de chaleur. Cette publication présente un modèle numérique 2D réalisé sous tableur en coordonnées cylindriques axisymétriques couplant la méthode des volumes finis pour le sol et un double modèle zonal pour les cavités d'air et d'eau. Ainsi, l'objectif est de définir les performances du système géothermique de surface ici couplé à une centrale de VMC double flux. L'énergie soutirée au système *via* une boucle d'eau glycolée servant en hiver à préchauffer l'air neuf et à recharger le sol en frigories en vue de l'été quand son fonctionnement est inversé (rafraîchissement de l'air neuf et chargement du sol en calories).

Mots-clés : Récupération d'eau de pluie ; Géothermie de surface ; Geocooling ; Confort d'été

Abstract – Large (several m³) buried rain water recovery tanks are similar to single but large superficial geothermal probes that can be “thermally activated” by immersion of a heat exchanger. This publication presents a spreadsheet 2D numerical model in axial symmetrical cylindrical coordinates combining the finite volume method for soil and a dual zonal model for air and water cavities applied to a system. The study presents the performance of the geothermal system coupled with a double-flow mechanical ventilation unit. Finally, the energy taken from the system *via* a loop of glycol water is used in winter to preheat the air and to reload the soil in frigories for the summer is determined, as well as the energy used in summer.

Keywords: Rain water harvesting ; Surface geothermal energy ; Geocooling ; Summer comfort

Nomenclature

c_p capacité thermique massique, J.kg⁻¹.K⁻¹

d diamètre, m

E efficacité,-

h coefficient de convection, W.m⁻².K⁻¹

Nu nombre de Nusselt, -

$pitch$ pas entre 2 spires, m

Pr nombre de Prandtl,-

q_v débit-volume, m³.s⁻¹

Ra nombre de Rayleigh,-

Re nombre de Reynolds

S surface d'échange, m²

T température, K

US_{regard} conductance thermique du regard, W.K⁻¹

V volume, m³

Symboles grecs

α diffusivité thermique, m².s⁻¹

β coefficient de dilatation, K⁻¹

δ coefficient binaire de régulation

Δt pas de temps, s

ΔT_{LM} écart de température logarithmique, K

ϕ flux de chaleur, W

ν viscosité cinématique, m².s⁻¹

ρ masse volumique, kg.m⁻³

Indices et exposants

- en référence au pas de temps précédent

a/as air intérieur/ air soufflé à l'intérieur

air air de la cavité

$coil$ spire/anneau

$crit$ critique

ext extérieur

g eau glycolée

geo géothermique

int intérieur

lat surface verticale latérale

low surface horizontale basse

p paroi

top surface en partie haute

w eau

1. Introduction

Dans le contexte actuel, de par les changements climatiques (vagues de chaleur fréquentes et intenses) [1] couplés aux nouvelles réglementations thermiques (RE2020), le confort d'été dans l'habitat devient une problématique essentielle. Or dans ce cadre, les systèmes actifs de climatisation sont à proscrire dans la mesure du possible afin d'éviter :

- d'importantes émissions de GES (fluides frigorigènes, consommations électriques,...),
- la dégradation du bilan énergétique du bâtiment,
- l'amplification du phénomène d'îlots de chaleur urbain (condenseurs).

Le principe est alors de s'inscrire dans une stratégie de sobriété énergétique basée entre autre sur des systèmes passifs à basse technologie dits « Low-tech ». De plus, le contexte climatique tend vers une diminution de la pluviométrie dans une majeure partie du globe (dont la France) et une augmentation des températures, principalement en été [2]. Des solutions passives et à basse technicité s'avèrent alors des solutions pertinentes en milieu urbain pour à la fois limiter l'effet d'îlot de chaleur et maintenir le confort thermique dans les bâtiments pendant des vagues de chaleur intenses sans l'amplifier. De plus, l'ADEME précise que dans un contexte réglementaire et institutionnel favorable au développement des énergies renouvelables, la géothermie très basse énergie est un domaine sous-développé et souhaite ainsi favoriser le dynamisme de la filière [3]. Ainsi, nous nous intéresserons ici aux réservoirs de récupération d'eau de pluie provenant d'une toiture ou d'un réseau d'évacuation dont les intérêts sont multiples. En effet, ils permettent une certaine autonomie quant aux besoins en eau douce et permettent de soulager les réseaux d'eaux usées en cas d'épisodes pluvieux ainsi que la ressource d'eau potable publique (nappes phréatiques) dans un contexte de sécheresses estivales plus fréquentes en France. Ces réservoirs peuvent être en surface ou enterrés. Les réservoirs enterrés de grande taille (plusieurs m³) sont alors assimilables à des sondes géothermiques uniques mais de grande surface d'échange qui peuvent être « activées » thermiquement par l'immersion d'un échangeur de chaleur. Il s'agit alors d'une solution semi passive de geocooling et à faible technicité qui permet de limiter le recours à des systèmes de climatisation actifs. De plus, un préchauffage de l'air neuf peut aussi être réalisé en hiver pour éviter le givre de l'échangeur double flux et pour recharger le sol en frigories en vue de l'été. Ainsi, un échangeur immergé dans le réservoir et relié à un échangeur gainé dans un réseau aéraulique double flux permettrait de réaliser un rafraîchissement gratuit (rain-geocooling). Il s'avère que ces systèmes ont été peu étudiés dans la littérature, les seuls dispositifs étudiés intègrent directement des conduites aérauliques immergées dans des réservoirs [4-6]. La problématique scientifique traitée ici porte alors sur la caractérisation de l'ensemble des transferts de chaleurs, permettant d'évaluer les performances énergétiques d'un tel dispositif.

2. Méthode

Afin de modéliser numériquement le système géothermique de surface, constitué d'une cuve enterrée couplée à un échangeur de chaleur, un modèle numérique de ce système dans un cas d'étude en utilisant un modèle simplifié 2D en coordonnées cylindriques axisymétriques a été développé sous tableur (Excel). Celui-ci consiste à décomposer le système étudié comme suit :

- la cuve : représentée par un double modèle zonal sur le volume d'eau et celui d'air ;
- le sol : représenté par un modèle discrétisé par la méthode des volumes finis ;
- l'échangeur immergé eau/eau : représenté par un modèle analytique.

Au final, le couplage des trois parties permettra de déterminer les performances du système couplé à une centrale de VMC double flux. Celles-ci seront évaluées :

- en conditions hivernales : par la quantité d'énergie soutirée au système *via* une boucle d'eau glycolée servant à préchauffer l'air (évitements des problèmes de givrage de l'échangeur) et à recharger le sol en frigories en vue de l'été,
- en conditions estivales : par la quantité d'énergie cédée au système servant à rafraîchir l'air neuf pour éviter le recours à la climatisation active, et à recharger le sol en calories en vue de l'hiver.

3. Système

Le modèle se base sur un dispositif de référence défini sur les schémas suivant (Figures 1 et 2). Il considère un réservoir enterré cylindrique en béton avec un regard de visite (échangeur de chaleur non représenté) :



Figure 1 : Perspective du réservoir d'eau (cf. Fig. 3 pour l'intégration de l'échangeur immergé)

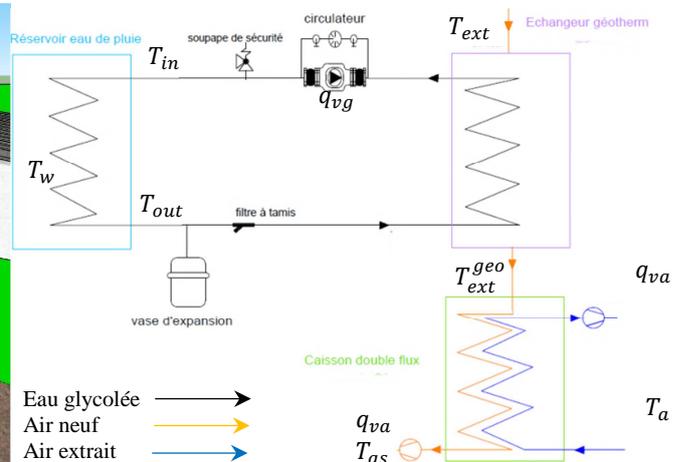


Figure 2 : Schéma de principe fluïdique

La forme du réservoir s'inspire de réservoirs commerciaux (cf. Figure 3). L'eau glycolée circule depuis le réservoir d'eau de pluie vers un échangeur air/eau type batterie (serpentin aileté) pour préchauffer ou rafraîchir l'air selon la saison. Cet air est ensuite aspiré dans une centrale VMC où selon la régulation utilisée il transitera soit dans l'échangeur air/air de récupération soit dans le by-pass.

4. Modèle numérique

4.1. Boucle d'eau glycolée

L'objectif est de déterminer les températures d'eau glycolée d'entrée et de sortie du réservoir en fonction des caractéristiques géométriques des échangeurs. Pour cela, on applique la conservation de l'énergie au niveau des échangeurs couplée à la définition des efficacités des échangeurs. Soit le flux échangé :

$$\phi_a = \rho_a c_{pa} q_{va} (T_{ext}^{geo} - T_{ext}) = \rho_g c_{pg} q_{vg} (T_{out} - T_{in}) = \phi_w \quad (1)$$

Pour l'échangeur eau/air dit géothermique gainé, on fait l'hypothèse que :

$$E_{wa} = \frac{T_{ext} - T_{ext}^{geo}}{T_{ext} - T_{out}} \quad \text{car } \rho_a q_{va} c_{pa} \approx 100 \frac{W}{K} < \rho_g q_{vg} c_{pg} \approx 400 \frac{W}{K} \quad (2)$$

L'échangeur géothermique eau/eau immergé a été dimensionné (longueur du tube) de façon à obtenir une efficacité supérieure à 0,8. Cette efficacité sera recalculée à chaque pas de temps en fonction des paramètres du système (débit et températures principalement). Soit :

$$E_{ww} = \frac{T_{in} - T_{out}}{T_{in} - T_w} > 0,8 \quad (3)$$

Au final :

$$T_{ext}^{geo} = T_{ext} - E_{wa}(T_{ext} - T_{out}) \quad (4)$$

$$T_{in} = \frac{T_{out} - E_{ww}T_w}{1 - E_{ww}} \quad (5)$$

Et :

$$T_{out} = \frac{\rho_a c_{pa} q_{va} E_{wa} T_{ext} + \frac{\rho_g c_{pg} q_{vg} E_{ww} T_w}{1 - E_{ww}}}{\rho_a c_{pa} q_{va} E_{wa} + \frac{\rho_g c_{pg} q_{vg} E_{ww}}{1 - E_{ww}}} \quad (6)$$

4.2. Echangeur eau/eau du réservoir

L'échangeur hélicoïdal est composé d'un tube en PEHD. L'objectif est d'atteindre une efficacité élevée (>0,8) tout en respectant des contraintes d'encombrement pour le maintien de l'immersion de l'échangeur dans le volume de garde et pour son insertion aisée par le regard de visite. Pour déterminer sa conductance, les corrélations suivantes ont été utilisées :

4.2.1. Calcul de h_{ext}

Pour modéliser les échanges sur la partie extérieure du tube, on choisit pour calculer le nombre de Nusselt la corrélation pour des cylindres verticaux en convection naturelle [7] :

$$Nu_{ext} = 0,59 Ra^{0,25} \quad (7)$$

$$Ra = \frac{g \beta d_{ext}^3 (T_{film} - T_w)}{\alpha \nu} \quad (8)$$

$$\text{avec : } T_{film} = \frac{T_w + T_p}{2}; T_p \approx \frac{h_{int}(T_w + \Delta T_{LM}) + h_{ext}T_w}{h_{int} + h_{ext}} \text{ et } \Delta T_{LM} = \frac{T_{in} - T_{out}}{\ln\left(\frac{T_{in} - T_w}{T_{out} - T_w}\right)}$$

Le calcul se fera dynamiquement en fonction des températures issues des autres modèles.

4.2.2. Calcul de h_{int}

Pour un échangeur hélicoïdal, le nombre de Reynolds critique (transition laminaire/turbulent) se calcule de la manière suivante [6]:

$$Re_{crit} = 20\,000 \left(\frac{d_{int}}{d_{coil}}\right)^{0,32} \quad (9)$$

Le calcul de ce nombre de Reynolds critique pour le diamètre de spire maximal envisageable (0,6 m \approx diamètre maximum du regard de la cuve) est d'environ 8000 avec des diamètres de tubes PEHD courants (de 2 à 4 cm). Tous les nombres de Reynolds pour les diamètres intérieurs envisagés du tube sont inférieurs à cette valeur. La corrélation donnant le nombre de Nusselt d'un échangeur hélicoïdal en régime laminaire [7] a donc été utilisée :

$$Nu_{int} = \left[\left(\frac{48}{11} + \frac{\frac{51}{11}}{1 + \left[\frac{1342}{Pr_{int}} \right]^2} \right)^3 + 1,816 \left(\frac{HE}{1 + \frac{1,15}{Pr_{int}}} \right)^{1,5} \right]^{1/3} \text{ avec } HE = \frac{Re_{int} \left(\frac{d_{int}}{d_{coil}} \right)^{0,5}}{1 + \left[\frac{Pitch_{coil}}{\pi d_{int}} \right]^2} \quad (10)$$

4.3. Echangeur air/eau

Les performances de cet échangeur dépendent du système/fabricant choisi. On supposera une efficacité E_{wa} représentative et constante à 0,52 pour l'échangeur eau/air issue des données d'un fabricant [8]. Une étude sera menée pour évaluer l'apport d'un échangeur plus efficace ($E_{wa} = 0,8$).

4.4. Discrétisation du sol

On modélise le sol sur un rayon de 6 m et sur une profondeur de 10 m. En effet, à cette profondeur on peut considérer que la température est constante et égale à 12°C (température moyenne annuelle du site). On suppose une cuve cylindrique (cf. Figures 3 et 4) et on modélise uniquement la moitié de la cuve grâce à la symétrie de révolution. Un schéma explicite est utilisé, un pas de temps de 15 min et un pas d'espace (selon les 2 directions r et z) de 10 cm ont été choisis en garantissant la convergence du modèle. La conductivité thermique du sol a été fixée à 1,5 W.m⁻¹.K⁻¹.

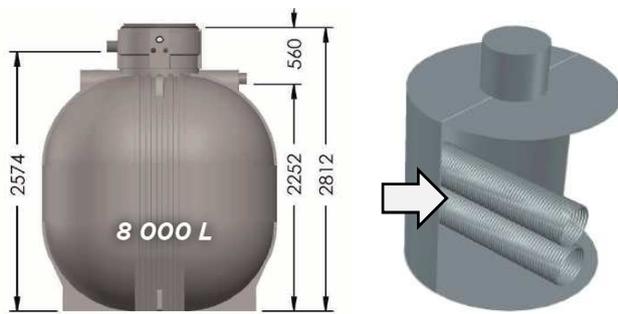


Figure 3: Simplification géométrique du réservoir avec implémentation de l'échangeur dimensionné

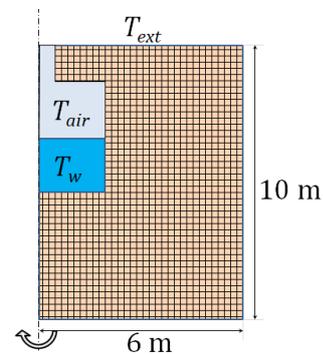


Figure 4 : Représentation du maillage du sol et des 2 zones « fluide »

4.5. Modèle zonal de la cavité d'eau

On suppose une température d'eau homogène dans le réservoir, ce qui reste une hypothèse forte, mais une modélisation plus complexe nécessiterait un code CFD. De plus, les faibles différences de températures constatées limitent les risques de stratification. Le bilan thermique sur le volume d'eau en régime instationnaire nous permet d'obtenir sa température supposée homogène, soit:

$$\begin{aligned} \rho_w V_w c_{pw} \frac{T_w^- - T_w^-}{\Delta t} &= h_w S_{wa} (T_{air}^- - T_w^-) + h_w S_{lat,w} (T_{lat,w}^- - T_w^-) \\ &+ h_w S_{low,w} (T_{low,w}^- - T_w^-) + \delta \rho_g c_{pg} q_g (T_{in}^- - T_{out}^-) \end{aligned} \quad (11)$$

Le 1^{er} terme correspond à l'échange avec l'air de la cuve, le 2^{ème} avec le sol à travers les parois latérales, le 3^{ème} avec le sol à travers la paroi inférieure et le 4^{ème} le soutirage de chaleur (ou la réinjection) lié au circuit d'eau glycolée. Une régulation sur la température extérieure a été programmée grâce au coefficient binaire δ pour faire fonctionner la pompe de ce circuit uniquement lorsqu'on en a besoin (par défaut si $T_{ext} > 24^\circ\text{C}$ ou si $T_{ext} < 8^\circ\text{C}$).

4.6. Modèle zonal de la cavité d'air

On suppose une étanchéité parfaite ainsi qu'un air saturé en humidité ce qui exclut tout calcul de transfert de masse. De la même façon, le bilan thermique sur l'air s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \rho_{air} V_{air} c_{p,air} \frac{T_{air} - T_{air}^-}{\Delta t} &= h_{ch} S_{wa} (T_w^- - T_{air}^-) + h_{ch} S_{top} (T_{top,air}^- - T_{air}^-) \\
 &+ h_{cv} S_{lat,low,air} (T_{lat,low,air}^- - T_{air}^-) \\
 &+ h_{cv} S_{lat,top,air} (T_{lat,top,air}^- - T_{air}^-) + US_{regard} (T_{top,air}^- - T_{air}^-)
 \end{aligned} \quad (12)$$

5. Résultats

Dans un premier temps, l'hypothèse défavorable a été faite que le niveau dans le réservoir de l'eau est stable toute l'année à son niveau minimal pour notamment simuler une sécheresse estivale. Ce volume de garde permet notamment de maintenir la pompe de relevage immergée. Ici, ce volume est considéré à 5 m³ sur les 8 m³ maximum. La figure 5 montre le champ de température dans le sol à un instant donné influencé par le réservoir. A l'instant initial le champ de température étant inconnu, il a été uniformément fixé à 9 °C. La figure 6 montre l'évolution de la température de l'eau dans le réservoir sur 5 ans et montre qu'il faut attendre 3 ans avant d'atteindre la stabilisation du champ de température dans le sol, les années 3, 4 et 5 étant quasiment confondues. L'idée est alors de faire une simulation de 3 ans et de ne conserver que la dernière année. La simulation a été faite avec le fichier météo de Strasbourg 2010-2020 généré par le logiciel *Meteonorm*. On relève également une amplitude raisonnable de 11,3 K, une valeur minimale de 5,4 °C qui permet d'éviter le gel de l'eau malgré le puisage de chaleur en hiver et une valeur maximale de 16,7 °C qui est tempérée malgré la réinjection de chaleur en été. La puissance maximum obtenue en été est de 1083 W.

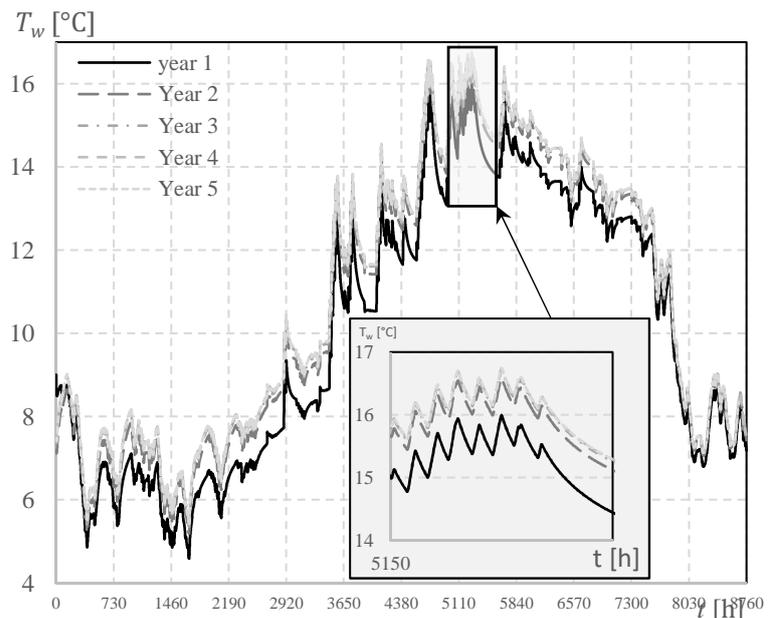
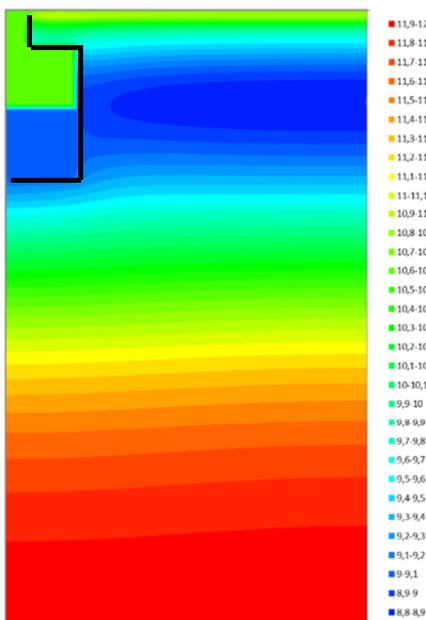


Figure 5 : Champ de température.

Figure 6 : Evolution des températures du réservoir sur 5 ans.

Les résultats sur la figure 7 ont été obtenus pour une régulation qui fait fonctionner le système pour $T_{ext} < 8^\circ\text{C}$ ou $T_{ext} > 24^\circ\text{C}$. On voit que le système permet d'éviter le givrage toute l'année (et donc l'utilisation de la résistance chauffante électrique de dégivrage de la centrale double flux) et permet de rafraîchir l'air neuf en été au maximum à 26 °C. Le tableau 1 récapitule les résultats de l'étude paramétrique en considérant des fichiers météorologiques actuels et futurs générés par *Météonorm* et en considérant des stratégies de régulation différentes. L'idée étant notamment d'évaluer la pertinence du « rechargement » du sol en frigidités l'hiver en vue de l'été. Pour les calculs, on considère un logement de 100 m² et une puissance de pompe de 20 W_{el} basée sur un calcul de pertes de charges de l'échangeur

hélicoïdal et des données du constructeur de l'échangeur eau/air [8]. Le tableau présente notamment respectivement, les températures minimum T_{min} et maximum T_{max} obtenues dans l'eau du réservoir, les puissances maximum générées par saison P_{max} , la quantité d'énergie absolue E et spécifique $E_{spé}$ récupérée du sol ou réinjectée dans le sol, le temps de fonctionnement des pompes par saison t_f , l'énergie primaire consommée par les pompes E_{pompe} et le coefficient de performance saisonnier du système COP .

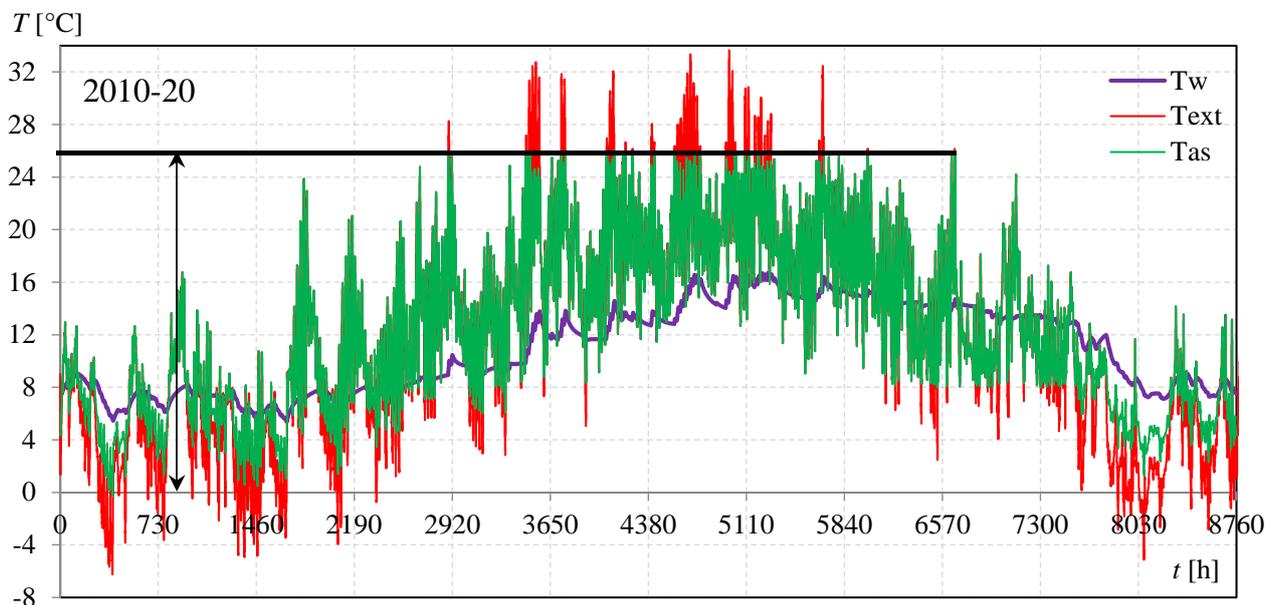


Figure 7 : Evolution de T_{ext} , T_w et T_{as} lors de la 5^{ème} année de simulation

Climat	Régulation (ON si...)		T_{min} [°C]	T_{max} [°C]	P_{max} [W]	E [kWh/an]	$E_{spé}$ [kWh/ m ² /an]	t_f [h]	E_{pompe} [kWh _{EP} /an/ m ²]	$COP \left(= \frac{2,58 E_{spé}}{E_{pompe}} \right)$ [-]
Strasbourg 2010-2020	$T_{ext} > 24$ et $T_{ext} < 8^{\circ}C$	été	-	16,7	1083	229	2,3	301	0,2	38
		hiver	5,4	-	-681	-715	7,1	2719	1,4	13
	$T_{ext} > 24$ et $T_{ext} < 8^{\circ}C$ et ($E_{wa} = 0,8$)	été	-	18,2	1576	324	3,2	301	0,2	54
		hiver	3,9	-	-908	-914	9,1	2630	1,4	17
	$T_{ext} > 24$	été	-	17,0	1044	222	2,2	301	0,2	37
	hiver	9,9	-	-	-	-	-	-	-	-
Strasbourg 2100	$T_{ext} > 24$ et $T_{ext} < 8^{\circ}C$	été	-	20,7	1051	442	4,4	732	0,4	30
		hiver	5,9	-	-772	-742	7,4	2421	1,2	15
	$T_{ext} > 24$ et $T_{ext} < 8^{\circ}C$ et ($E_{wa} = 0,8$)	été	-	22,3	1572	591	5,6	732	0,4	40
		hiver	4,1	-	-1166	-947	9,5	2341	1,2	20
	$T_{ext} > 24$	été	-	20,8	1039	430	4,3	732	0,4	29
	hiver	10,8	-	-	-	-	-	-	-	-

Tableau 1 : Performances du système selon plusieurs configurations

On s'aperçoit que l'eau dans le réservoir ne gèle jamais et que la régénération du sol en hiver a un impact très peu sensible sur le pic de température de l'eau en été (de l'ordre de 0,1 K). Le fonctionnement hivernal, malgré les consommations énergétiques de la pompe, est pertinent malgré tout pour éviter le recours à la résistance électrique antigivrage. Les consommations en énergie primaire évitées de la résistance électrique sont de $71 \times 2,58$ kWh_{EP} soit 1,8 kWh_{EP}/m²/an : valeur légèrement supérieure aux consommations hivernales de la pompe. Aussi, pour les simulations réalisées avec un climat futur, on s'aperçoit que les puissances récupérées sont légèrement plus faibles mais que la hausse des températures de l'eau augmente sensiblement de l'ordre de 4 K par rapport à des températures extérieures qui ont augmentées de 2 K en moyenne. Avec des températures extérieures plus élevées, à

régulation égale, le système est davantage sollicité en terme temporel ce qui réinjecte davantage de calories dans le volume d'eau. Ceci explique la hausse marquée de la température maximum du réservoir pour le climat futur. Enfin, les consommations en énergie primaire de fonctionnement du système en été sont négligeables mais au final le système apporte de l'énergie frigorifique spécifique sensible de l'ordre de 2 à 3 kWh/m²/an pour le climat actuel et de 4 à 6 kWh/m²/an pour le climat futur.

6. Conclusion

Un nouveau modèle numérique d'un récupérateur d'eau de pluie géothermique a été réalisé sous tableur afin d'en évaluer la pertinence énergétique lorsqu'il est couplé à une centrale de VMC double flux. L'objectif est d'éviter le recours à une climatisation active tout en garantissant le confort d'été. Le modèle simplifié a montré que ses performances permettaient de rafraîchir l'air neuf pendant les pics de température de 5 à 10 K avec des puissances de rafraîchissement de l'ordre de 1000 W. Cette ordre de grandeur est intéressant mais reste modeste au regard des règles usuelles de dimensionnement de climatisation requérant *a minima* de l'ordre de 50 W/m². Cependant, ce système ne prétend pas remplacer un système de climatisation mais permet de faire du rafraîchissement pour éviter un éventuel recours à la climatisation. Le modèle montre également de bonnes performances en considérant des climats futurs plus chauds (2100). Il montre également qu'il est préférable d'utiliser le système en hiver pour d'une part éviter le recours aux systèmes anti givre, mais aussi pour recharger le sol en vue de la saison estivale. En perspectives, il serait judicieux de coupler ce modèle à un modèle dynamique de bâtiment pour quantifier le confort obtenu à l'aide de ce système. De plus, il serait intéressant d'ajouter un modèle sur les flux de précipitations afin d'évaluer l'impact du remplissage et du soutirage d'eau dans le réservoir qui doit avoir tendance à améliorer les performances théoriques du système. Ces travaux sont en cours. Enfin, d'autres études paramétriques sont en cours pour évaluer l'impact de la géométrie (taille, matériau, profondeur d'enfouissement, isolation thermique de la partie haute du réservoir), de la régulation, et des propriétés thermo physiques du sol.

Références

- [1] Rapports du GIEC, <https://www.ipcc.ch/srccl/> (site consulté le 13/01/2020).
- [2] <http://www.meteofrance.fr/climat-passe-et-futur/climathd> (site consulté le 13/01/2020).
- [3] A. Cardona-Maestro, Etude sur la géothermie très basse énergie afin de redynamiser la filière, Etude ADEME, 9 Juin 2016
- [4] A. Choorapulakkal, M. Nogughi, Performance Analysis Of A Proposed 'Water Tube Heat Exchanger' Space Cooling System in Kerala, *PLEA2013 - 29th Conference, Sustainable Architecture for a Renewable Future*, Munich, Germany 10-12 September 2013
- [5] T.-S. Bisoniya, Design Of Earth-Air Heat Exchanger System, *Geothermal Energy*, Sept. 2015
- [6] S.Irei et T. Asakura, US Patent US 6,227,000 B1, Air conditioning system for refreshment utilizing rainwater, Yokohama (Japan), 2001.
- [7] TESS Component Libraries, *Type 534 : Vertically cylindrical storage tank with immersed heat exchanger*, TRNSYS documentation (2012).
- [8] Zehnder, Zehnder ComfoFond-L Q – Technical specification for brine-earth heat exchangers, septembre 2018

***In situ* measurement of the heat transfer coefficient on a building wall surface: h -measurement device based on a harmonic excitation**

Adrien FRANCOIS^{1,2*}, Laurent IBOS¹, Vincent FEUILLET¹, Johann MEULEMANS²

¹Univ Paris Est Créteil, CERTES, F-94010 Créteil, France ²Saint-Gobain Research Paris, 39 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers Cedex

*(Corresponding author: adrien.francois@u-pec.fr)

Abstract - This paper presents a novel *in situ* measurement method of the total heat transfer coefficient on a building wall. The device developed is based on harmonic thermal load of the wall surface. *In situ* tests of the method were performed in a steady environment as well as in off-equilibrium conditions (generated using electrical heaters). The heat transfer coefficient was estimated to 7.5 and 9 W.m⁻².K⁻¹ respectively. A parametric analysis allows determining the optimum operating conditions. The results obtained were in good agreement with standard values found in the literature. Measurement uncertainties were evaluated and a simple analytical model of the device was also developed.

Keywords: *in situ*; measurements; heat transfer coefficient; harmonic; thermal quadrupoles. buildings

1. Introduction

It has been shown that the uncertainties on the internal and external total heat exchange coefficients h_i and h_e (under the assumption of linearizable radiative heat transfers) have a large impact on building energy simulations (BES) outputs. These coefficients are also needed for an accurate *in situ* measurement of building heat losses. In both situations, h_i and h_e are seldom measured *in situ* because of the complexity of the process. Standard values [1] and empirical correlations [2] are rather used. While the former are often not adaptable to the situation experienced (specific geometry, wind speed, temperature gradient, etc.), the later are based on laboratory experiments which are usually not representative of conditions encountered in buildings. This makes the estimated values of h_i and h_e possibly highly inaccurate. Moreover, the uncertainties are rarely quantified.

Existing h measurement methods are usually only applicable in steady-state and are not able to capture temporal evolutions of the coefficient. In addition, they rely on the measurement of the so-called “operative” temperature (weighted average of the air and mean radiant temperatures). This temperature is complex to measure. It is usually supposed equal to the air temperature, which is not the case in many configurations, especially outdoor. Finally, the common approach consists in estimating the convective and radiative coefficients separately, so that the measurement uncertainties add up.

This paper proposes a novel *in situ* measurement method of the total heat exchange coefficient h . It is based on a periodic excitation. First, it is easy to implement and can be performed within only a few minutes. Second, it enables the continuous monitoring of the h coefficient, provided the variations of the environment temperature are not too fast (typically, the characteristic time of the variation should not be below one hour). Third, it does not require any knowledge of the operative temperature. This is interesting when the air temperature significantly differs from the mean radiant temperature. This happens in non-insulated buildings for

example, or in dynamic regimes when the building is being heated up or cooled down rapidly. This novel measurement method is presented in a paper in the *Energy and Buildings* journal [3]. The results presented here are additional information.

2. Presentation of the measurement method

2.1. Total heat transfer coefficient and operative temperature

The heat flux φ on the surface of a wall is given by (hypothesis of linearizable radiative hat flux):

$$\varphi = h_c (T - T_{\text{air}}) + h_r (T - T_{\text{MRT}}) \quad (1)$$

with h_c and h_r the convective and radiative heat transfer coefficients respectively, T , T_{air} and T_{MRT} the surface, air and mean radiant temperatures respectively. The h_r coefficient is obtained from linearization of radiative heat transfers:

$$h_r = 4\varepsilon\sigma T_m^3 \quad (2)$$

with ε the wall emissivity, σ the Stefan-Boltzmann constant and T_m a mean temperature. As a first approximation, $T_m = (T + T_{\text{MRT}})/2$. It is usually not necessary to distinguish the radiative and convective components: the heat flux φ can be expressed as a function of the total heat transfer coefficient h . Equation 1 becomes:

$$\varphi = h (T - T_{\text{op}}) \quad (3)$$

with $h = h_c + h_r$ and $T_{\text{op}} = (h_c T_{\text{air}} + h_r T_{\text{MRT}}) / h$ the so-called operative temperature.

2.2. Device

The h -measurement method presented here is based on a sinusoidal thermal load. The "h-meter" used is presented in Fig. It is made out of an array of nine thermoelectric coolers (TEC) sandwiched between two 1mm-thick aluminum plates to obtain a more uniform temperature. A 0.4 mm-thick heat flux meter (HFM) from Captec[©] with a type-T thermocouple embedded inside is fixed on the face of this assembly in contact with the air. The surface of the h -meter is covered with an adhesive tape that has the same apparent emissivity than the wall on which the device is fixed: 0.94 (emissivities were measured between 2 and 20 μm with an infrared spectrometer). As seen in Fig 2, the voltage U applied to the array of TEC is sinusoidal so that both the surface temperature and heat flux (given as variations around the mean value) are sinusoidal as well. It may be noted that the measurement noise on T and φ is very small.

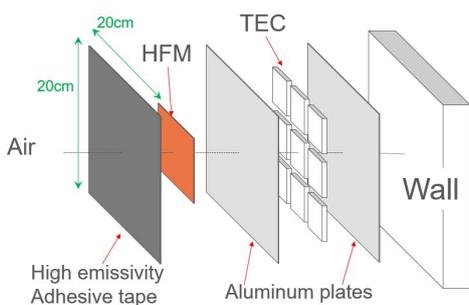


Figure 1: Scheme of the h -meter

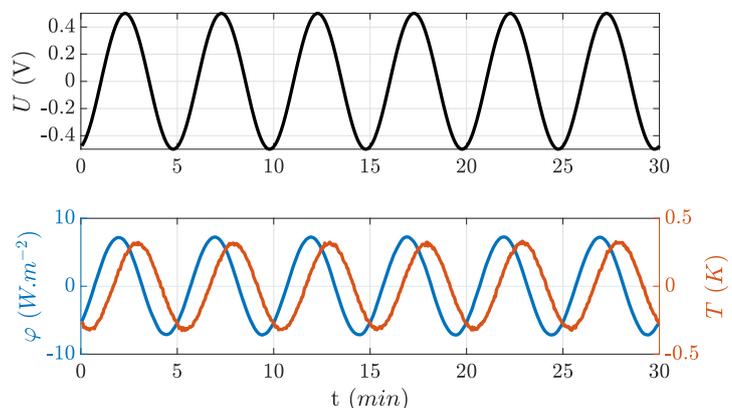


Figure 2: Input voltage (top) and measured surface heat flux and temperature variations (bottom)

2.3. Methodology

The operative temperature T_{op} is supposed to be constant for several oscillation periods. The temperature and heat flux are supposed measured exactly at the surface of the device. In the frequency domain (superscript \sim refers to complex harmonic notation), Eq 3 becomes:

$$\tilde{\varphi} = h\tilde{T} \quad (4)$$

where $\tilde{\varphi} = \varphi - \bar{\varphi}$ with $\bar{\varphi}$ the mean value during the few periods considered. Similarly for \tilde{T} . The estimated heat transfer coefficient \hat{h} is simply given by:

$$\hat{h} = \Re \left(\frac{\tilde{\varphi}}{\tilde{T}} \right) = \frac{A_\varphi}{A_T} \cos(\zeta) \quad (5)$$

with \Re the real part operator, A_φ and A_T the amplitudes of φ and T and ζ the phase lag between them. In practice, the \hat{h} value is derived from the discrete Fourier transforms FT_T and FT_φ of the signals:

$$\hat{h} = \Re \left(\frac{FT_\varphi(k_f)}{FT_T(k_f)} \right) \quad (6)$$

with k_f the index of the harmonic corresponding to the excitation frequency f .

2.4. Measurement uncertainties

According to the GUM [4], measurement uncertainties belong to two categories: type-A and type-B. Basically, type-A uncertainties are estimated by statistical methods whereas type-B ones are evaluated otherwise. The Fourier transform of a N -point sequence y (measurements of T or φ for instance) for the index k_f is given by:

$$FT(k_f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} y(n) \exp\left(-j\frac{2\pi n}{N}k_f\right) = R + jI \quad (7)$$

with R and I the real and imaginary parts of $FT(k_f)$. The uncertainties over R , I and the amplitude $A = \sqrt{R^2 + I^2}$ are propagated from the uncertainties over y [5]:

$$u_R^2 = u_I^2 = u_A^2/4 = \frac{u_y^2}{2N} \quad (8)$$

The uncertainties over the amplitudes u_{A_φ} and u_{A_T} are estimated from the noise on the Fourier transforms of φ and T . Combining equations 6 and 7:

$$\hat{h} = \frac{R_\varphi R_T + I_\varphi I_T}{R_T^2 + I_T^2} \quad (9)$$

The propagation relates the uncertainty over the desired quantity α to the m parameters β_1, \dots, β_m on which it depends:

$$u_\alpha = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \beta_i} u_{\beta_i} \right)^2} \quad (10)$$

In the end, it comes:

$$u_{\hat{h}} = \frac{1}{A_T} \sqrt{u_{A_\varphi}^2 + \left(\frac{A_\varphi}{A_T} \right)^2 u_{A_T}^2} \quad (11)$$

3. Method optimization

The best operating conditions for the use of the "h-meter" were determined. Two parameters had to be adjusted: the period and the amplitude of the oscillations.

3.1. Influence of the oscillation period

The oscillation period P was varied between 0.5 and 16 min during an experiment. The applied voltage and the operating conditions are kept constant. The measured heat flux and temperature are plotted in Fig 3. It may be noted that the higher P , the higher A_T and the smaller A_φ .

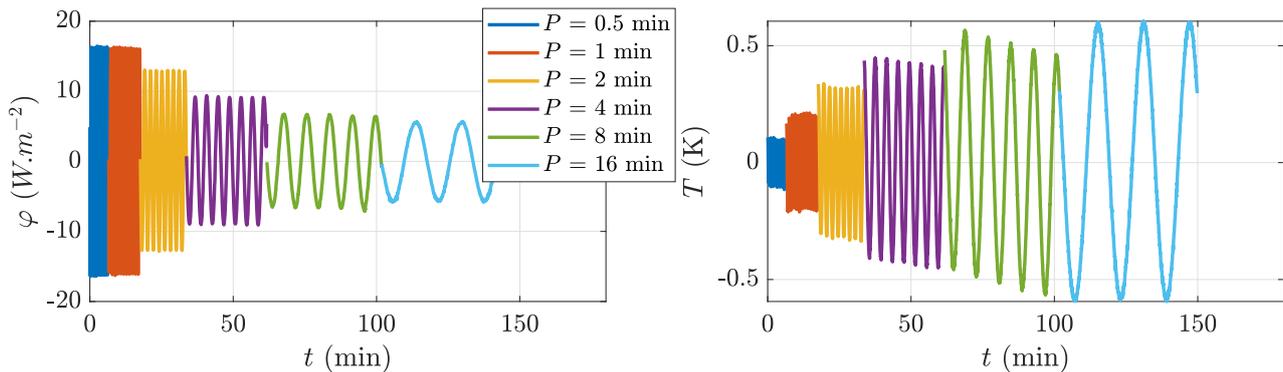


Figure 3: Measured heat flux (left) and temperature (right) on h -meter surface for several oscillation periods (variations around mean value)

In addition, as shown in Fig 4 the phase lag ζ between φ and T increases as P decreases. At high frequencies, ζ is even close to 90° . These observations are explained in more details in section 6. Finally, the impact of the period on the estimated heat transfer coefficient \hat{h} is presented in Fig 5.

Thus, a too short period leads to significant over-prediction of the h -value (a value around $7.7 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ is expected [1]). This is mainly due to the thermal inertias of the HFM and the aluminum plate which are neglected in the model. At high frequency, these inertias have an impact on the phenomenon. On the other side, increasing the oscillation period above 5 min has almost no influence on the measured value. Therefore, the period of 5 min was retained.

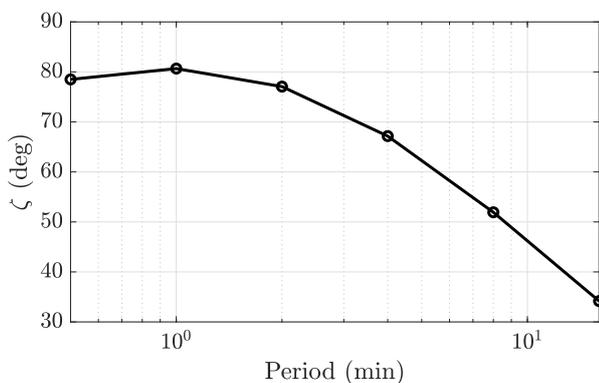


Figure 4: Influence of oscillation period on phase lag between φ and T

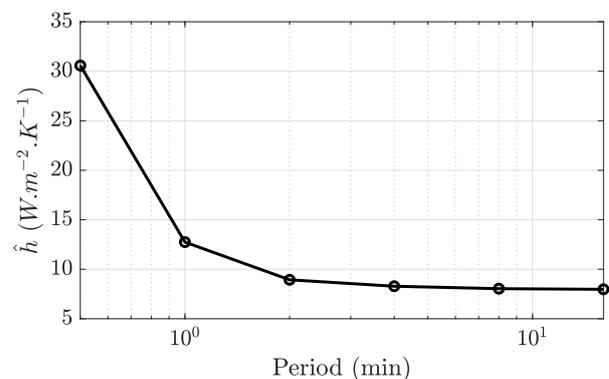


Figure 5: Influence of oscillation period on estimated h -value

3.2. Influence of the oscillation amplitude

To optimize the oscillation amplitude, the magnitude of the voltage supplied to the TEC was varied. Two configurations were tested: natural convection and forced convection. For the second one, a fan was used. The impact of the amplitude of temperature oscillations on the estimated heat transfer coefficient is visible in Fig 6. The experiments were repeated several times.

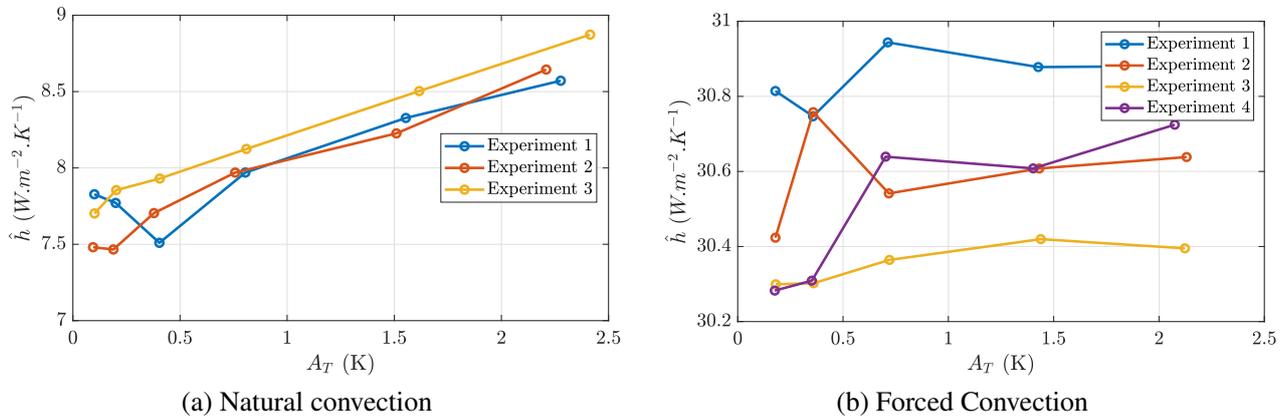


Figure 6: Measured h -coefficient according to the amplitude of temperature oscillations A_T in natural convection (left) and forced convection (right)

In natural convection, the higher the temperature amplitude, the higher \hat{h} . This result is physical as in natural convection, h_c strongly depends on the temperature difference between the surface and the fluid. Nevertheless, for the "h-meter" to be less intrusive as possible (do not locally change h), A_T should be small. It may be noted that \hat{h} is almost constant when A_T is below 0.5 K. In forced convection however, \hat{h} does not depend on the amplitude, which is also physical. Therefore, for the measurement to be accurate in any situation, the oscillations of the temperature should remain below 0.5 K.

4. Experimental setup

The method was tested *in situ*. The h -meter was fixed 1.5 m high on the middle of a building interior wall. The windows were shut to prevent direct solar radiation. Each estimation was made from the analysis of six consecutive periods. This number was chosen because it proved to minimize the measurement uncertainties. In order to generate off-equilibrium conditions, four 500 W electrical heaters were switched on for five hours and then switched off. Before the application of this thermal load, the room remained at thermal equilibrium for at least two days. Calibrated type-K thermocouples were used to measure air and wall temperatures. These measurements (made at the same altitude) are plotted in Fig 7 along with the temperature difference.

It is important to point out that in this type of off-equilibrium situation, the usual assumption $T_{op} = T_{air}$ is no longer valid. This is clearly visible in Fig 7 (T_{MRT} is supposed to be close to T_{wall}). For this reason and also because of the air stratification, the use of T_{op} is complex, hence the advantage of our method that does not require T_{op} .

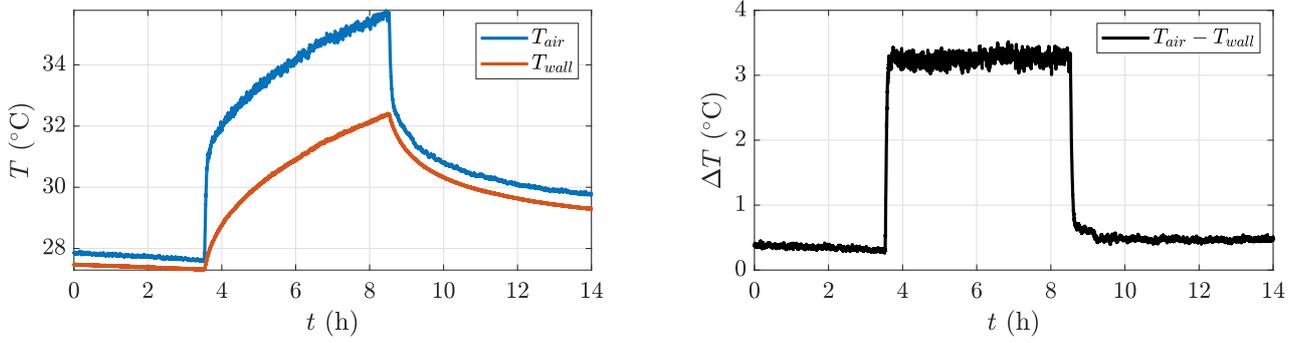


Figure 7: Indoor air and wall temperatures (left) and corresponding temperature difference (right)

5. Results

The evolution of the measured heat transfer coefficient is plotted in Fig 8. Before and after the heating, the measured coefficient is between 7 and 7.5 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. This is in good agreement with the standard value 7.7 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ from ISO 6946 [1]. During the heating phase however, \hat{h} is larger (around 9 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$), as so is its variance and uncertainty. This may be explained by the air movements induced by the heaters which changed the convection environment. The measurement uncertainty is around 0.5 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

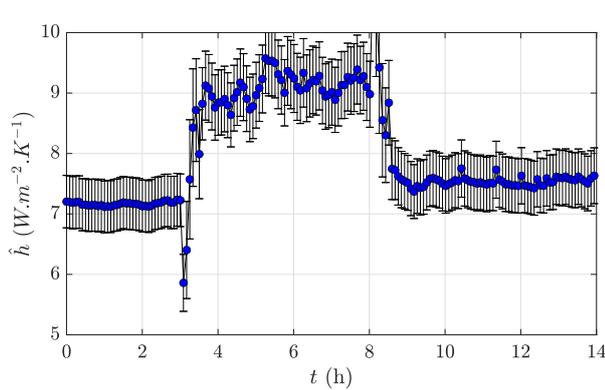


Figure 8: Measured h -value with uncertainties

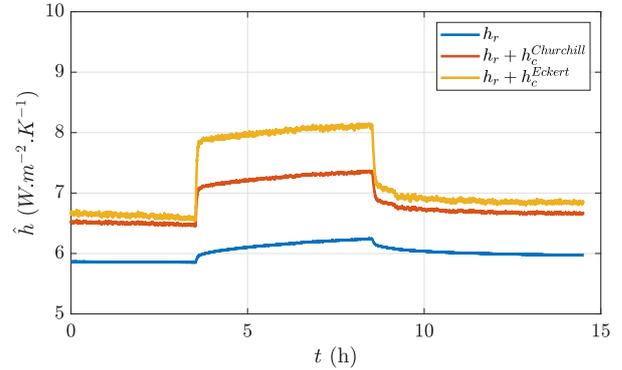


Figure 9: Estimated h -value from empirical correlations

The measurements are compared to predictions from two empirical correlations of h_c for vertical natural convection problems from the literature:

$$Nu_x = 0.0295 \frac{Pr^{1/15}}{(1 + 0.494Pr^{2/3})^{2/5}} Ra_x^{2/5} \quad (12)$$

$$Nu_x = 0.68 + \frac{3}{4} \times 0.515 \times Ra_x^{1/4} \quad (13)$$

with $Nu_x = \frac{h_c \cdot x}{\lambda}$, $Pr = \frac{\nu}{a}$, $Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot x^3}{\nu^2} Pr$, respectively the Nusselt, Prandtl and Rayleigh numbers, x the characteristic dimension of the problem (here the altitude), ν , a and λ are the air cinematic viscosity, thermal diffusivity and thermal conductivity respectively, g the gravity acceleration, $\beta = 1/T_{air}$ the air expansion coefficient and $\Delta T = T_{air} - T_{wall}$. The combination of measured temperatures (see Fig 7), equations 12, 13 (for h_c) and 2 (for h_r) lead to the

estimated \hat{h} -value plotted in Fig 9. It may be noticed that the two tested correlations both under-predict h but also give results that are very different from each other. This is an illustration of the limitations of empirical correlations: they were developed in laboratory conditions that are not always representative of *in situ* conditions. In particular, the air movements induced by the heaters probably turns the natural convection into mixed convection.

6. Theoretical model

In order to justify some of the tendencies observed, a simple analytical model of the h -meter was developed. Basically, the measured temperature and heat flux are not exactly the one on the surface of the device. Indeed, the HFM is located below some adhesive tape (useful to increase its emissivity) and the HFM itself is covered with a copper sheet. These layers introduce a bias in the measurement of surface quantities despite their very small thicknesses. As shown in Fig 10, they are modeled here as a unique layer of thermal resistance R and capacity C .

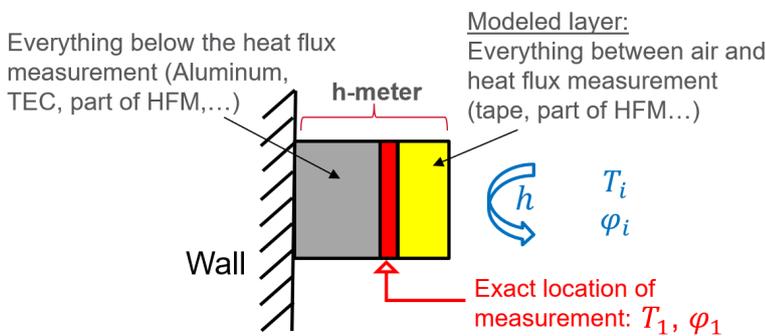


Figure 10: Simplified scheme of the h -meter

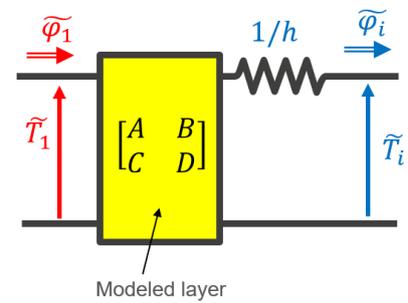


Figure 11: Electrical analogy of the modeled layer

The problem is modeled in the frequency domain with the thermal quadrupole formalism [7] (see electrical analogy in Fig 11):

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_1 \\ \tilde{\varphi}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 1/h \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tilde{T}_i \\ \tilde{\varphi}_i \end{bmatrix} \quad (14)$$

with

$$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\sqrt{i2\pi fRC}) & \sinh(\sqrt{i2\pi fRC}) / \sqrt{i2\pi fC/R} \\ \sinh(\sqrt{i2\pi fRC}) \times \sqrt{i2\pi fC/R} & \cosh(\sqrt{i2\pi fRC}) \end{bmatrix} \quad (15)$$

The cut-off frequency $1/(RC)$ was roughly estimated to 3 Hz (for 0.2 mm of adhesive tape of thermal conductivity $0.1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ and diffusivity $0.13 \times 10^{-6} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$) which is three orders of magnitude above the oscillation frequency. Then, Eq 15 is simplified to:

$$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \xrightarrow{f \rightarrow 0} \begin{bmatrix} 1 & R \\ i2\pi fC & 1 \end{bmatrix} \quad (16)$$

The indoor air temperature is supposed constant: $\tilde{T}_i = 0$. It comes:

$$Z = \frac{\tilde{\varphi}_1}{\tilde{T}_1} = \frac{D_1 h + C_1}{A_1 + h B_1} \xrightarrow{f \rightarrow 0} \frac{h + i2\pi fC}{1 + hR} \quad (17)$$

Hence

$$\|Z\| \simeq \frac{\sqrt{h^2 + 4\pi^2 f^2 C^2}}{1 + hR} \quad (18)$$

$$\zeta \simeq \text{atan} \left(\frac{2\pi f C}{h} \right) \quad (19)$$

and, given that $hR \ll 1$:

$$\hat{h} = \Re(Z) \simeq \frac{h}{1 + hR} \simeq h - h^2 R \quad (20)$$

Eq 19 proves that the phase lag ζ between the measured quantities T_1 and φ_1 increases with the oscillation frequency, and therefore decreases with the period, as noted in Fig 4. As seen in Eq 20, the thermal resistance R of the small layer between the measurement location and the air introduces a negative bias on \hat{h} that increases linearly with R and quadratically with h . Eq 18 shows that the higher thermal capacity C of the layer, the higher $\|Z\| = A_\varphi/A_T$ which increases the measurement uncertainties (see Eq 11).

7. Conclusion

The total heat transfer coefficient h on a building wall is seldom measured *in situ*. Yet, its value has a major impact on building energy simulations and on *in situ* thermal losses quantifications. The present work proposes an *in situ* measurement method of h based on a harmonic excitation. A "h-meter", mainly made of thermoelectric coolers and a heat flux meter, was developed and implemented on an indoor wall. The optimal operating conditions (period and amplitude of the oscillations) were determined thanks to a parametric analysis. The method was validated in laboratory on test cases both in steady-state and off-equilibrium conditions (four 500 W electrical heaters heated up the indoor air). The heat transfer coefficient was estimated to 7.5 and 9 W.m⁻².K⁻¹ respectively. The technique proved a good reproducibility and agrees well in steady-state with standard value from ISO 6946 [1]. Some discrepancies are observed with empirical correlations from the literature, mainly because they were derived from experiments not representative of building conditions. The measurement uncertainty was estimated around 0.5 W.m⁻².K⁻¹. In future work, it would be interesting to test the methodology outdoor and to investigate the impact of changing the emissivity of the device.

References

- [1] EN ISO 6946, *Building components and building elements-Thermal resistance and thermal transmittance-Calculation method* (2007).
- [2] A. Bejan, *Convection heat transfer*, John Wiley & Sons (2013).
- [3] A. François, L. Ibos, V. Feuillet, J. Meulemans, Novel in situ measurement methods of the total heat transfer coefficient on building walls, *Energy and Buildings* (2020). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2020.110004>
- [4] IEC BIPM, ILAC IFCC, IUPAC ISO, *Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM: 1995 with minor corrections)* bureau international des poids et mesures (2008).
- [5] G. Betta, C. Liguori, A. Pietrosanto, Propagation of uncertainty in a discrete Fourier transform algorithm, *Measurement*, 27 (2000) 231-239.
- [6] J. Taine, F. Enguehard, E. Iacona, *Transferts thermiques-Introduction aux transferts d'énergie- 5e édition*, Dunod (2014).
- [7] D. Maillet, S. André, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons Inc (2013).

Experimental works with new prototype for measuring thermal resistance of building walls.

Thanh-Tung HA^{1*}, Laurent IBOS¹, Vincent FEUILLET¹, Yann GARCIA², Véronique LE SANT², Alain KOENEN², Laurent PEIFFER³, Remi BOUCHIE⁴, Kamel ZIBOUCHE⁴, Julien WAEYTENS⁵

¹Univ Paris Est Creteil, CERTES, F-94010 Creteil (France)

²LNE, 29 Rue Roger Hennequin, 77420 Trappes (France)

³CEREMA, 71 Rue de la Grande Haie, 54510 Tomblaine (France)

⁴CSTB, 84 Avenue Jean Jaurès, 77420 Champs-sur-Marne (France)

⁵Univ Gustave Eiffel, IFSTTAR, 14-20 Boulevard Newton, 77420 Champs-sur-Marne (France)

*(Corresponding author: thanh-tung.ha@u-pec.fr)

Abstract - This paper presents experimental works on thermal resistance estimation with real walls under controlled environment conditions. A new approach of measurement setup based on an active method was developed to improve the quality of measured data and to eliminate sensitive factors of estimation. Three different estimation models were applied in order to find out the thermal resistance of the studied wall (Internal Wall Insulation or IWI). According to final results, thermal resistance can be estimated around theoretical value with error less than 10%.

Keywords: Thermal resistance; inverse problem; building; active method; measurement.

Nomenclature

T	temperature, °C	<i>Index and exponent</i>	
F_{ab}	absorbed flux, W/m ²	I	internal
b	thermal effusivity, J.K ⁻¹ .m ⁻² .s ^{-1/2}	E	external
h	internal heat transfer coefficient, W/m ² .K	a	air
e	thickness, m	S	surface of the wall
<i>Greek symbols</i>		IWI	Internal Wall Insulation
λ	thermal conductivity, W/m.K	GHB	Guarded Hot Box
ρC_p	volumetric heat capacity, J/K.m ³		
τ	time constant, s		

1. Introduction

The thermal resistance is one of the physical parameters which allows qualifying building thermal insulation level. By considering the global objective about energy consumption, the thermal regulation requires a limit of this value for the construction of new buildings and the renovation of older ones. According to the French thermal regulation [1], the objective to be achieved is to have an energy consumption below 50kWh/m²/year depending of the building localisation. Therefore, the need for a robust measurement method of the thermal resistance becomes more necessary. In this context, several methods and measurement techniques which can estimate this kind of parameter were developed [2, 3, 4, 5]. However, to avoid unwilling error during measurement, various conditions which may not be available all the time must be required. For this reason, some studies were started to examine these weaknesses in order to obtain a more robust measurement method for the thermal resistance. Being one of them, the RESBATI project (RESistance thermique de paroi des BATiments), which is granted by French

National Research Agency (ANR), was launched. The project objective consists in developing an in-situ device based on an active method which works with any kind of walls at any moment of the year (winter or summer) and which requires short measurement duration in order to estimate the thermal resistance of the wall.

After validating estimation methods via numerical studies [6], several experimental tests were performed to validate the capability of the measurement device. Internal Wall Insulation (noted IWI) was chosen during this study because of its popularity in France and of its medium resistance and weak lateral effect of thermal diffusion. Different constant and varied environment conditions were tried by using climatic chambers at LNE and CEREMA. The proposed prototype in this study is based on active method which is carried on under different conditions; Then the thermal resistance will be calculated by solving inverse problem.

2. Presentation of estimation process

2.1. Estimation algorithms

During this study, three different estimation methods proposed by CSTB, IFSTTAR and CERTES were used. Each of them is based on different approach of heat transfer modelling. The details of all methods were presented in [6]. A representation of a wall by using RC circuit is used in model of CSTB (based on the ISABELE method [7]). This approach can be considered as a gray box method. The resistances and capacities are adjusted in order to maximize the likelihood function. The complete estimation process is done by using CTSM-R package [8]. In the IFSTTAR approach, one-dimensional heat transfer differential equation and finite element method are considered as direct model. The descent gradient and Tikhonov regularization [9] are used as main algorithm of parameter estimation. Instead of directly solving heat transfer equation in time space, CERTES proposed to apply the Laplace transform on the differential equation in order to obtain a linear quadrupoles relation. The Bayesian inference [10] is used in CERTES model to identify the thermal resistance.

2.2. Thermal resistance estimation procedure

Three measurement data are collected: the internal surface temperature T_{SI} , the external surface temperature T_{SE} and the net absorbed flux on the internal surface Fab_{SI} . Following numerical results in [6], it has been shown that the wall parameters are better estimated with IWI if we focus on T_{SI} instead of the two other measurement data.

Therefore, in this study, we consider T_{SE} and Fab_{SI} as inputs of the direct model then minimize the least-squares functional $S(\beta)$ of T_{SI} computed by the direct model with parameter vector β and measured (see equation 1) in order to obtain the estimated parameters:

$$S(\beta) = \sum_t \left(T_{SI}^{model}(t, \beta) - T_{SI}^{meas.}(t) \right)^2 \quad (1)$$

Because each partner used different representations for heat transfer modelling in the wall, the estimated parameters are not the same. The Table 1 presents the parameters which are estimated by each partner.

Partner	Estimated parameters
CSTB	Equivalent thermal resistance R and heat capacity C for each layer (3 layers)
IFSTTAR	Thermal conductivity λ and volumetric heat capacity ρC_p for each layer (4 layers, the thickness e of each layer is fixed during the estimation)
CERTES	Thermal effusivity b and the time constant $\tau (= e^2 \rho C_p / \lambda)$ for each layer (4 layers)

Table 1 : Parameters of the wall estimated by each partner (more details in [6]) for all tests by minimization of equation (1).

3. Presentation of experimental setup

3.1. Wall configuration

The investigated wall is an IWI wall of section $2 \times 2 \text{ m}^2$ made by CSTB (see Figure 1). The Table 2 presents the characteristics of each layer. The thermal conductivity of second layer (Expanded Polystyrene Insulation or EPS) was measured by the Guarded Hot Plate (noted GHP) [11] at the average temperature of $10 \text{ }^\circ\text{C}$ at LNE. According to these values, the theoretical thermal resistance of the wall is $4.09 \text{ K.m}^2\text{W}^{-1}$. Several thermal sensors (thermocouples and heat flux meters) were installed inside each layer to observe internal variation of temperature and heat flux.

Unit	Material	Thickness mm	Thermal conductivity $\text{mW.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Thermal resistance $\text{K.m}^2.\text{W}^{-1}$
Layer 1 (internal)	Plasterboard	13	250	0.05
Layer 2	EPS	118.7	30.8	3.85
Layer 3	Concrete	150	850	0.18
Layer 4 (external)	External coating	15	1300	0.01

Table 2 : Physical characteristics of investigated IWI wall .

3.2. Thermal excitation source

We used a lamp box for the thermal excitation of the wall. It was developed during a preceding project in CERTES [12] and modified in this new project. This box is made of wood and its inner faces are covered by a reflective film to homogenize heat flux leaving its open front face (see figure 2). This IWI wall was tested in different testing devices (Guarded Hot Box at CSTB, energy room called REBECCA at LNE and climatic chamber at CEREMA). This wall was trucked between different sites.

During sensitivity tests before running experiments, we found out that the heat transfer coefficient h_I has a very high sensitivity compared to others (see Figure 3). To highlight this effect, three estimations of the thermal resistance were ran with numerical data simulated by

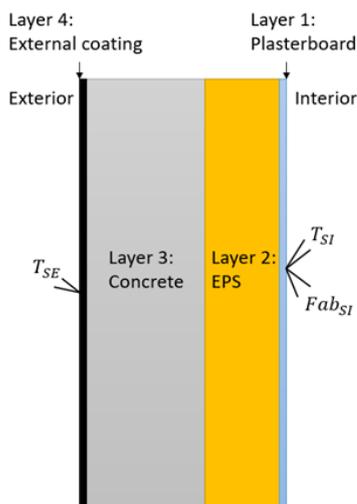


Figure 1 : Presentation of tested IWI wall .

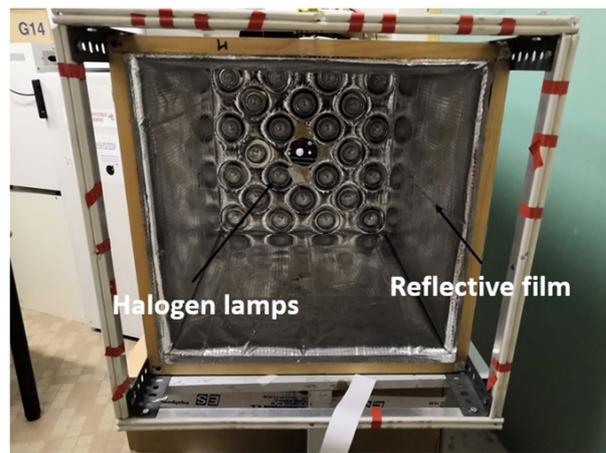


Figure 2 : Lamp box used as heat excitation source .

varying 1% of the h_I value. Shown in Figure 4, three results totally different were obtained with the CERTES estimation method. Therefore, to avoid the influence of this parameter, an aluminum plate was installed in front of the lamp box and allows us to measure directly the net absorbed heat flux $F_{ab_{SI}}$ which comes through the wall (see Figure 5). Hence, the coefficient h_I is removed in this configuration. This plate has to be in contact with the wall surface as much as possible ¹. Several thermocouples and heat flux meters are fixed on this plate by using a high conductive glue made of iron in order to verify its lateral homogeneity of thermal state. An insulation guard made of extruded polystyrene around the plate is required to avoid heat exchanges on its edges. The lamps heat the plate coated with a black paint and the heat flux passes through it to reach the wall surface. The complete configuration of the experimental setup is represented in figures 6 and 7. Several advantages can be listed by using this plate: simple and fast installation (5-10 minutes), high signal-to-noise ratio for measurement data, the internal heat transfer coefficient not included and better homogeneity for the thermal state applied on the heating zone.

3.3. Tests in climatic chambers

For controlling environment temperature effectively, two climatic chambers were used, one at LNE (REBECCA cell [13]) and another at CEREMA. For each chamber, several internal and external air temperature scenarios during 24 hours were programmed.

On one hand, due to the variation of thermal conductivity of materials as a function of operating temperature, three levels of constant temperature were used to verify the measurement capability of the prototype under different conditions (cases 1 to 8). On the other hand, four variable tests at CEREMA used true temperature records in France for external air (cases 9 to 12). For each case, we applied two different heating powers to study the influence of this parameter on estimation results. The complete schedule for the two chambers is shown in Table 3 and plotted in Figure 8.

¹In fact, a thin air gap, which is not ventilated thanks to the insulation guard, located in the middle of the aluminium plate and wall surface should be taken into account because it is hardly to ensure a perfect physical contact between them. According to RT2012 [1], our non ventilated air gap (thickness < 1 mm) has a thermal resistance of $0.04 \text{ K.m}^2/\text{W}$. In order to analyse correctly the thermal resistance of tested wall, this additional amount was removed from the estimated results presented in this study.

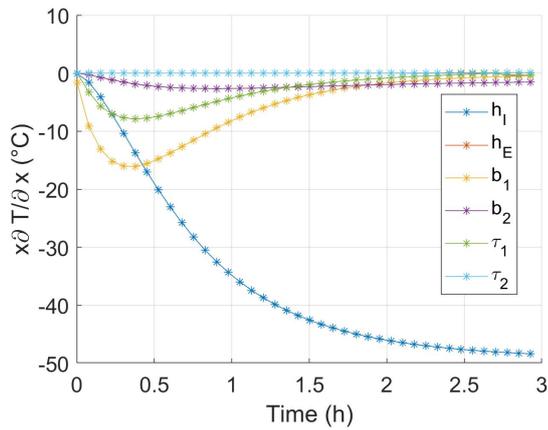


Figure 3 : *Reduced sensitivity coefficients of parameters: internal and external heat transfer coefficient h_I and h_E , thermal effusivity and time constant of first layer b_1, τ_1 and second layer b_2, τ_2 , for T_{SI} computed by CERTES model.*

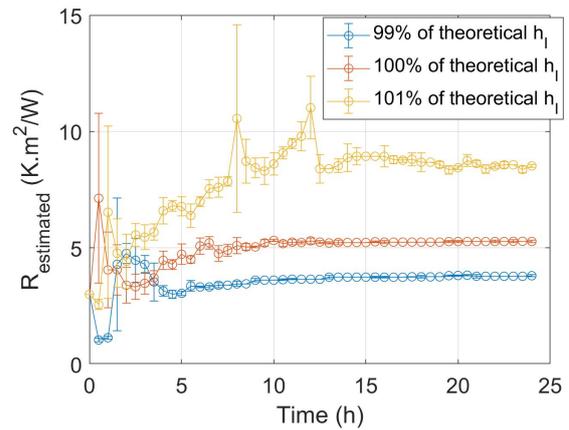


Figure 4 : *Different evolution of estimated thermal resistance by varying the internal heat transfer coefficient with the CERTES estimation method .*

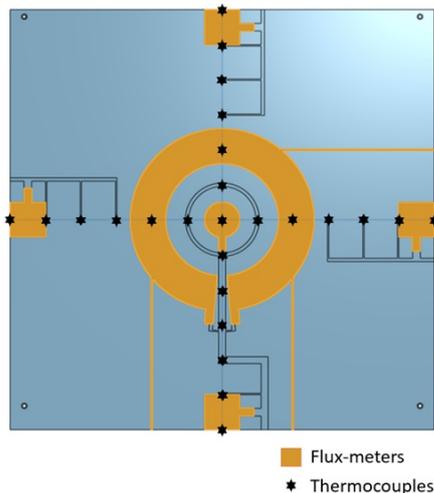


Figure 5 : *Aluminum plate face which is in contact with the building wall with integrated thermal sensors .*

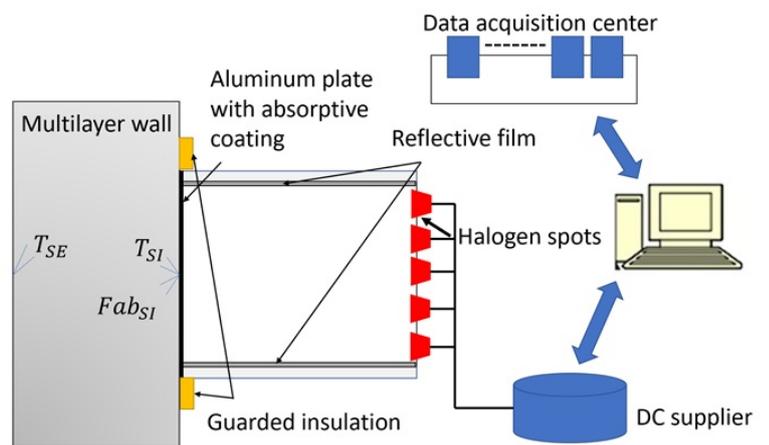


Figure 6 : *Schematic view of experimental setup*

4. Results

4.1. Guarded Hot Box measurement at CSTB

The normalized method ISO 8990:1994 [5] was first tested to obtain a reference normative value of thermal resistance for the tested wall. We used the Guarded Hot Box (GHB) at CSTB for this measurement. Three levels of average temperature were applied: 10 °C, 20 °C and 30 °C. The result of this measurement will be used as a reference value for estimation comparison. However, the tests under "Varied type 1" condition in climatic chamber have an average temperature around 15 °C. Then, to obtain a reference value for this case, we considered an average value between 10 °C and 20 °C GHB results. Table 4 presents the thermal resistances obtained at various operating temperatures and these results are used as reference values R_{ref}

Case no.	Test	Internal temperature T_{aI}	External temperature T_{aE}	Heat power	Regime
1/2	LNE 1/2	20°C	0°C	50% / 100%	c.
3/4	CEREMA 1/2	20°C	0°C	50% / 100%	c.
5/6	CEREMA 3/4	30°C	10°C	50% / 100%	c.
7/8	CEREMA 5/6	25°C	35°C	50% / 100%	c.
9/10	CEREMA 7/8	20°C	Varied type 1	50% / 100%	v.
11/12	CEREMA 9/10	20°C	Varied type 2	50% / 100%	v.

Table 3 : Test schedules at the LNE and CEREMA with IWI wall under constant (c.) and variable (v.) environmental conditions (note that odd case numbers refer to half heating power whereas even case numbers refer to full heating power).

for estimation. Note that the GHB provides the U-value of the wall and the measured superficial thermal resistances have been removed to obtain the thermal resistance of the wall.

Average temperature (°C)	Thermal resistance (K.m ² .W ⁻¹)	Uncertainty (K.m ² .W ⁻¹)
10	3.8	0.6
20	3.5	0.8
30	3.3	0.5
15*	3.65	—

Table 4 : Guarded Hot Box measurement results (*: computed by averaging) with their uncertainties [5].

4.2. Estimation results for constant environmental conditions

The Figures 9 and 10 present the estimation results estimated by CSTB, IFSTTAR and CERTES, respectively after 6 hours and 12 hours of measurement. Here, the results are normalized by the reference value corresponding to each average temperature case.

The first eight cases were launched under constant conditions, we observe that we can estimate a quite good thermal resistance which stays within 5% and 10% zones of relative error between estimated and reference values after 6 hours of measurement in most of cases. Moreover, if we focus on the cases with odd numbers which use only 50% of maximal heat power, the results do not change much from 6 hours to 12 hours, except for case 7. We see the same tendency with the full power cases (even number cases). Only the case 2 shows a high variation between 6 and 12 hours but its estimated value stays in the same acceptable zone.

We must note that for cases 7 and 8, the constant heat flow is in opposite direction of the heating excitation because outdoor temperature (35 °C) is higher than indoor temperature (25 °C). The use of half power (case 7) seems not to be sufficient in this particular situation to obtain

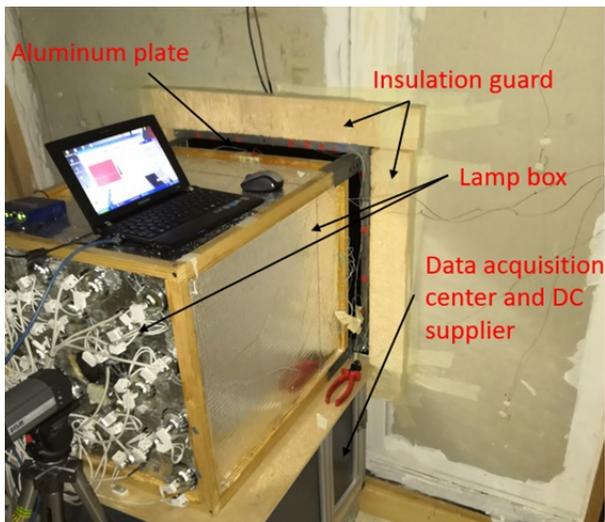


Figure 7 : Real view of experimental setup in the climatic chamber of CEREMA .

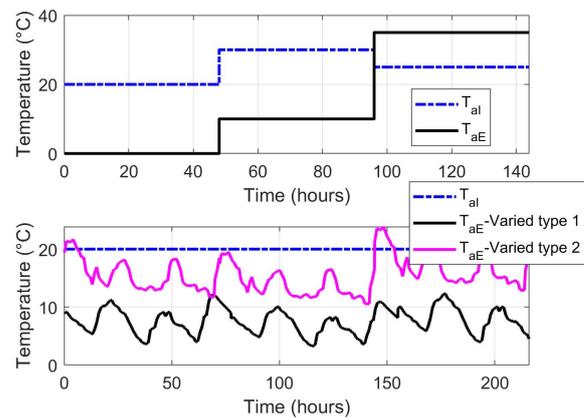


Figure 8 : Constant and variable environmental conditions tested during measurement campaign.

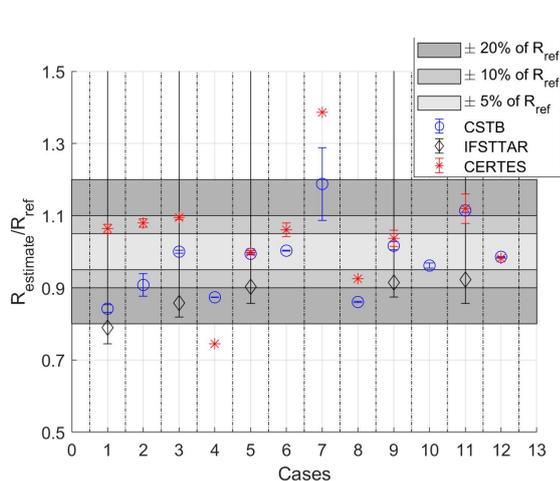


Figure 9 : Estimated thermal resistance and its uncertainty obtained after 6 hours of measurement .

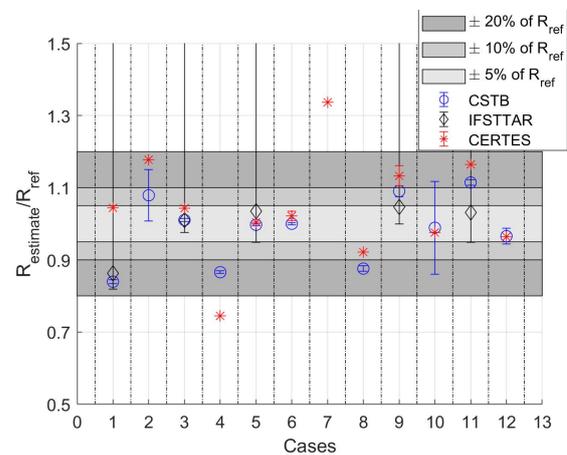


Figure 10 : Estimated thermal resistance and its uncertainty obtained after 12 hours of measurement .

a good estimation of the thermal resistance. The use of full power is preferable (case 8) here.

4.3. Estimation results for variable environmental conditions

The variable case results are presented in Figures 9 and 10 with cases 9 to 12. As observations of constant case, we obtain acceptable thermal resistance values with at least 6 hours of measurement. If we compare these cases in terms of applied heat power, the full power cases show better results than the half power ones. The explanation of constant 25 °C/35 °C test results also seems correct for these cases. The higher power supplies a strong enough flow in order to erase effects coming from variable outdoor condition.

To sum up, these results obtained by the three groups (CSTB, IFSTTAR and CERTES) showed that 6 hours of measurement are sufficient to obtain a high efficiency in thermal resistance estimation under real conditions. This is an important advantage in comparison to

other existing measurement methods.

5. Conclusion

This experimental work was carried out in order to test the prototype developed in RESBATI project and to validate the estimation methods proposed by the project partners. We worked with a real wall in climatic chambers under constant and variable environmental conditions which were similar to outdoor conditions encountered in reality. According to the obtained results, we need at least 6-hour data measured by the proposed prototype, which is less than existing methods, to obtain a value of the thermal resistance of a real IWI wall very close to the one measured by the normalized method, whatever the environmental conditions. The next measurements concern two other walls (External Wall Insulation and Wood Frame Wall) in climatic chambers and a Single Wall of a building in the Sense-City equipment of IFSTTAR.

References

- [1] *Réglementation thermique RT 2012*, Ed. CSTB (2012).
- [2] ISO 9869-1, Thermal insulation - Building elements - In-situ measurement of thermal resistance and thermal transmittance - Part 1: Heat flow meter method, *ISO Standard* (2014).
- [3] ISO 9869-2, Thermal insulation - Building elements - In-situ measurement of thermal resistance and thermal transmittance - Part 2: Infrared method for frame structure dwelling, *ISO standard* (2018).
- [4] R. Albatici, A. M. Tonelli, M. Chiogna, A comprehensive experimental approach for the validation of quantitative infrared thermography in the evaluation of building thermal transmittance, *Applied Energy*, 141(2015), 218-228.
- [5] ISO 8990, Thermal insulation - Determination of steady-state thermal transmission properties - Calibrated and guarded hot box, *ISO standard* (1994).
- [6] T.-T. Ha, V. Feuillet, L. Ibos, J. Waeytens, K. Zibouche, S. Thébault, R. Bouchié, V. Le Sant, Benchmark de méthodes d'identification de paramètres sur données simulées: application à la mesure sur site de la résistance thermique de parois de bâtiments par méthode active, *Congrès SFT* (Nantes, 3rd-6th june, 2019).
- [7] S. Thébault, R. Bouchié, Refinement of the ISABELE method regarding uncertainty quantification and thermal dynamics modelling, *Energy and Buildings*, 178 (2018), 182–205
- [8] CTSM-R: Continuous-Time Stochastic Modelling for R, ctsm.info.
- [9] A. Tikhonov, Y. Arsenin, *Solutions to ill-posed problems*, Winston-Widley Editions (1977).
- [10] M. Vihola, Robust adaptive Metropolis algorithm with coerced acceptance rate, *Statistics and Computing*, 22(2012), 997-1008.
- [11] ASTM C1044-16, Standard Practice for Using a Guarded-Hot-Plate Apparatus or Thin-Heater Apparatus in the Single-Sided Mode, *ASTM International* (2016).
- [12] M. Larbi Youcef, V. Feuillet, L. Ibos, Y. Candau, P. Balcon, A. Filloux, Quantitative diagnosis of insulated building walls of restored old constructions using active infrared thermography. *Quantitative Infrared Thermography Journal* (2011), 65-87.
- [13] <https://www.lne.fr/fr/projets/rebecca-performance-energetique-parois>, (Available online: 17/01/2020).

Acknowledgements

We would like to thank French National Research Agency for the project grant. Thanks to all partners of the RESBATI project for their works and technical supports.

Amélioration du confort thermique des bâtiments par utilisation de l'inertie thermique des composites argile-paille de chiendent

Improvement of the thermal comfort of buildings by using the thermal inertia of quackgrass-clay composites

Gratien KIKI^{1,2*}, Aristide HOUNGAN¹, Clément KOUCHADE¹, Armand DJOSSOU¹
Philippe ANDRE², Antoine VIANOU¹

¹Laboratoire de Caractérisation Thermo-physique des Matériaux et d'Appropriation Energétique (Labo-CTMAE) de l'Ecole Doctorale des Sciences de l'Ingénieur (ED-SDI), 01 BP 2009 Cotonou, Benin

²Equipe de recherche 'Building Energy Monitoring and Simulation (BEMS)' du Campus d'Arlon de l'Université de Liège, 6700 Arlon-Belgique

Email* : kikigratien@yahoo.fr

Résumé – L'importante consommation énergétique des bâtiments se justifie par l'usage des systèmes CVC pour assurer le confort thermique des occupants. Une mesure passive d'amélioration de l'efficacité énergétique dans ce secteur est l'utilisation du composite argile-paille de chiendent dans l'enveloppe des bâtiments. L'incorporation de 4% de paille de chiendent dans des briques d'argile comprimée diminue leur conductivité thermique de 30% et leur effusivité de 11%. A travers des simulations sur un bâtiment en région tropicale, l'inertie thermique de ce composite permet un déphasage de flux de chaleur de plus de 6h et une amélioration de la température intérieure d'environ 2°C.

Mots clés : argile – paille de chiendent, inertie thermique, confort thermique, efficacité énergétique.

Abstract – The high energy consumption of buildings is justified by the use of HVAC systems to ensure the thermal comfort of the occupants. A passive measure to improve energy efficiency in this sector is the use of composite material clay-quackgrass in the building envelope. Incorporating 4% quackgrass straw into compressed clay bricks reduces their thermal conductivity by 30% and their effusivity by 11%. Through simulations on a building in a tropical region, the thermal inertia of this composite allows a phase shift of more than 6 hours of heat flow and an improvement of about 2°C in the interior temperature.

Keywords: clay - quackgrass straw, thermal inertia, thermal comfort, energy efficiency.

Nomenclature

a	diffusivité, m^2/s	X, Y	admittances thermiques, $W/K.m^2$
c	chaleur spécifique, $J/kg.K$	Z_n	élément de la matrice de transfert thermique
e	épaisseur, m	Symboles grecs	
E	effusivité thermique, $W.s^{1/2}/K.m^2$	λ	conductivité thermique, $W/m.K$
I_n	incertitude de mesure	η	amortissement
i	unité imaginaire, $i^2 = -1$	ρ	masse volumique, kg/m^3
L	longueur, m	$\bar{\theta}$	température moyenne, K
m	masse, kg	$\bar{\varphi}_e$	densités moyennes de flux de chaleur, W/m^2
P	période, h	ω	fréquence angulaire, rad/h
R	résistance thermique, $m^2.K/W$	Φ	déphasage, h
R_c	résistance thermique de contact, K/W	\emptyset	flux de chaleur, W
r_0	rayon, m	γ	constante d'Euler ($\gamma = 0,57721$)
S	Surface, m^2	α	coefficient directeur de la droite de régression de l'effusivité
T	température, $^{\circ}C$	β	coefficient directeur de la droite de régression de la conductivité thermique
t	temps, s		
U	coefficient de transmission thermique, $W/K.m^2$		

1. Introduction

Le réchauffement climatique de la planète est la conséquence directe des quantités énormes de gaz à effet de serre (GES) qui sont émises chaque jour dans l'atmosphère. D'après des données internationales publiées en 2016, la consommation mondiale actuelle d'énergie dans le secteur des bâtiments est d'environ 25% avec un taux de croissance annuelle le plus élevé, estimé à 1,5% [1]. A. Allouih et al. affirment, après un état des lieux sur la consommation énergétique des bâtiments, que la part la plus importante de la demande énergétique dans ce secteur peut être attribuée aux systèmes de chauffage, de ventilation et de climatisation (CVC) [2]. En nous référant au rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat (GIEC), une des solutions pour le maintien du réchauffement en dessous de la barre de 1,5°C à l'horizon 2050 est la réduction de moitié, voir de trois quarts de la demande de fonctionnement des bâtiments [3].

Contrairement aux systèmes CVC qui nécessitent de l'énergie pour assurer le confort thermique dans les bâtiments, l'inertie thermique est un moyen passif d'amélioration de ce confort. Elle traduit l'aptitude d'un bâtiment à s'opposer à la transmission des gains solaires à l'ambiance intérieure. Sa prise en compte dans la conception ou la rénovation des bâtiments permet, non seulement l'amélioration du confort thermique, mais aussi la réduction de la consommation énergétique. Elle représente donc un frein au réchauffement climatique et un moyen efficace de rétablissement de la justice énergétique à travers le monde. Une utilisation optimale de l'inertie thermique dépend principalement des caractéristiques thermiques des matériaux composant l'enveloppe du bâtiment considéré. Ainsi, dans l'optique de disposer d'un matériau écologique et présentant des caractéristiques thermiques adéquates pour une bonne inertie thermique, un nouveau composite argile – paille de chiendent a été élaboré. Ce travail, qui représente le premier sur le composite argile – paille de chiendent, vise à étudier l'influence de l'inertie thermique de ce matériau sur le confort thermique et la consommation énergétique d'un bâtiment en région tropicale.

2. Inertie thermique et paramètres associés

Plusieurs définitions ont été données dans la littérature pour décrire l'inertie thermique d'un matériau [4], [5], [6]. A défaut d'une définition standard et commune à tous, l'inertie thermique d'un matériau peut être définie comme étant sa capacité à stocker de l'énergie et à la restituer après un certain temps. Elle dépend principalement de la capacité thermique (ρc) et de la conductivité thermique (λ) des parois. Ces paramètres permettent de déterminer l'effusivité et la diffusivité thermique des parois. En effet, l'effusivité thermique d'un matériau exprime sa capacité à absorber plus ou moins rapidement de l'énergie sans toutefois s'échauffer en surface. Exprimée en $W \cdot s^{1/2} / (K \cdot m^2)$, elle est déterminée par l'équation (1) :

$$E = \sqrt{\lambda \rho c} \quad (1)$$

La diffusivité thermique quant à elle représente la vitesse à laquelle la chaleur se propage au sein d'un matériau. Elle s'exprime en $m^2 \cdot s^{-1}$ et se calcule par la relation (2).

$$a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (2)$$

L'inertie thermique d'un bâtiment peut être déterminée par la méthode des admittances. Cette méthode, basée sur les nombres complexes, permet de déterminer la capacité d'un composant du bâtiment à stocker et à restituer de l'énergie sur une période de 24h par exemple [7]. Elle peut être estimée sur la base de la matrice (3) :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\theta}_e \\ \tilde{\varphi}_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 & Z_2 \\ Z_3 & Z_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_s \\ \tilde{\varphi}_s \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$Z_1 = Z_4 = \cosh\left(e\sqrt{\frac{i\omega}{a}}\right); Z_2 = \frac{1}{E\sqrt{i\omega}} \sinh\left(e\sqrt{\frac{i\omega}{a}}\right); Z_3 = E\sqrt{i\omega} \sinh\left(e\sqrt{\frac{i\omega}{a}}\right).$$

Où $\tilde{\theta}_e$ et $\tilde{\theta}_s$ représentent les températures moyennes d'entrée et de sortie en K ; $\tilde{\varphi}_e$ et $\tilde{\varphi}_s$ les densités moyennes de flux de chaleur reçue et transmise en $W.m^{-2}$; Z_1 à Z_4 les éléments de la matrice de transfert; ω la fréquence angulaire en $rad.s^{-1}$; e l'épaisseur de paroi en m .

En pratique, pour des raisons de simplicité, il est conseillé d'utiliser les températures d'air intérieur et extérieur au lieu des températures de surfaces des parois [8]. Dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte les résistances thermiques des films d'air au niveau des surfaces. Ainsi, la matrice de transmission d'une paroi multicouche est déterminée grâce à la relation (4) :

$$\begin{bmatrix} Z_1 & Z_2 \\ Z_3 & Z_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & R_e \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \prod_{k=1}^n \begin{bmatrix} z_1 & z_2 \\ z_3 & z_4 \end{bmatrix}_k \begin{bmatrix} 1 & R_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

Principalement, deux paramètres permettent de quantifier l'inertie thermique d'un bâtiment : l'admittance thermique et le facteur de décrémentation [8]. L'admittance thermique exprime la capacité d'un élément de construction à stocker et à libérer de l'énergie au cours du cycle quotidien. Elle peut être définie comme étant le rapport de la variation du flux de chaleur à la variation de température pendant un cycle de 24h [6]. Quant au facteur de décrémentation, encore appelé amortissement, il s'agit du rapport entre l'amplitude de la variation du flux de chaleur transmis à l'intérieur du bâti à travers les parois et celle pénétrant dans ces dernières. Les équations (5) et (6) permettent de déterminer respectivement les admittances thermiques et le facteur de décrémentation d'une paroi [7].

$$X = \frac{Z_4}{Z_2}; Y = \frac{Z_3}{Z_2} \quad (5)$$

$$\eta = \frac{1}{|Z_2|U} \quad (6)$$

Où X, Y sont les admittances en $W/K.m^2$ des faces extérieure et intérieure d'une paroi et U le coefficient de transmission thermique en $W/K.m^2$.

Le facteur de décrémentation est le plus souvent associé au décalage temporel observé lors de la transmission du flux de chaleur amorti au milieu intérieur (figure 1). Ce décalage (Φ), encore appelé déphasage et exprimé en *heure* (h), est déterminé par l'équation (7).

$$\Phi = 0.2821 \times P \times \sqrt{\frac{e^2}{P \times a}} \quad (7)$$

Où P est la période ($P = 24h$), e est l'épaisseur de la paroi en m et a est la diffusivité en m^2/h .

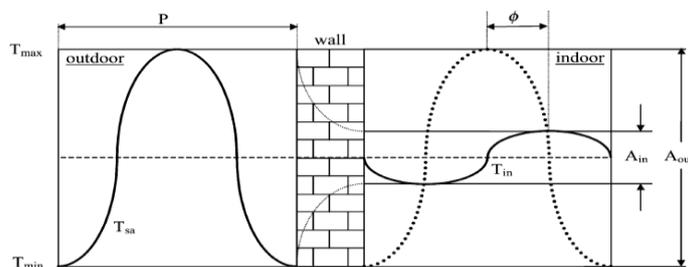


Figure 1 : Représentation schématique du déphasage et de l'amortissement d'une onde de chaleur [5]

3. Matériels et méthodes

3.1. Réalisation des échantillons

Les échantillons utilisés dans ce travail ont été fabriqués à base d'argile et de paille de chiendent. L'*argile* est une roche sédimentaire meuble, constituée d'un ensemble de particules

fines (de diamètre inférieur à $2 \mu m$) largement utilisée en construction depuis des temps anciens et dont l'usage est toujours d'actualité [9]. Quant au *chiendent*, il s'agit d'une mauvaise herbe vivace et envahissante de la famille des graminées qui pousse sur les sols cultivables. De son nom scientifique « *Elytrigia repens* », le chiendent se reconnaît par ses longues feuilles à nervures fines plus ou moins planes, de couleur verte glauque et par ses tiges souterraines blanchâtres ou jaunâtres de 1,5 à 4 mm de diamètre appelées rhizomes [10]. Son utilisation en tant que matériau biosourcé dans de l'argile représente un moyen de valorisation de cette herbe souvent éliminée avec de l'herbicide. Le chiendent utilisé a été recueilli sur le site de fabrication des échantillons à l'Université d'Abomey-Calavi.

Pour réaliser les échantillons, l'argile, prélevée dans la carrière de Zogbodoméy au sud du Bénin, a été mélangée à de la paille de chiendent séchée et broyée. Des éprouvettes de $30 \times 35 \times 50 \text{ mm}^3$ ont été réalisées en fonction de différents teneurs en paille de chiendent dont la taille des particules est comprise entre $[0.25 \text{ mm} ; 0.63 \text{ mm}]$. Un malaxage à sec du mélange a été effectué avant l'ajout d'eau. Les caractéristiques des matériaux en terre étant beaucoup plus influencées par la teneur en eau, la détermination de la quantité optimale d'eau à utiliser s'est avérée nécessaire. Pour les matériaux en terre, cette quantité est souvent déterminée par l'essai Proctor selon la norme NF P 94-093, intitulée « Détermination des références de compactage d'un matériau ». Malheureusement cet essai n'est pas adapté aux matériaux en argile puisqu'il provoque une hétérogénéisation de la masse de l'échantillon [11]. B. Laibi, recommande une teneur en eau optimale comprise entre 10 et 12% pour la réalisation des briques en argile comprimée [12]. Une teneur en eau de 12% a donc été retenue pour la confection des échantillons en argile simple. En ce qui concerne les matériaux contenant de la paille de chiendent, des teneurs en eau allant de 12 à 14% ont été utilisées en fonction du pourcentage de chiendent incorporé. Une stabilisation mécanique par compactage à la presse sous une charge de 4 MPa a été appliquée au mélange afin d'assurer aux échantillons, une bonne résistance à la compression et une meilleure tenue à l'eau. Les échantillons ainsi réalisés ont par la suite été séchés à l'air libre et à l'abri du soleil jusqu'à la stabilisation totale de leur masse.



Figure 2 : Etapes de fabrication des échantillons

3.2. Méthode de caractérisation thermique des matériaux

L'analyse des matériaux de construction et la détermination de leurs propriétés thermophysiques représente une étape très importante dans la conception et/ou la rénovation d'un bâtiment [11]. Ainsi, la conductivité et l'effusivité thermiques des échantillons réalisés ont été déterminées par la méthode du ruban chaud symétrique.

Le ruban chaud symétrique est une méthode de caractérisation thermique des matériaux en régime transitoire mise en œuvre par Bruno LADEVIE [13]. Son principe consiste à envoyer un flux de chaleur à travers deux échantillons identiques par l'intermédiaire d'une résistance

chauffante de forme rectangulaire, de très faible épaisseur et comportant un thermocouple sur son axe médiant. A l'instant initial, les échantillons sont en équilibre thermique avec le milieu. Une tension électrique est imposée à la résistance chauffante placée entre les deux échantillons. Le contact est supposé parfait (figure 3). Les dimensions des échantillons sont choisies de sorte que le flux envoyé à travers les échantillons n'atteigne pas les faces opposées à la résistance chauffante (hypothèse du milieu semi-infini). On considère le transfert de chaleur unidirectionnel. L'évolution de la température est enregistrée pendant un temps relativement court (180 secondes).

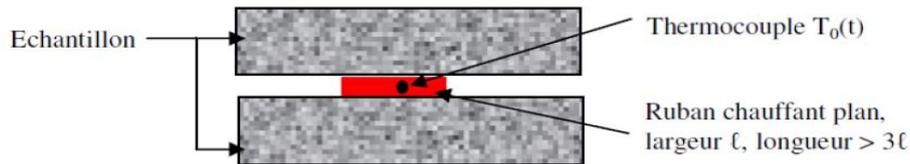


Figure 3 : Schéma de principe de la méthode du ruban chaud symétrique [14]

Les premières valeurs du thermogramme ainsi obtenu permettent de déterminer l'effusivité thermique du matériau grâce au modèle thermique du plan chaud. En négligeant les premières valeurs, à cause de l'influence de l'inertie de la sonde, le tracé de la courbe expérimentale $T_0(t) - T_0(0)$ en fonction de \sqrt{t} sur un intervalle $[0 ; 50]$ peut être représenté par l'équation suivante [14], [15] :

$$T_0(t) - T_0(0) \approx \frac{2\phi}{ES\sqrt{\pi}}\sqrt{t} + \phi \left[R_c - \frac{mc}{(ES)^2} \right] \quad (8)$$

L'effusivité thermique est alors déterminée par la régression linéaire de la courbe expérimentale. A partir de la pente (α) de la droite de régression, l'effusivité thermique est calculée par l'expression :

$$E = \frac{2\phi}{\alpha S\sqrt{\pi}} \quad (9)$$

Où ϕ est le flux de chaleur en W et S la surface de la résistance en m^2 .

L'estimation de la température $T_s(t)$ aux temps longs se fait grâce à l'expression [14], [15] :

$$T_s(t) - T_s(0) \approx \frac{\phi}{4\pi\lambda L} \ln(t) + \phi \left[R_c - \frac{\ln \frac{r_0}{\sqrt{a}}}{2\pi\lambda L} + \frac{\gamma}{4\pi\lambda L} \right] \quad (10)$$

Où γ est la constante d'Euler ($\gamma = 0,57721$).

Le tracé de $T_s(t) - T_s(0)$ en fonction de $\ln(t)$ donne une courbe assimilable à la une droite et dont la régression linéaire de pente $\beta = \frac{\phi}{4\pi\lambda L}$ permet de déterminer la conductivité thermique du matériau.

$$\lambda = \frac{\phi}{4\pi\beta L} \quad (11)$$

4. Résultats et discussion

4.1. Caractéristiques thermiques des matériaux

Comme énoncé plus haut, la méthode du ruban chaud permet de déterminer deux propriétés thermiques du matériau que sont : la conductivité thermique et l'effusivité thermique. Cinq types de briques d'argile contenant différentes proportions de chiendent ont été caractérisés. On distingue l'argile avec une teneur en chiendent de : 0% (BTC0), 1% (BTC1), 2% (BTC2), 3% (BTC3), 4% (BTC4). Une série de trois mesures a été effectuée sur chaque type de composite. Les résultats et les incertitudes de mesure (I_n) obtenus sont consignés dans les tableaux ci-

dessous. L'incertitude (I_n) est celle de type A estimée suivant le Guide des incertitudes de mesure (GUM) [16].

Echantillon	Chiendent (%)	ρ ($kg.m^{-3}$)	λ_1	λ_2	λ_3	λ_{moy} ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	I_n (%)
BTC0	0	1664	0.81	0.98	0.87	0,89	5.61
BTC1	1	1572	0.85	0.85	0.77	0.82	3.24
BTC2	2	1534	0.79	0.67	0.77	0.74	4.99
BTC3	3	1509	0.71	0.66	0.59	0,65	5.33
BTC4	4	1492	0.56	0.70	0.61	0,62	6.57

Tableau 1 : Conductivité thermique des échantillons étudiés

Echantillon	Chiendent (%)	E_1	E_2	E_3	E_{moy} ($W.K^{-1}.m^{-2}.s^{1/2}$)	I_n (%)
BTC0	0	1743.8	2021.53	1882.89	1882.74	4.26
BTC1	1	1826.91	1918.62	1852.86	1866.13	1.46
BTC2	2	1921.8	1694.26	1876.64	1830.90	3.80
BTC3	3	1669.2	1829.78	1742.06	1747,01	2.66
BTC4	4	1596.86	1684.87	1727.45	1669.72	1.65

Tableau 2 : Effusivité thermique des échantillons étudiés

Les figures 4 et 5 illustrent l'évolution de la conductivité et de l'effusivité thermiques des matériaux en fonction de la teneur en paille de chiendent.

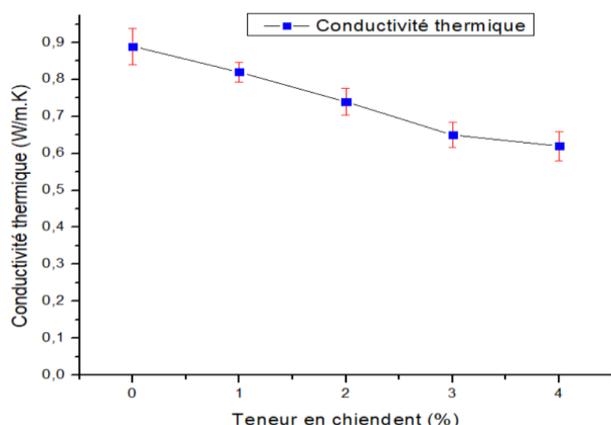


Figure 4 : Evolution de la conductivité thermique en fonction de la teneur en chiendent

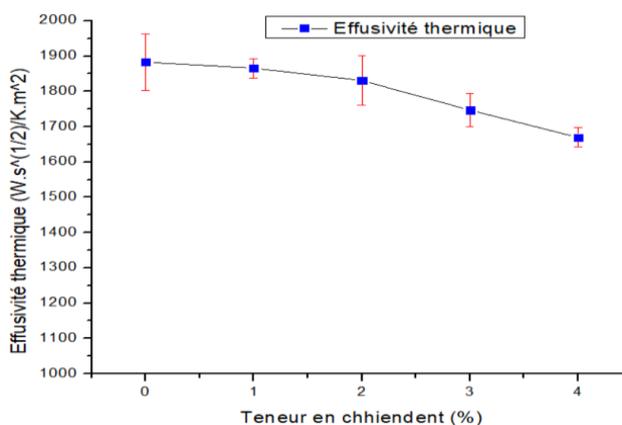


Figure 5 : Evolution de l'effusivité thermique en fonction de la teneur en chiendent

Les résultats obtenus après caractérisation des échantillons montrent une diminution de la conductivité thermique et de l'effusivité des matériaux au fur et à mesure que la teneur en paille de chiendent augmente (figures 4 et 5). Des réductions de 30% et 11% ont respectivement été observées pour la conductivité et l'effusivité thermiques lorsque la proportion de chiendent passe de 0 à 4%. Cela a pour avantage de limiter la propagation de la chaleur au sein du matériau et de transmettre à l'ambiance intérieure, un flux de chaleur plus amorti après un temps plus long. D'ailleurs, le calcul des déphasages des différents types de matériaux (pour $e = 20cm$) donne des valeurs comprises entre 9,74h pour le BTC0 et 12,47h pour le BTC4. Ces valeurs ont été confirmées par des simulations sur une zone de bâtiment dont l'enveloppe se compose uniquement des matériaux fabriqués. Des déphasages 9,5h à 13h ont été obtenus.

4.2. Simulation thermique

Pour évaluer les performances du composite argile – paille de chiendent face aux sollicitations thermiques extérieures, il était nécessaire de disposer d'un bâtiment existant dont

les performances actuelles seront comparées à celles qui auraient été obtenues avec le nouveau matériau. Ainsi, un bâtiment de bureau a été retenu dans la ville de Cotonou au sud du Bénin. Deux bureaux ont été choisis pour des simulations thermiques sous TRNSYS. Les bureaux, orientés vers le sud, sont construits en briques de mortier de ciment entièrement carrelés à l'extérieur. L'épaisseur des murs est de 20cm. Les fenêtres, en simple vitrage, occupent 30% de l'enveloppe des bureaux. Le toit en béton a une épaisseur de 25cm.

Dans un premier temps, les bureaux ont été modélisés en 3D dans Google SketchUp puis dans TRNBuilt avec les matériaux de base utilisés pour leur construction. Ensuite, l'enveloppe de bureaux (murs et toit) en matériaux conventionnels a été tour à tour remplacée par le BTC4. Les températures résultantes (opératives) des locaux ont ensuite été simulées sur le mois le plus chaud de l'année (Février). Les figures 4 et 5 ci-dessous traduisent les variations des températures intérieures des locaux. Pour une meilleure lecture des figures, seules les variations sur les deux dernières semaines du mois de Février ont été présentées.

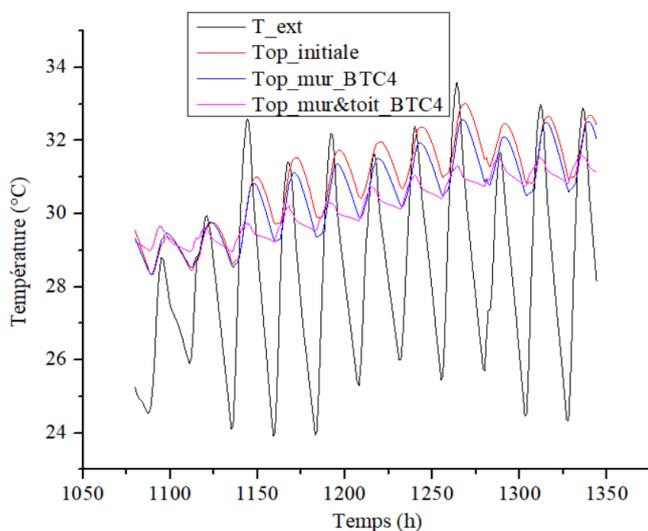


Figure 6 : Résultat des simulations de la température résultante dans le premier bureau considéré

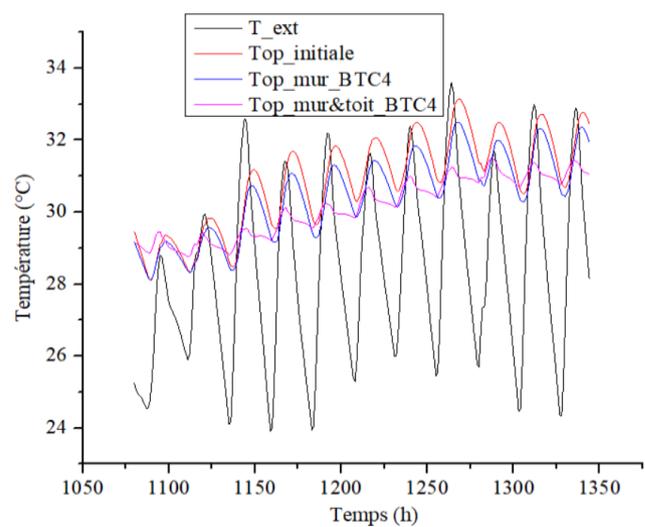


Figure 7 : Résultat des simulations de la température résultante dans le second bureau considéré

Il ressort de l'analyse de la figure 5 que la température moyenne du premier bureau chute de $0,65^{\circ}\text{C}$ lorsque les murs sont remplacés par 20cm de BTC4. La température moyenne passe ainsi donc de $29,72^{\circ}\text{C}$ (T_{op_ini}) à $29,07^{\circ}\text{C}$ ($T_{op_M_BTC4}$). Cette faible variation de température peut s'expliquer par les apports importants de chaleur à travers le toit et les fenêtres. Pour confirmer cette hypothèse, les matériaux initiaux composant le toit ont alors été remplacés par 25cm de BTC4. La température moyenne enregistrée dans ce cas est de $28,32^{\circ}\text{C}$ ($T_{op_MT_BTC4}$) soit une baisse de $1,40^{\circ}\text{C}$. Cette nouvelle température se rapproche de la température de confort obtenue avec des climatiseurs ($27,29^{\circ}\text{C}$). En effet, une campagne de surveillance de la température et de l'humidité des bureaux suivi d'une enquête de confort ont été réalisées dans le bâtiment. La température de confort (estimée uniquement sur la base des résultats de l'enquête de confort réalisée auprès des occupants) obtenue grâce aux climatiseurs est de $27,29^{\circ}\text{C}$ contre une température de $29,20^{\circ}\text{C}$ lorsque les climatiseurs sont à l'arrêt (température moyenne enregistrée en journée pendant les week-ends). Les climatiseurs assurent donc le confort des occupants en baissant de $1,91^{\circ}\text{C}$ la température de l'ambiance. En prenant en compte les incertitudes de mesure des tableaux 1 et 2, la chute de température, lorsque les murs sont remplacés par le BTC4, se fait dans un intervalle de $[0,57^{\circ}\text{C} ; 0,72^{\circ}\text{C}]$. Elle varie entre $[1,27^{\circ}\text{C} ; 1,51^{\circ}\text{C}]$ lorsque les murs et le toit sont remplacés par le BTC4.

Des résultats similaires ont été obtenus dans le second bureau (figure 6). On note entre autres, des diminutions de $0,62^{\circ}\text{C}$ lorsque les murs sont en BTC4 et de $1,25^{\circ}\text{C}$ lorsque les murs et le toit sont en BTC4. Même s'il est vrai que les gains thermiques dus aux équipements et aux

occupants n'ont pas été pris en compte lors des estimations, nous pouvons tout de même affirmer que l'utilisation du BTC4 dans l'enveloppe du bâtiment réduirait de plus de moitié la charge de climatisation.

5. Conclusion

A l'issue de cette étude, le composite argile – paille de chiendent se présente comme une solution écologique efficace pour l'amélioration du confort thermique dans les bâtiments. Même si les résultats actuels ne le placent pas comme un substituant définitif des systèmes de climatisation, sa présence dans l'enveloppe des bâtiments limite considérablement l'utilisation de ces systèmes. Il contribue donc à la réduction de la consommation énergétique des bâtiments. Toutefois, des études complémentaires de caractérisation hydrique et mécanique doivent être menées afin d'évaluer la durabilité du matériau.

Références

- [1] L. E. Singer and D. Peterson, *International energy outlook 2016*, Washington, Agence Statistique et Analytique du Département de l'Energie des États-Unis (2011).
- [2] A. Allouhi, Y. El Fouih, T. Kousksou, A. Jamil, Y. Zeraoui, and Y. Mourad, Energy consumption and efficiency in buildings: Current status and future trends, *J. Clean. Prod.*, 109 (2015), 118-130.
- [3] GIEC, *Global Warming of 1,5°C*, Incheon (2018).
- [4] S. Verbeke and A. Audenaert, Thermal inertia in buildings: A review of impacts across climate and building use, *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 82 (2018), 2300-2318.
- [5] K. Ulgen, Experimental and theoretical investigation of effects of wall's thermophysical properties on time lag and decrement factor, *Energy Build.*, 34 (2002), 273-278.
- [6] S. V. G. Goulart, Thermal Inertia and Natural Ventilation – Optimisation of thermal storage as a cooling technique for residential building in Southern Brazil, Thèse de l'Architectural Association School de Londres, 2004.
- [7] L. Chahwane, Valorisation de l' inertie thermique pour la performance énergétique des bâtiments, Thèse de l'Université de Grenoble, 2012.
- [8] L. Marletta, G. Evola, M.Giuga, F.Sicurella, The admittance method for calculating the internal temperature swings in free running buildings, (1974), 59–68.
- [9] G. Sophie, L. Frédéric, C. Luc, P. Julien, and M. Patrick, Application de l'argile crue en construction, *Conf. Int. Francophone NoMaD*. (Douai, 5th-6th Novembre, 2015), 1-10
- [10] Jean Duval, *Moyens de lutte au CHIENDENT (Elytrigia repens) en production biologique*, Quebec.
- [11] A. P'KLA, Caractérisation en compression simple des blocs de terre comprimée (BTC) : application aux maçonneries 'BTC-Mortier de terre', Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2002.
- [12] A. Laibi, M. Gomina, B. Sorgho, E. Sagbo, P Blanchart, M. Boutouil6 et D. Sohounhloule, Caractérisation physico-chimique et géotechnique de deux sites argileux du Bénin en vue de leur valorisation dans l'éco-construction, *Int. J. Biol. Chem. Sci.*, 11 (2017), 499-514.
- [13] B. Ladevie, Mise au point de dispositif de caractérisation thermo-physique de matériaux isolants ou pâteux, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Bordeaux, 1998.
- [14] A. Djossou, Etude des valorisations des propriétés thermophysiques et de la durabilité, en fonction de l'humidité des éco-matériaux de construction au Benin, Thèse de l'Université d'Abomey-Calavi, 2014.
- [15] Yves Jannot and Pierre Meukam, Simplified estimation method for the determination of the thermal effusivity and thermal conductivity using a low cost hot strip, *Meas. Sci. Technol.*, 15 (2004), 1932-1938.
- [16] JCGM, Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement, (2008).

Étude et analyse du comportement thermo-hygrométrique d'enveloppes innovantes pour bâtiments résilients au changement climatique

Study and analysis of the thermo-hygrometric behaviour of innovative envelopes for buildings resilient to climate change

Ryad BOUZOUIDJA^{1*}, Tingting VOGT WU¹, Alain SEMPEY¹, Philippe LAGIERE¹, Denis BRUNEAU²

¹Université de Bordeaux, UMR CNRS 5295, I2M Bordeaux, 351 cours de la Libération, F-33400 Talence, France.

²Ecole Nationale Supérieure d'Architecture et de Paysage de Bordeaux, Laboratoire GRECCAU -EA 7482-, 740 cours de la Libération, CS 70109, 33405 Talence cedex, France.

(auteur correspondant : ryad.bouzouidja@u-bordeaux.fr)

Résumé – En distinguant l'emploi de milieux poreux hydrophiles (MPH) comme alternatives aux matériaux usuels dans le bâtiment, une évaluation expérimentale est présentée ici. L'objectif de cette étude réside dans l'analyse du comportement couplé hygrothermique d'un MPH en conditions climatiques variées. Les résultats indiquent que l'ajout du MPH à la paroi du bâtiment ajoute une plus-value en termes d'inertie et de stockage/déstockage d'énergie par rapport à une paroi sans MPH.

Mots-clés : Milieu poreux ; Changement climatique ; Stockage énergie ; Instrumentation ; Expérimentation.

Abstract – By distinguishing the use of hydrophilic porous medium (HPM) as an alternative to conventional building materials, an experimental evaluation is presented here. The objective of this study is to analyse the coupled hygrothermal behaviour of a HPM under various climatic conditions. The results indicate that the addition of HPM to the building wall adds value in terms of inertia and energy storage/destocking compared to a wall without HPM.

Keywords: Porous medium; Climate change; Energy storage; Instrumentation; Experimentation.

Nomenclature

Variables

HR humidité relative, %
P_v Pression de vapeur, Pa
T Température, °C
V Vitesse, m.s⁻¹
x Humidité absolue, g.kg⁻¹

Symboles grecs

φ rayonnement solaire, W.m⁻²

Indices et exposants

air air
ext extérieur
glo global

int intérieur

moy moyenne

Abréviations

CLT Cross Laminated Timber) ou Panneau massif lamellé croisé
 EAU Emirats Arabe Unis
 HPM Hydrophilic Porous Medium
 HR Humidité relative, %
 MPH Milieu Poreux Hydrophile
 VMC Ventilation Mécanique Contrôlée
 UHPC Ultra high performance concrete

1. Introduction

L'augmentation de la consommation énergétique mondiale constitue aujourd'hui une préoccupation vitale puisque, en 2015, environ 82% de la production d'énergie était encore

basée sur des combustibles fossiles [1]. De plus, l'énergie et l'environnement sont deux enjeux majeurs auxquels l'être humain est aujourd'hui confronté [2]. Les développements industriels et l'explosion démographique au cours des derniers siècles ont entraîné une augmentation énorme de la demande d'énergie. L'un des moyens les plus efficaces de réduire le taux de transmission de la chaleur et la consommation d'énergie pour la climatisation et le chauffage des locaux, est l'utilisation d'une isolation thermique appropriée dans l'enveloppe du bâtiment [3]. En effet, cette isolation permet de réduire les déperditions thermiques à travers les parois et de limiter la consommation énergétique en chauffage et climatisation [4]. En termes de réduction de la température d'air intérieur, les briques de terre crue considérées comme des milieux poreux hydrophiles (MPH) permettent d'abaisser cette dernière de 2 à 3°C [5].

De nombreuses études ont été menées dans le domaine des transferts dans les parois des bâtiments en utilisant des MPH au cours des dernières décennies [6-8]. Les modèles permettant de décrire le comportement des MPH comprennent des modèles différentiels partiels pour décrire les profils de température le long des parois. Par exemple, Tittlein et al. [9] ont identifié différents types de méthodes, à savoir, la méthode du "Cp équivalent", la méthode enthalpique considérant le MPH comme un corps pur et la méthode enthalpique basée sur une hypothèse de corps binaire considérant cette fois que la transition de phase est étalée sur une plage de température.

2. Dispositif expérimental

2.1. Site d'étude

Le site d'étude est implanté dans la région de Dubaï, Emirats arabe unis (EAU) (24°59' N ; 55°27' E) (Figure 1).

Couche		Epaisseur (mm)
Toile tendue		1
Lame d'air		22
Brique de terre crue	intérieur	38
Mur en Cross Laminated Timber (CLT)		60
Isolation en fibre de bois semi-rigide		160
Isolation rigide		40
Pare-vapeur aluminisé		-
Lame d'air	extérieur	45
Béfup ou Béton Ultra High Performance Concrete (UHPC)		50

Tableau 1 : *Composition de la paroi.*

La composition de la paroi retenue est mentionnée dans le Tableau 1. La paroi est composée de l'intérieur vers l'extérieur d'une toile en matériaux recyclés (Barrisol®) ayant plusieurs fonctions (i.e. pare-vapeur, réducteur phonique). Une couche de brique à base de terre crue et d'une succession d'isolants en fibre de bois (rigide et semi rigide, STEICO®) pris en sandwich entre un panneau massif lamellé croisé (Cross Laminated Timber, CLT) et un pare-vapeur à base de kraft et une feuille réfléchive (contrôle le passage de la vapeur entre l'extérieur et l'intérieur du bâtiment). Enfin, un panneau en béton ultra haute performance (UHPC) composé de fibres métalliques.



Figure 1 : Plateforme expérimentale living lab BaityKool (BKlab) (vue façade nord)

2.2. Instrumentation mise en place

L'instrumentation des parois est composée de capteurs hybrides température et hygrométrie SHT85 (respectivement précision $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$ et $\pm 1,5\%$). Une station météo (Vantage PRO 2® - Davis Instruments) est placée sur le toit du bâtiment à 10 m de hauteur. Elle permet de relever les conditions microclimatiques extérieures [Température (T), humidité relative (HR), vitesse du vent (V_{ext}) et le rayonnement solaire global incident (φ_{glo}

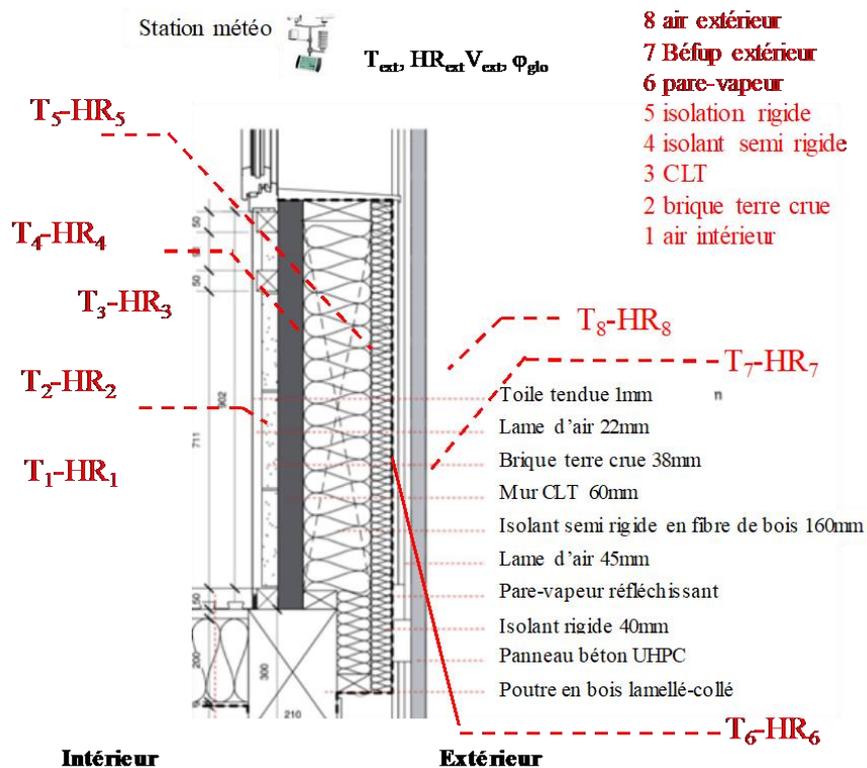


Figure 2 : Placement des capteurs hygrothermiques SHT85 dans la paroi du projet BKlab.

Le positionnement des capteurs permet pour ce site d'étude, de suivre le comportement hygrothermique des différentes couches de la paroi (Figure 2). La pression de vapeur est calculée à l'aide des mesures de température et d'hygrométrie. Tous les dispositifs de l'instrumentation sont connectés à un enregistreur de données, qui est relié à un

ordinateur. L'élément de façade a fait l'objet d'un suivi sur une période de 13 mois (novembre 2018 – décembre 2019).

3. Résultats expérimentaux et analyse

La campagne de mesure, réalisée en 2019 en situation passive (pas de climatisation) a permis de dégager des conditions météorologiques proche de ce que l'on peut obtenir à Bordeaux ($T_{\text{air-moy}} = 23,3^{\circ}\text{C}$) en France en terme de température d'air estivale (Figure 3). L'objectif de cette étude est d'utiliser les données d'un climat chaud et aride (climat de Dubaï) en période hivernale pour les adapter à des conditions météorologiques (climat océanique) bordelaise en période estivale pour analyser le comportement hygrothermique d'une paroi équipée d'un matériau poreux hydrophile.

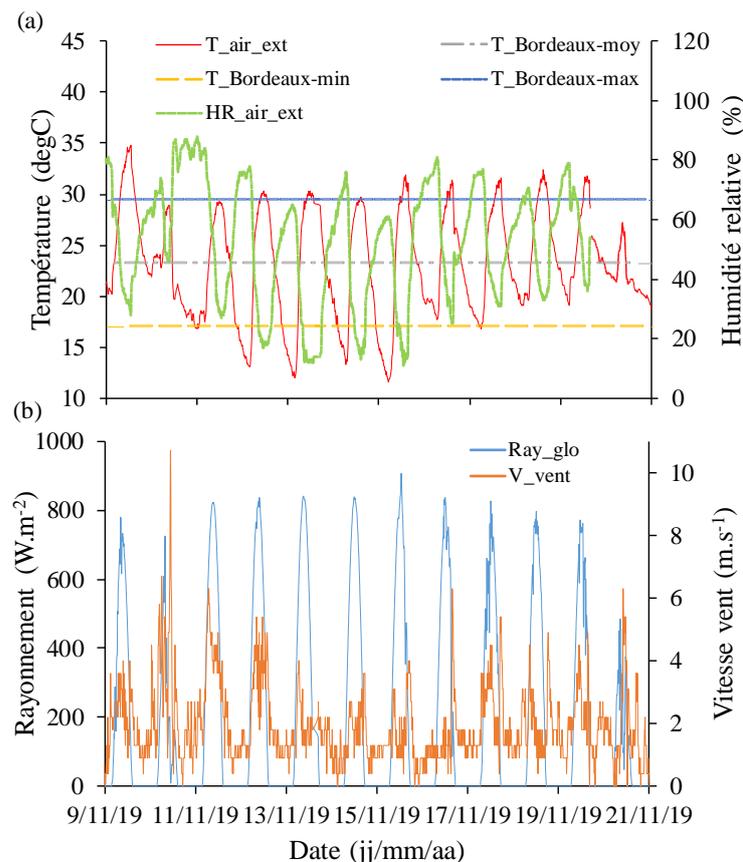


Figure 3 : Représentation (a) de la température (ligne continue rouge continue, axe de gauche) et de l'hygrométrie de l'air (ligne verte discontinue, axe de droite), (b) du rayonnement solaire global (ligne continue bleu, axe de gauche) et de la vitesse du vent (ligne continue orange, axe de droite). 9-21 novembre 2019.

Les données météorologiques utilisées dans la présente étude sont celles relatives au mois de novembre 2019, observées par la station météorologique installée sur le toit du bâtiment. La température extérieure (Figure 3a), varie entre $11,6^{\circ}\text{C}$ et $34,8^{\circ}\text{C}$ pendant les jours de la période du monitoring. En ce qui concerne l'humidité relative de l'air extérieur, les valeurs varient entre 11% et 96%. La figure 3b présente le rayonnement solaire global et la vitesse du vent, le profil du flux est presque identique pour les douze jours excepté pour 20/11/2019. La valeur maximale du rayonnement solaire global est de $907 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$. En ce qui concerne la vitesse du vent, sa valeur moyenne est de $2,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La valeur maximale de $10,7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est atteinte le 10/11/2019.

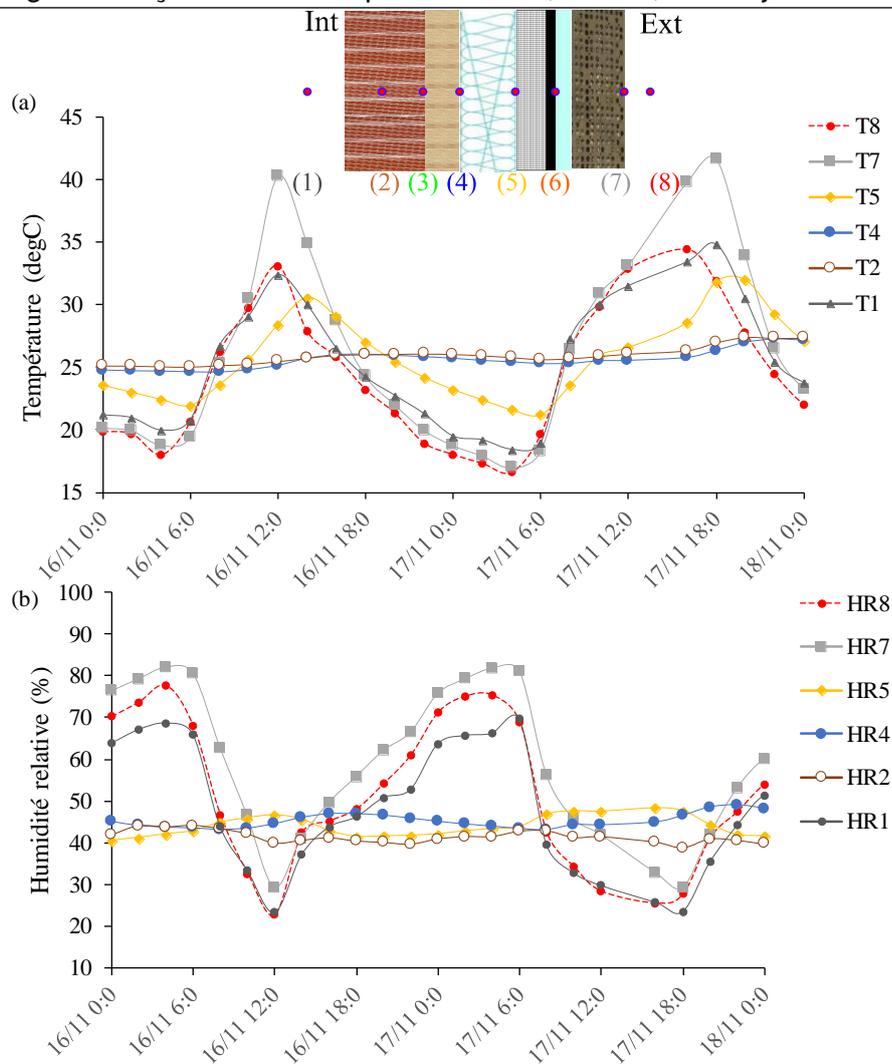


Figure 4 : Evolution temporelle (a) de la température dans la paroi, (b) de l'humidité relative dans la paroi. 16-17 novembre 2019. (1) représente la température et l'humidité de l'air intérieur. (2) représente la température et l'humidité dans la terre crue. (4) représente la température et l'humidité à la surface de l'isolant semi rigide. (5) représente la température et l'humidité à la surface de l'isolant rigide. (7) représente la température et l'humidité à la surface du bardage béton (Béfup). (8) représente la température et l'humidité de l'air extérieur.

La Figure 4 représente la variation temporelle des températures et des humidités de chaque interface des couches de la paroi entre l'air intérieur (T_1) du bâtiment et l'air extérieur (T_8). On observe que le flux solaire issu de la face externe de la paroi béton est absorbé par les deux couches d'isolation (rigide et semi-rigide) et la couche MPH comme on peut le constater sur la variation de température de ces couches (Figure 4a). Nous remarquons que les températures les plus basses sont enregistrées pour les couches au niveau de la brique de terre crue (T_2) et entre le CLT et l'isolant semi rigide (T_4). En effet, l'inertie de ces matériaux permet d'atténuer l'amplitude journalière de la température d'air intérieur et extérieur. On constate aussi que la température d'air intérieur (T_1) est sensiblement la même que la température d'air extérieur (T_8) sur l'ensemble de la période ($22,8 \pm 4,9^\circ\text{C}$ et $23,7 \pm 4,8^\circ\text{C}$ respectivement). Cela s'explique notamment par des apports solaires du toit (isolation légère à certains endroits) et la présence d'une ventilation mécanique contrôlée (VMC) (données non présentées). Enfin, on constate aussi l'influence du bardage béton (UHPC). En effet, au plus fort de la journée (12h), le bardage béton réduit de 5°C la température de surface (T_7). Le même constat peut être fait avec la variation temporelle des humidités relatives (Figure 4b). En effet, l'humidité de l'air extérieur est la plus basse ($22,8\%$) au plus fort de l'ensoleillement ($837 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$) (Figure 3). Lors de la première phase (16/11/2019, minuit à 12h00), qui

correspond au début de la journée, il est observé une décroissance rapide de l'humidité à travers les différentes couches (air extérieur et la brique de terre crue). Cette baisse respectivement de 70,3% (HR₈) à 40% (HR₂) s'explique principalement par l'impact du pare-vapeur et au caractère hydrophile du béton UHPC et de la brique de terre crue. Les faibles variations d'amplitude de l'humidité relative entre la brique de terre crue et l'isolant semblent être le résultat d'une accumulation de la quantité d'eau dans les matériaux poreux. La quantité d'eau absorbée (x_2) par la brique de terre crue est de 11,1 g.kg⁻¹ et celle retenue par le pare-vapeur (x_8) est égale à 13,1 g.kg⁻¹. On peut en déduire que la brique de terre crue et pare-vapeur jouent complètement leurs rôles respectivement de matériaux hydrophile et hydrophobe.

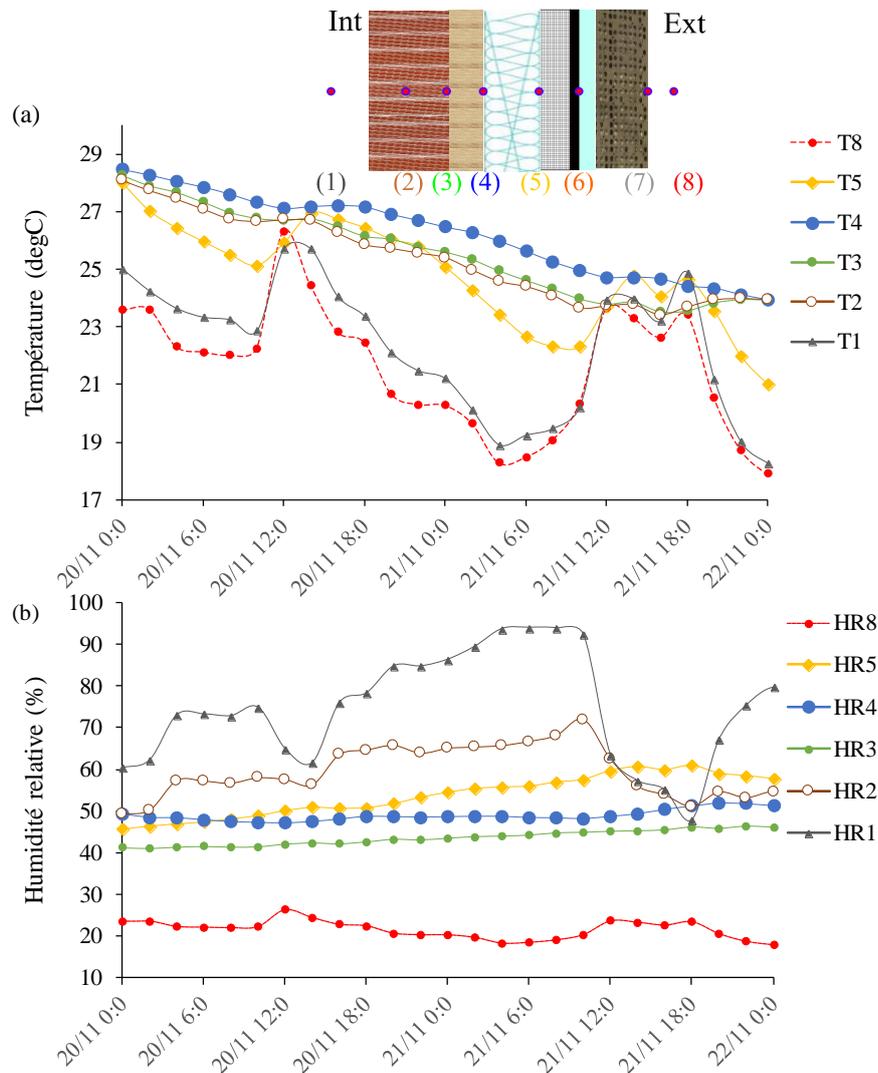


Figure 5 : Evolution temporelle (a) de la température dans la paroi, (b) de l'humidité relative dans la paroi. 20-21 novembre 2019. (1) représente la température et l'humidité de l'air intérieur. (2) représente la température et l'humidité dans la terre crue. (3) représente la température et l'humidité à la surface du CLT. (4) représente la température et l'humidité à la surface de l'isolant semi rigide. (5) représente la température et l'humidité à la surface de l'isolant rigide. (8) représente la température et l'humidité de l'air extérieur.

Le suivi de la variation de l'humidité et de la température entre le 20 et 21/11/2019 est représentée sur la Figure 5. Cette période se caractérise par une chute de la température d'air extérieur (max 27°C) et un faible rayonnement solaire global (335 et 458 W.m⁻² respectivement le 20/11 et le 21/11 à 12h). Ceci a entraîné un comportement différent des couches de la paroi d'un point de vue hygrothermique. En effet, la température de la paroi en

brique de terre crue (T_2) est identique à la température (T_3) du CLT. Néanmoins, elle est légèrement plus basse que la température de l'isolant semi-rigide (T_4) (écart de $1,1^\circ\text{C}$). Ceci a entraîné un phénomène d'inertie. L'analyse du profil des températures de la paroi montre que durant la période diurne, toutes les couches sont relativement à la même température. En effet, le béton chauffé directement par le mur externe soumis au rayonnement solaire (21/11 entre 12h et 18h) transmet ce flux de chaleur par conduction à l'isolant rigide. L'isolation attendue du panneau rigide n'est plus assurée. Au contraire, elle a contribué à un échange intense entre l'intérieur et l'extérieur du local.

Les figures 6a) et 6b) représentent respectivement les profils de température et de pression de vapeur au travers de la paroi respectivement le 16 novembre à 12h00 et le 21 novembre à 4h00. A ces deux moments, les conditions hygrothermiques intérieures sont relativement similaires et les humidités relatives extérieurs également. Ces figures montrent également le rôle prédominant joué par les couches d'isolants de tampon hygrothermique (Figure 6a). En période nocturne (Figure 6b), Elles assurent la relative stabilité de la température et de l'humidité relative au niveau de la brique et de la lame d'air. Enfin, le pare-vapeur a tendance à diminuer la diffusion de vapeur en journée (Figure 6a) mais pas en période nocturne (Figure 6b).

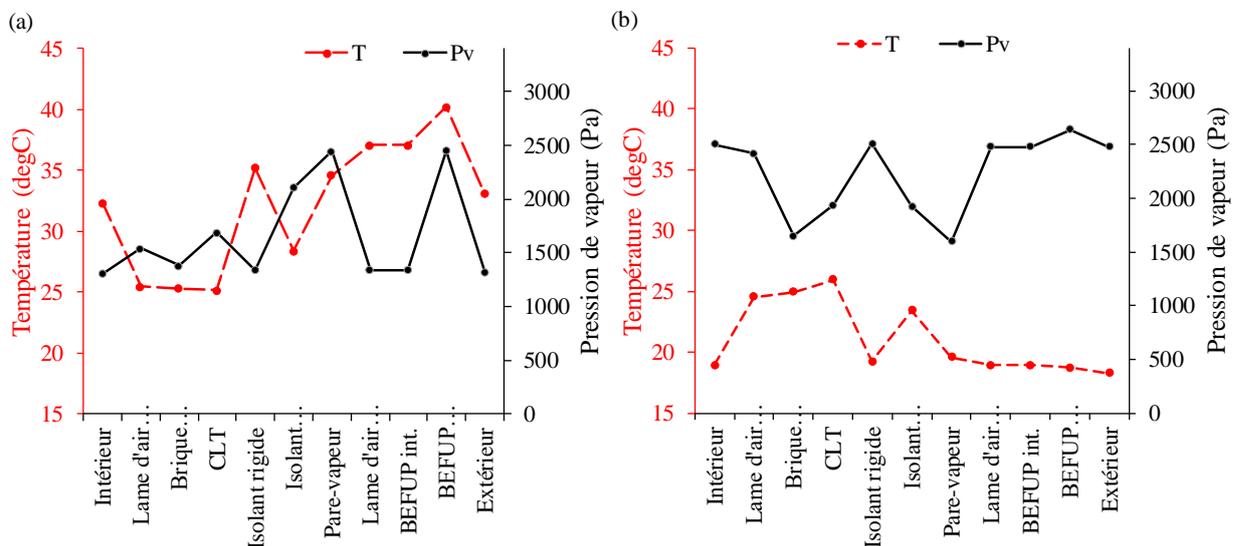


Figure 6 : Profils de températures (axe gauche) (trait pointillé et cercle plein rouge) et de pressions de vapeur (axe droit) (trait plein et étoile noire) a) le 16 novembre à 12h00 et b) le 21 novembre à 4h00.

4. Conclusion

Les premiers travaux qui ont été menés sur un dispositif expérimental in situ de la paroi du projet living lab BaityKool (Dubai) ont permis de décrire et de quantifier son comportement hygrothermique. En effet, il a été possible d'estimer la contribution de ce type de système multicouche en présence d'un milieu poreux hydrophile (MPH), aussi bien en atténuant les températures élevées en périodes diurnes qu'en limitant la chute de température en périodes nocturnes. Par ailleurs, le suivi de l'hygrométrie a montré que la paroi seule pouvait jouer un rôle de stockage tampon de l'humidité car le pare-vapeur est disposé proche de la surface de la paroi. En période diurne, au contraire, la baisse de l'humidité relative causée par les phénomènes d'évaporation et l'augmentation de la température d'air permet à la paroi de limiter très fortement les échanges avec le milieu extérieur (de 40 à 30°C à midi en période chaude), mais également d'augmenter la sensation de fraîcheur avec l'humidité relative (de 15

à 40% à midi en période chaude). Ce qui constitue un enjeu majeur dans l'étude des performances énergétiques des bâtiments par rapport au changement climatique.

En termes de perspectives, dans un premier temps, nous allons compléter cette étude avec des simulations numériques pour mieux comprendre l'influence des briques de terre crue. Dans cette étude expérimentale, les températures d'air intérieur et extérieur sont quasiment les mêmes. Nous ne pouvons pas conclure sur la performance de cette paroi. Dans un second temps, confronter le modèle ainsi trouvé à une paroi instrumentée et équipée d'un matériau à changement de phase (MCP) à Bordeaux, France (climat océanique). Deux configurations seront étudiées : i) parois avec et sans bardage, ii) parois avec et sans système de ventilation du MCP. L'objectif est d'une part d'analyser l'impact du bardage sur les transferts d'énergie et de masse à travers une paroi équipé d'un MCP. D'autre part, l'influence du brassage de l'air au travers du MCP (convection forcée verticale). Ces deux configurations pourront nous permettre : (i) de mieux évaluer le stockage d'énergie issue du rayonnement solaire en période diurne et la capacité de la libérer en période nocturne vers l'extérieur en cas de rafraîchissement et (ii) d'analyser l'impact du MCP sur la température intérieure et le flux transmis.

Références

- [1] G. Rist, « La décroissance énergétique est désormais nécessaire », *Revue internationale et stratégique*, n° 1, p. 83–89, 2019.
- [2] A. M. Omer, « Energy, environment and sustainable development », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 12, n° 9, p. 2265-2300, déc. 2008, <https://doi.org/10.1016/j.rser.2007.05.001>.
- [3] N. Daouas, « A study on optimum insulation thickness in walls and energy savings in Tunisian buildings based on analytical calculation of cooling and heating transmission loads », *Applied Energy*, vol. 88, n° 1, p. 156-164, janv. 2011, <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2010.07.030>.
- [4] Ö. A. Dombaycı, M. Gölcü, et Y. Pancar, « Optimization of insulation thickness for external walls using different energy-sources », *Applied Energy*, vol. 83, n° 9, p. 921-928, sept. 2006, <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2005.10.006>.
- [5] K. Johannes *et al.*, « Matériaux à changement de phase intégrés dans les parois: impact de la modélisation du changement de phase sur le comportement thermique du bâtiment », in *actes de la conférence IBPSA France 2014*, 2014.
- [6] K. A. R. Ismail, C. L. F. Alves, et M. S. Modesto, « Numerical and experimental study on the solidification of PCM around a vertical axially finned isothermal cylinder », *Applied Thermal Engineering*, vol. 21, n° 1, p. 53-77, janv. 2001, [https://doi.org/10.1016/S1359-4311\(00\)00002-8](https://doi.org/10.1016/S1359-4311(00)00002-8).
- [7] M. Karkri, M. Lachheb, F. Albouchi, S. B. Nasrallah, et I. Krupa, « Thermal properties of smart microencapsulated paraffin/plaster composites for the thermal regulation of buildings », *Energy and Buildings*, vol. 88, p. 183-192, févr. 2015, <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2014.11.068>.
- [8] P. Tittlein, S. Gibout, E. Franquet, F. Kuznik, K. Johannes, L. Zalewski, J-P. Dumas, S. Lassue, et J-P. Bedecarrats. « Impact de la méthode de modélisation sur la simulation du comportement thermique d'un matériau contenant des microcapsules à changement de phase ». Congrès Français de Thermique, (3-6 juin 2014), Jun 2014, Lyon.
- [9] C.-R. Chen, H.-M. Chou, T.-N. Wu, et A. Sharma, « Effects of heat on building materials », *Innovation, Communication and Engineering*, p. 443, 2013.

Remerciements

Nous remercions ici les techniciens et ingénieurs du projet living lab BaityKool pour l'aide à la mise en œuvre du site d'étude, du système d'acquisition, ainsi que les données.

Study of thermal and mechanical properties of cement-based composites reinforced with vegetal sponge wastes and silica fume

Magali FOIS^{1*}, Thouraya SALEM¹, Rémy MANUEL², Laurent IBOS¹

¹ University Paris-Est, CERTES, 61 avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

² Centre d'études et de recherche en mécanique et automatismes, Université d'Evry, 40 rue du Pelvoux, 91020 Courcouronnes, France

*(Corresponding author : fois@u-pec.fr)

Abstract

This paper examines the thermal and mechanical properties of vegetal fiber cement based composites. These composites contain cement, sand, silica fume and a waste of industry composed of vegetal sponge containing cellulosic fibers. The objective was to obtain good mechanical properties combined with thermal insulation. The addition of vegetal sponge lowers the density (from 2092 to 1171 kg.m⁻³), the thermal conductivity (from 1.78 to 0.47 W.m⁻¹.K⁻¹) and compressive strength (from 73 MPa to 4MPa). Scanning Electron Microscopy observations and density measurements were also carried out.

Keywords: Lightweight concrete, compressive and flexural strengths, thermal conductivity and diffusivity, silica fume, vegetal sponge.

1. Introduction

As 40% of the global energy consumption and 56.7% of carbon dioxide emissions are relative to the building sector, the development of new insulating concretes based on biomaterials remains an innovative subject [1]. Biomaterials like vegetal fibers are biosourced and biodegradable, they are renewable resources which are not participating to the emission of carbon dioxide [2; 3]. A wide range of vegetal fibers prepared by different pulping methods were studied in various matrix systems (cement, mortars, etc.) [2, 4]. In France, hemp concrete has been developed but the degradation of mechanical properties due to aging in humid conditions may limit its use [5]. In specific conditions, some micro-organisms alter the hemp shiv microstructure leading to a modification of the porosity of concrete. This induces a decrease of the toughness and post-cracking strength of the cement [2]. Moreover, some constituents of vegetal fibers are very sensitive to the alkaline environment of cement which causes the reduction of the composite durability [6].

In this context the addition of silica fume to any vegetable fiber based concrete appears as a good alternative. Indeed silica fume reduces the concentration of hydroxyl ion in the pore solution producing a less aggressive environment for the cellulose fibers [4]. Silica fume is composed of spherical particles of silicon dioxide (SiO₂) with an average diameter of 140 nm. These particles are 100 times smaller than the cement ones. In the presence of hydrating Portland cement, silica fume will react as any finely divided amorphous silica-rich constituent in the presence of CH- the calcium ion combines with the silica to form calcium-silicate hydrate through the pozzolanic reaction. A well-crystallized form of CSH-I can be formed [7]. Thus, a concrete with a compressive strength as high as 138 MPa has been obtained using the silica fume. Large pores are reduced and continuous pores are transformed to discontinuous pores which modify the permeability of silica-fume concretes. The increase of the bonds between particles and the modification of the porosity lead to the reinforcement of

the concrete improving its compressive and flexural strength [8]. The incorporation of silica fume also leads to remarkable rheological characteristics of concrete and significantly reduces the permeability and chemical degradation reactions (carbonatation, alkali-reaction, sulfatic reactions). Consequently the incorporation of silica fume gets the triple advantage of a better processability, better mechanical properties and resistance to ageing.

2. Material and methods

The Vegetable Fiber High Performance Concrete (VFHPC) samples were obtained by mixing :

- **Cement** : CEM I 42.5 MPa R Portland cement
- **Silica fume** : Elkem Microsilica Grade 971-U Norway
- **Sand** : SIBELCO France CV32.
- **Vegetal sponge**: an industrial waste of vegetal sponge has been chosen. This industrial cellulosic paste has been obtained from a mixture of flax fibers, cotton fibers, wood pulp, ... The material has been crushed in small particles of around 5 mm in diameter or less as visible in figure 1b.

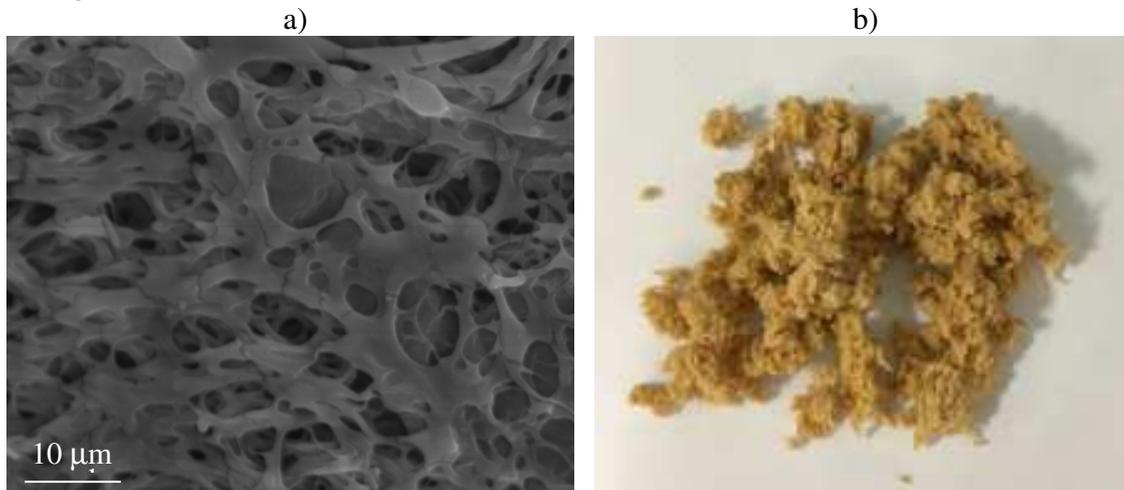


Figure 1 : a) Observation by SEM of vegetal sponge
b) Photography of the crushed vegetal sponge incorporated to cement

The concrete was formulated by choosing a cement content, a determined sand dosage and a constant W/C ratio. Vegetable fibers have a mass percentage instead of sand of 0%, 5%, 10%, 15% and 20%. The composition of the different samples is given in Table 1. The water / cement ratio (W/C) is 0.5, the Cement / Sand ratio (C/S) is fixed at 0.6 and the silica fume / cement ratio (SF/C) 0.2. The Vegetable Fiber High Performance Concrete (VFHPC) samples were named as a function of the sand substitution percentage, for example when 5% of sand mass is substituted by vegetal fibers the obtained concrete is named VFHPC5.

sample	Cement	Sand	Vegetal Fiber	Silica fume	Fiber weight fraction
	(g)	(g)	(g)	(g)	(%)
Concrete	500	1000	0	100	0
VFHPC5	500	950	50	100	3.1
VFHPC8	500	920	80	100	5
VFHPC10	500	900	100	100	6.3
VFHPC15	500	850	150	100	9.4
VFHPC20	500	800	200	100	12.5

Table 1 : Composition of the Vegetable Fiber High Performance Concrete (VFHPC)

Protocol:

- The fibers were dried 24 hours at 40 °C and then rehydrated with 1/3 of water before being incorporated into the mixture. They should not be incorporated dry as they would absorb the water necessary for the hydration reaction of the cement.
- The cement, the silica fume and the sand were mixed in order to well homogenize the mixture, then 2/3 of the water was added.
- The wet fibers are then gradually incorporated into the mixture while mixing.
- The concrete is then poured in stainless steel molds for 4*4*16 cm³ test-pieces.
- The 3 samples were vibrated with a specific system coupled with the mold as visible in figure 2a and pressed under 3 bars as visible in figure 2b. The vibration was done thanks to compressed air inducing the rotation of a ball in a semi-circular cavity. A pseudo-circular wave in a parallel plan at the mold base (horizontal) allows vibrating the concrete in the horizontal sense. A vibration in the vertical plane would favor the cement stratification. The vibration frequency is around 500 – 1000 Hz. This process of vibration and pressure is close to the production press industrial process. Vibrations are used in order to avoid air bubbles and the compression to favor the cohesion between the different constituents.
- Samples were kept one day in the mold covered with a plastic film, dried in air at ambient temperature and then placed in a storage room (T°=20°C, RH=50%) during 5 months.

a)



b)



Figure 2 : *a. Samples of concrete molded for mechanical tests in stainless steel molds with a vibration system, b. Samples in the mold on the hydraulic press.*

1.1. Methods

Samples were observed using a scanning electron microscope JEOL 6301 F. The density of the samples was obtained by weighing the samples and measuring their dimensions. Bending tests on 4x4x16 cm³ molded test piece and compressive strength on half-prism after bending test were performed according to NF EN 196-1. Thermal properties were determined using the transient plane source method “Hot Disk” with the TPS 2500 apparatus, using the bulk (type I) standard isotropic measurement module. This method uses a plane probe sensor composed of a nickel foil (with a double spiral pattern) placed between two layers of Kapton sandwiched between two samples. The sensor is used as a heating source and a temperature sensor at the same time, as its electrical resistance is measured (by using a Wheatstone bridge) over the time. The thermal conductivity and diffusivity are then identified using a thermal model. The probe was chosen according to the thickness of the sample (6.403 mm and 3.189 mm radius probe on samples with an average thickness of 10 mm). The average values of thermal conductivity and diffusivity were calculated for six performed measurements on 2 samples turned up. The uncertainties of thermal conductivity and diffusivity were evaluated from standard deviations of the 6 experiments (using reproducibility conditions). Heat capacity C_p has been calculated using density ρ , thermal conductivity k and diffusivity a

($C_p = k / (\rho \times a)$). C_p combined standard measurement uncertainty is then computed by propagating standard measurement uncertainties on ρ , k and a according to the GUM method.

3. Results and Discussion

3.1. SEM observations

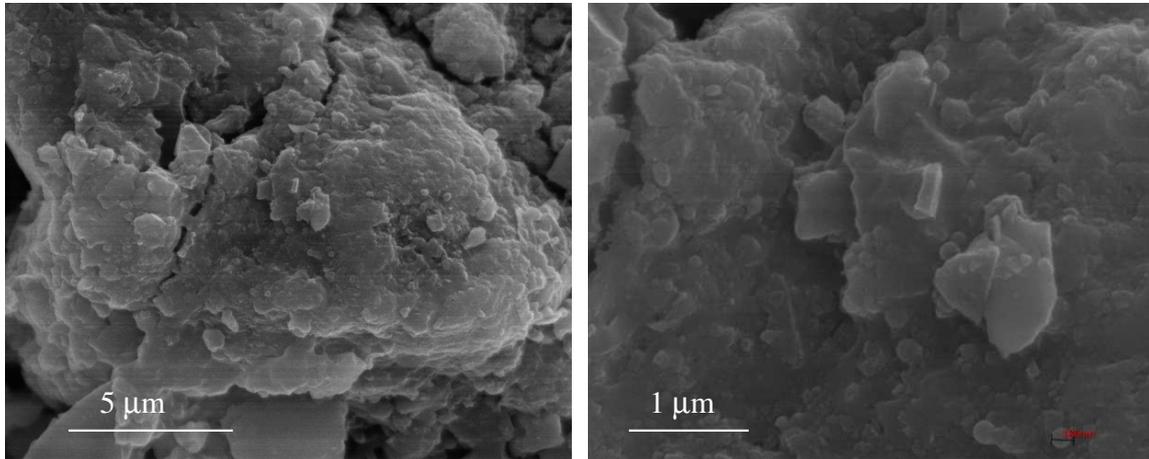


Figure 3 : SEM micrographs of concrete containing sand and silica fume.

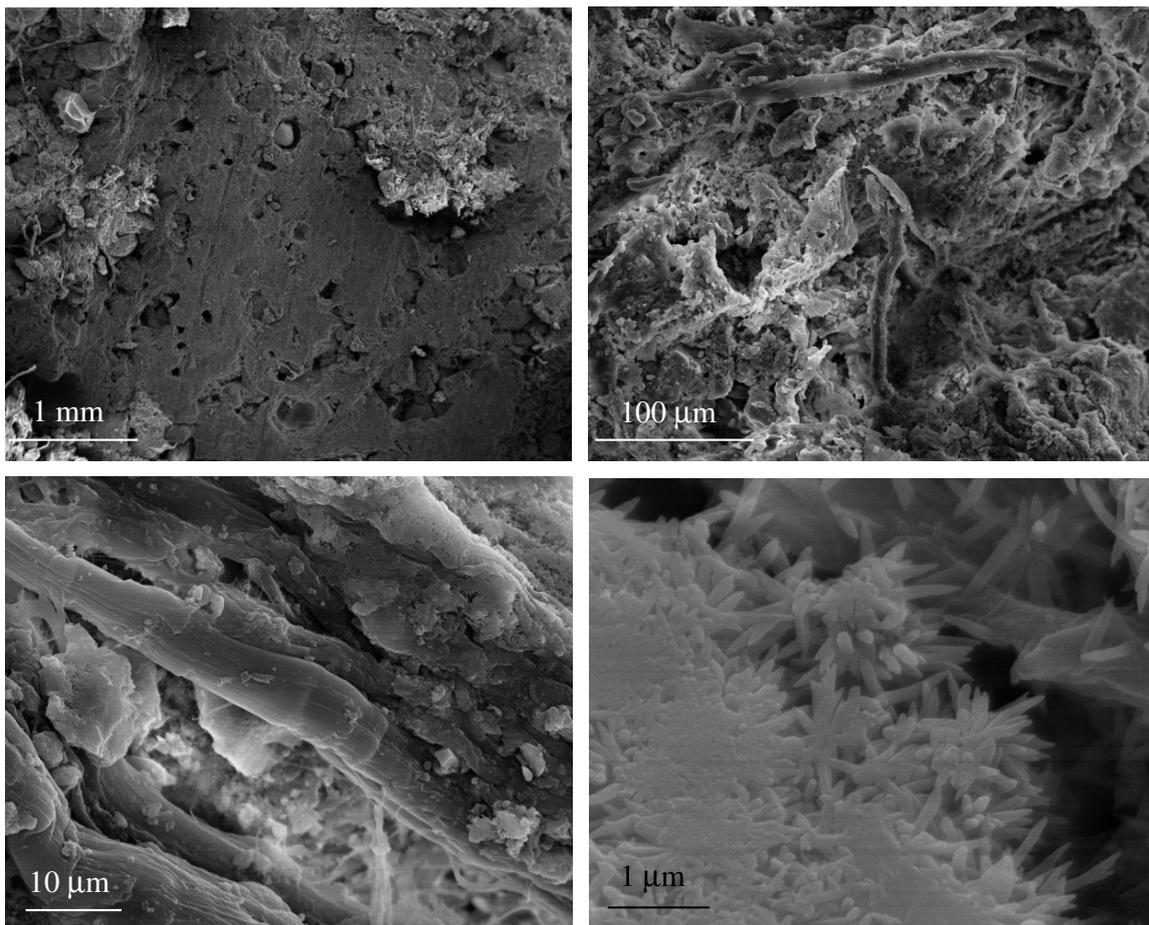


Figure 4 : SEM micrographs of vegetal fibers concrete containing around 5 % of fibers and silica fume at different magnifications.

Scanning Electron Microscopy (SEM) observations are presented in figures 3, 4 and 5. In figure 3 the micrographs of high performance cement containing silica fume show a very

dense material. The addition of silica fume induces a very dense microstructure compared to sand cement without silica fume [9]. Silica fume increases the bond strength between cement paste and aggregate by making interfacial zone denser. The silica fume induces a less porous structure in the interfacial zone thus the cement is more resistant to the penetration of aggressive agents [9]. The Scanning Electronic Microscopy observation of vegetal fibers concrete containing around 5 % of vegetal sponge at different magnifications is presented in figure 4. The pieces of sponge of approximatively 1 mm in diameter are visible in the first image. They are surrounded by cement. On the adjacent image, at the scale of 100 μm , long vegetal fibers are visible after a zoom in the piece of sponge. Lowering the scale to 10 μm allows seeing the presence of crystals of CSH. These crystals are more visible at the scale of 1 μm on the last image of figure 4.

3.2. Density

The variation of density with the mass fraction of fibers is presented in figure 6. It is observed that the density decreases clearly when the mass fraction of fibers increases. The density is halved when the mass fraction of fibers is 12.5 %.

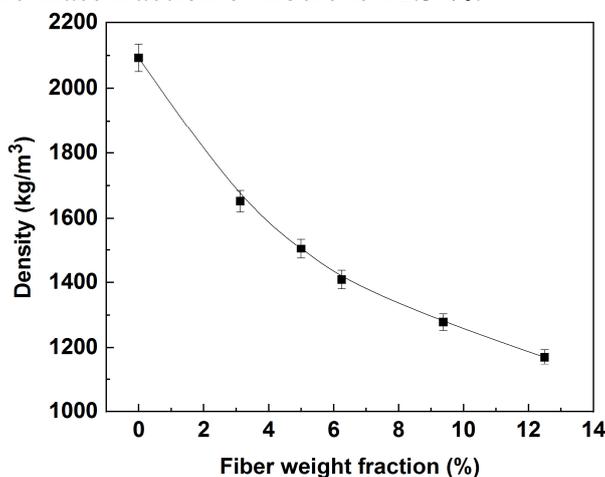


Figure 6 : Evolution of density as a function of fiber weight fraction

Here the density of the concrete containing silica fume is 2092 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. The addition of vegetal fibers decreases the density until 1171 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ for a fiber mass fraction of 12.5%. Thus all the samples may be considered as lightweight concrete. Indeed, lightweight concrete has a density lower than 1840 kg/m^3 compared to normal weight concrete with a density in the range of 2240 et 2400 kg/m^3 [10]. The addition of vegetal fibers decreases the density of the vegetal fiber composite because the density of vegetal fibers is much lower than the density of cement. Moreover as vegetal fibers are forming a porous material in vegetal sponge their incorporation in cement leads to a lightweight concrete.

3.3. Thermal conductivity and diffusivity

The evolution of thermal conductivity of concrete as a function of the fibers mass fraction has been plotted in Figures 7. Thermal conductivity decreases with the fiber mass fraction. This decrease is expected because vegetal fibers have lower thermal conductivity than concrete. Such a decrease has ever been observed by different authors [12, 13]. The thermal conductivity goes from $1.785 \pm 0.036 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ for the cementitious matrix to $0.476 \pm 0.010 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ for the composite containing 12.5% by mass of fibers, which corresponds to a reduction to around $\frac{1}{4}$ of the initial value. Moreover, the addition of fibers in the matrix creates numerous interfaces which act thermally as successive contact resistances

and lead to a decrease in thermal conductivity [13]. Part of these interfaces is filled by CSH formed by silica fume.

In most publications, the addition of silica fume decreases thermal conductivity and thermal diffusivity and increases the specific heat [14, 15]. For example the thermal conductivity of cements goes from $0.52 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ to $0.40 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ when 15% by weight of cement is replaced by silica fume [14]. Thermal conductivity of cement paste (Portland type I+ water) is $0.53 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ and thermal conductivity of mortar (cement + sand + water) is $0.58 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [14]. A thermal conductivity of $0.46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ was obtained for example for sugar cane bagasse fibers reinforced cement composites containing 3% of fibers with respect to Portland cement [1]. A thermal conductivity of $0.19 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ and $0.175 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ has been obtained for concrete obtained with cement, sand and coconut or durian fibers wastes (30% Fibers/cement), the corresponding compressive strength being respectively 1.81 MPa and 1.97 MPa [12].

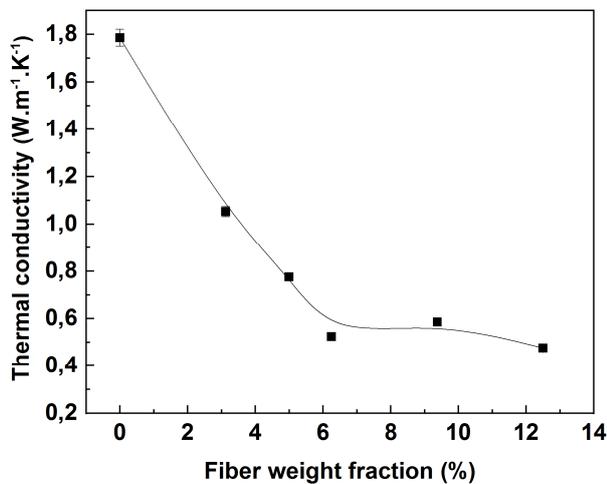


Figure 7 : Thermal conductivity as a function of fiber weight fraction

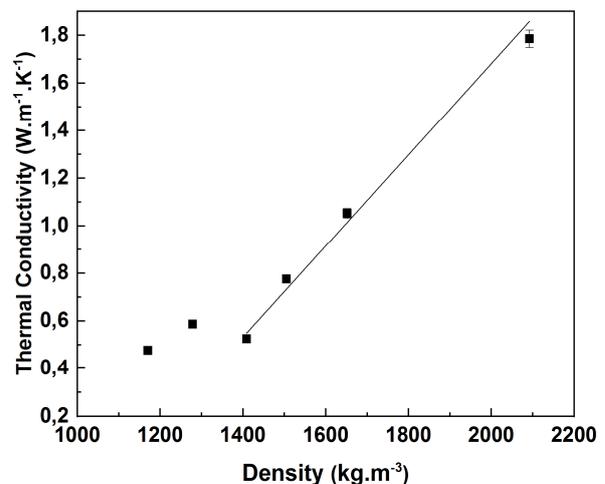


Figure 8: Variation of the thermal conductivity as a function of density

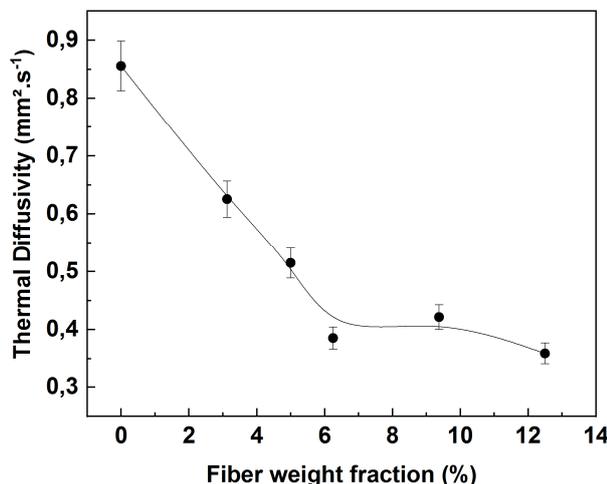


Figure 9 : Thermal diffusivity as a function of fiber weight fraction

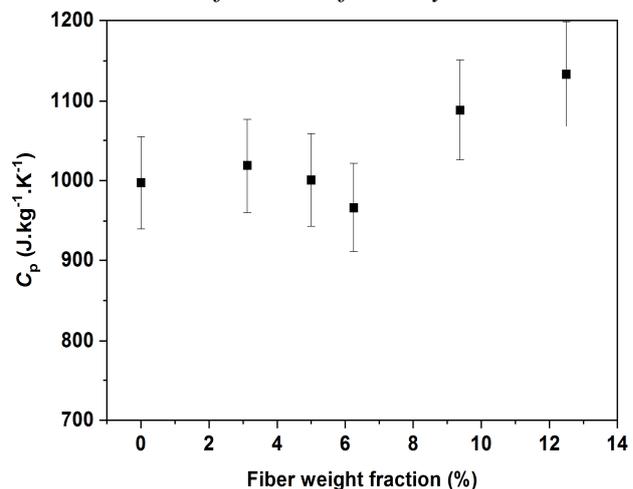


Figure 10: Heat Capacity as a function of fiber weight fraction

In other respects, the plotting of the relative variations in thermal conductivity as a function of density shows the existence of a correlation between these properties for fiber weight fractions lower than 6.3% (cf. figure 8). This result confirms those already observed in previous works for other types of natural fibers [1; 11]. Thermal conductivity of concrete is also related to its apparent density [15]. A linear decrease is also observed when replacing the cement with 10 to 30% silica fume, the thermal conductivity varying from 0.32 to $0.28 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [15]. These properties are related to porosity, the addition of vegetal fibers can

rise the number of voids particularly at the interface between vegetal fibers and cement [16]. At the same time, the addition of silica fume reinforces interfaces. In the case of sponge, and more particularly for high fiber weight fraction the penetration of cement paste inside the porous sponge may be difficult.

The evolutions of thermal diffusivity and heat capacity of concrete as a function of the fibers mass fraction has been plotted in Figures 9 and 10. Like thermal conductivity, thermal diffusivity decreases with the mass fraction of fibers (see figure 9). The diffusivity of the reference concrete is $0.855 \pm 0.043 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$, the minimum value is $0.359 \pm 0.018 \text{ mm}^2.\text{s}^{-1}$. Heat capacity remains stable until 6.3% of fibers, then it increases slightly.

3.4. Mechanical properties

The mechanical properties in compression and in flexion are presented in figure 10. The mechanical resistance in compression is 72.8 MPa for the sample not containing fibers and drops to 32 MPa as soon as 3% by mass of fibers are incorporated. We conclude that adding fibers to concrete weakens our material, however the mechanical resistance in compression is still acceptable for samples not exceeding 6.3 % of fibers because it is greater than the limit value of 25 MPa necessary to make load-bearing materials (beams, walls, etc.). Above this percentage, the mechanical module in compression is close to the limit value of 4 MPa necessary to produce insulating materials for filling the wall of individual houses. A stability of the thermal and mechanical properties for higher fiber weight fractions than 6.3% is observed. SEM observations showed that this comes from the low quantity of cement which cannot recover all vegetal sponge pieces.

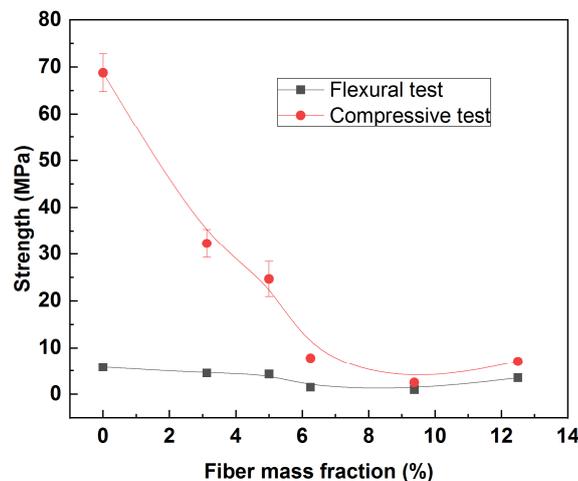


Figure 10 : Evolution of flexural and compressive strengths as a function of fiber mass fraction.

4. Conclusion

This study showed that vegetal sponge wastes can be reused in order to obtain insulating lightweight concrete. The thermal characterizations allowed verifying that the addition of porous vegetable fibers well reduces the thermal conductivity and diffusivity of the fiber-reinforced concretes. Thermal conductivity passes from $1.785 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ to $0.476 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. The addition of vegetal fibers decreases the density of the samples and therefore provides certain lightness to the material. The density drops from 2092 kg.m^{-3} to 1171 kg.m^{-3} . Nevertheless, the integration of the fibers reduces the compressive strength, for samples containing no more than 6.25% of fibers; the compressive strength remains greater than 25 MPa which allows producing load-bearing materials (beams, walls, etc.). For samples

containing up to 12.5% of fibers, the compressive strength is close to 4 MPa, so it may be used as an insulating material for filling walls. For a compressive strength of approximately 25 MPa, a thermal conductivity of $0.75 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ is obtained. The use of vegetal sponge wastes in concrete is therefore an attractive alternative in order to minimize the environmental impact by reducing energy consumption in buildings using biosourced industrial wastes.

References

- [1] C. Onésippe, N. Passe-Coutrin, F. Toro, S. Delvasto, K. Bilba, M.A. Arsène, Sugar cane bagasse fibres reinforced cement composites : Thermal considerations, *Comp. : part A*, 41 (2010), 549-556.
- [2] M. Ardanuy, J. Claramunt, R. Dias Telode Filho, Cellulosic fiber reinforced cement-based composites : A review of recent research, *Constr. Build. Mater.*, 79 (2015), 115-128.
- [3] S.R. Karade, Cement-bonded composites from lignocellulosic wastes, *Construction and building materials*, 24 (2010), 1323-1330.
- [4] M. Khorami, E. Ganjian, Comparing flexural behavior of fibre-cement composites reinforced bagasse : Wheat and eucalyptus, *Construction and Building Materials*, 25 (2011), 3661-3667.
- [5] G. Delannoy, S; Marceau, P; Glé, E; Gourlay, M. Guéguen-Minerbe, D. Diaffi, I. Nour, S. Amziane, F. Farcas, Aging of hemp shiv used for concrete, *Mat. and design*, 160 (2018), 752-762.
- [6] E.M. Bezerra, A.P. Joaquim, H. Savastano Jr., V.M. John, V. Agopyan, The effect of different mineral additions and synthetic fiber contents on properties of cement based composites, *Cement & Concrete Composites*, 28 (2006), 555-563.
- [7] Terence C. Holland et al., Guide for the use of Silica Fume in Concrete, Reported by ACICommittee 234, ACI 234R-96, 2000
- [8] V. Agrawal, R. Gupta, A. K. Gautam, Strengthening effect in high strength silica fume concrete, *Int. J. of advances in Mechanical and civil engineering*, 3 (4) (2016), 88-90.
- [9] K. Gadri, A. Guettala., Etude des caractéristiques physico-mécaniques des bétons de sable, à base de fumée de silice, MATEC Web of Conferences 11, 01018, 2014
- [10] H. Hardjasaputra , G. Ng, G. Urgessa, G. Lesmana, S. Sidharta, Performance of Lightweight Natural-Fiber Reinforced Concrete, MATEC Web of Conferences 138, 01009, 2017
- [11] Bederina, M., Marmoret, L., Mezreb, K., Khenfer, M.M., Bali, A., Quéneudec, M.: Effect of the addition of wood shavings on thermal conductivity of sand concretes: Experimental study and modelling. *Constr. Build. Mater.* 21 (2007), 662–668.
- [12] J. Khedari, B. Suttisonk, N. Pratinthong, J. Hirunlabh, New lightweight composite construction materials with low thermal conductivity, *Cement and concrete composites*, 23 (2001), 65-70.
- [13] O. Hamdaoui, L. Ibos, A. Mazioud, M. Safi, O. Limam, Thermophysical characterization of Posidonia Oceanica marine fibers intended to be used as an insulation material in mediterranean buildings, *Construction and building materials*, 180 (2018), 68-76.
- [14] Y. Xu, DDL Chung. Cement of high specific heat and high thermal conductivity, obtained by using silane and silica fume as admixtures, *Cement and concrete research*, 30 (2000), 1175–8.
- [15] R. Demirboga, R. Gül, The effects of expanded perlite aggregate, silica fume and fly ash on the thermal conductivity of lightweight concrete, *Cement and concrete research*, 33 (2003), 723 – 727.
- [16] Saygılı, A., Baykal, G.: A new method for improving the thermal insulation properties of fly ash. *Energy Build.* 43 (2011), 3236–3242.

Sensibilité de la diffusivité thermique d'échantillons d'argiles cuites ou crues de différentes provenances.

Thermal diffusivity sensibilities of clays or bricks from different origins.

André DONNOT*, Jean-Louis TANGUIER, Riad BENELMIR

Laboratoire Etude Recherche sur le Matériau Bois

Campus Aiguillettes- BP 70239- 54506 Vandoeuvre lès Nancy

*(auteur correspondant : andre.donnot@univ-lorraine.fr)

Résumé – La diffusivité thermique est un élément clef lors de l'étude du comportement thermique dynamique d'une paroi. Elle est étudiée ici sur trois argiles différentes ayant subies ou pas une cuisson. Nos résultats montrent que la nature des argiles et leur cuisson ne sont pas les paramètres clefs pour la capacité thermique volumique des produits.

Mots clefs : propriétés thermiques des argiles, conductivité thermique, diffusivité thermique, capacité calorifique.

Abstract Thermal diffusivity is a key element in the study of the dynamic thermal behaviour of a wall, is studied here for three different clays having undergone or not firing. Our results show that the nature of the clays and their firing are not determinant parameters for the volume thermal capacity of the products.

Keywords: Clay's thermal properties of clays, thermal conductivity, thermal diffusivity, heat capacity.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $\text{.mm}^2\text{s}^{-1}$	
Cp	capacité thermique massique, $\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>
d	diamètre intérieur, mm	λ conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$.
D	diamètre extérieur, mm	ρ masse volumique, kg.m^{-3}
E	effusivité thermique, $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$	
H	hauteur, mm	<i>Indice et exposants</i>
m	masse, g	∞ ambiante
P	puissance, W	Alu aluminium
R	rayon, mm	Arg argile
R	résistance thermique, $\text{m}^2.\text{K.W}^{-1}$	C rayon interne cylindre argile
T	temps, s	ech échantillon
T	température, °C	élec électrique
V	volume, m^3	ext extérieur

hum	humide	PVC	polychlorure de vinyle
int	intérieur	R	rayon externe cylindre argile
isol	isolant	Sec	sèche
per	permanent		

1. Introduction

Dans les calculs de simulation thermique dynamique (STD), la diffusivité thermique, $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$, permet le calcul des amortissements et des déphasages thermiques. Elle dépend de la capacité thermique volumique, $(\rho \cdot C_p)$ et de la conductivité thermique, λ . Dans la bibliographie beaucoup de résultats lient ρ et λ mais personne ne s'est intéressé à la mesure de la sensibilité de a en fonction de la nature de l'argile ou de sa cuisson éventuelle.

Après une description de l'appareillage et du protocole de fabrication des échantillons, nous nous intéresserons à l'importance de la composition des argiles sur la diffusivité thermique, les paramètres humidité, pression de compactage, granulométrie étant quant à eux fixés. Seul le paramètre diffusivité a été choisi car en thermique du bâtiment, il est déterminant pour ce qui concerne le déphasage et l'amortissement thermique qui sont tous deux des grandeurs clefs utilisées pour les calculs de STD

Appareillage

Notre appareil (figure 1) est dérivé de celui de Carlson [2]. Une masse d'argile est préparée pour faire un cylindre compact ($H \sim 70$ mm ; $D_{ext} \sim 40$ ou 60 mm environ). La pression de compactage est en général de 20 ± 1 bar, elle est gardée pendant 10 à 15 min de façon à permettre la relaxation totale de l'éprouvette. Pour un échantillon cuit, le cylindre est alors séché à l'air libre 72h puis à l'étuve à 105°C pendant 48h. Le cylindre subi alors une cuisson à la température maximale de 1050°C durant 3h avec un programme toujours identique. A l'issue, l'échantillon est mesuré au pied à coulisse. Ces grandeurs permettent de calculer la masse volumique apparente à environ 6% près. L'échantillon va ensuite être percé sur son axe au moyen d'un foret de 6,2 mm, de façon à ce que la cartouche (6,4 mm de diamètre) soit insérée au plus près afin de supprimer toute résistance thermique de contact.

Pour un échantillon d'argile crue, au moment du pressage, nous plaçons au centre du moule un tube en aluminium de 1 mm d'épaisseur et 10 mm de diamètre extérieur.

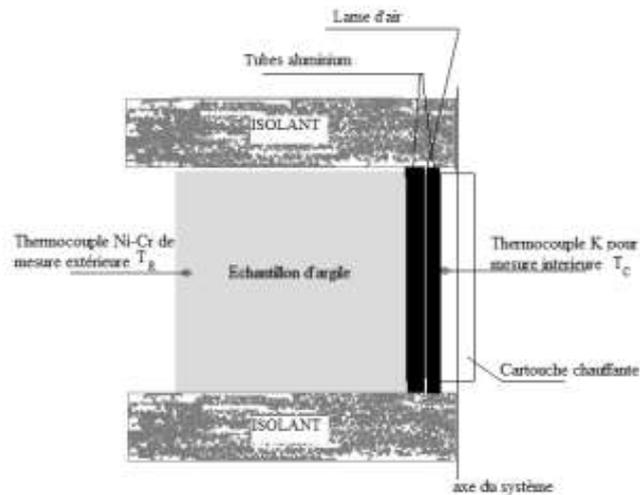


Figure 1 : schéma de l'appareillage utilisé pour les argiles crues. Pour les argiles cuites, il n'y a que le tube d'aluminium intérieur.

L'échantillon subit alors la même compression que les échantillons cuits. Dès qu'il est démoulé, il est utilisé pour faire les mesures thermiques. La cartouche chauffante est alors insérée dans le tube d'aluminium en force pour annuler la résistance de contact. On alimente la cartouche en courant électrique à tension constante durant tout l'essai. Les mesures se font en continu avec un voltmètre et un ampèremètre intégrés dans le montage (figure 1), la précision est de $\pm 0,1V$ et $\pm 0,05A$ ce qui donne avec nos valeurs une erreur d'environ 0,5 % sur les puissances.

Les grandeurs physiques sont calculées à partir de l'évolution de T_C et T_R , nous tenons compte d'une résistance thermique interfaciale $R_c = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$ dans le cas des argiles cuites. Pour les argiles crues, elle est de $R_c = 1.45 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$ et provient du film d'air de 0.05 mm entre les deux tubes d'aluminium. L'effusivité thermique de l'aluminium ($E_{\text{Alu}} = 23400 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-1/2}$) et celle des argiles ($E_{\text{arg}} \sim 948 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-1/2}$) nous amène à assimiler la température de contact de l'argile à celle du tube en aluminium.

L'analyse de la courbe expérimentale donnant T_C et T_R au cours du temps détermine le début du régime permanent (température constante en moyenne pendant au moins 3h).

Comme Carlson [2] nous pouvons en déduire la valeur de la conductivité thermique:

Résistance thermique des argiles :

$$R_{\text{arg}} = \frac{T_{C,\text{per}} - T_{R,\text{per}}}{P_{\text{elec}}} - R_C \quad (1)$$

A partir de R_{arg} on peut alors déduire :

$$\lambda_{\text{arg}} = \frac{\ln\left(\frac{D}{d}\right)}{(2\pi H R_{\text{arg}})} \quad (2)$$

A partir du même essai on peut calculer la capacité calorifique massique. La conservation de l'énergie appliquée au système donne en termes de puissance :

$$P_{elec} = \rho C_p \int_V \left(\frac{dT_V}{dt} \right) dV + S h(t) (T_{pext}(t) - T_{\infty}) \quad (3)$$

dans laquelle $h(t)$ est le calcul du coefficient d'échange par convection et rayonnement entre la surface de l'échantillon et le milieu ambiant. Il se calcule en utilisant les relations classiques du transfert convectif – radiatif [3]. Une correction Cor (4) est toutefois apportée par rapport à ces grandeurs car nos cylindres ne sont pas infiniment longs et sont compris entre deux blocs de dimensions extérieures supérieures au diamètre de nos cylindres. Ce facteur vaut couramment 0,95.

$$Cor = \frac{P_{elec}}{h_{per} S (T_{per} - T_{\infty})} \quad (4)$$

Si l'on intègre (3) entre l'instant initial où tout est à température T_{∞} et un instant Δt après l'obtention du régime permanent cette équation devient :

$$\int_0^{\Delta t} P_{elec} dt = \rho C_p (\overline{T}_{ech} - T_{\infty}) + S \int_0^{\Delta t} h(t) (T_{pext} - T_{\infty}) dt \quad (5)$$

dans laquelle :

$$\overline{T}_{ech} = \frac{1}{\vartheta} \int_{\vartheta} T d\vartheta \quad (6)$$

est la température moyenne de l'échantillon durant le régime permanent et S la surface latérale de l'échantillon.

L'échantillon (figure 1) étant inséré entre deux parallélépipèdes d'isolant, ($\lambda_{isol}=0.04 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$) de 8 cm d'épaisseur et de section 100 cm^2 , la résistance thermique aux extrémité atteint 200 K.W^{-1} , elle est environ 240 fois plus grande que la résistance thermique latérale de l'échantillon ($0,8 \text{ K.W}^{-1}$). Nous négligeons donc les fuites thermiques par les extrémités. En conséquence, la température de l'échantillon est considérée comme constante sur toute sa longueur, des mesures sur échantillons donnent un écart de température $< 1^{\circ}\text{C}$ entre le plan médian et les extrémités. Le profil de température est alors donné par [3] :

$$T(r) = T_C + (T_R - T_C) \frac{\text{Ln}\left(\frac{2r}{d}\right)}{\text{Ln}\left(\frac{D}{d}\right)} \quad (7)$$

Puisque le flux est purement radial et que la densité de puissance de la cartouche est uniforme l'équation (7) utilisée dans (6) permet de calculer \overline{T}_{ech} . C_p est obtenu par:

$$C_p = \frac{\int_0^{\Delta t} \{ (P_{elec} - S h(t) (T_{pext} - T_{\infty})) \} dt}{\rho (\overline{T}_{ech} - T_{\infty})} \quad (8)$$

En absence de moyen réel de mesure de cette grandeur, nous évaluons l'erreur maximale à 5%.

Remarque : lors du refroidissement de l'échantillon, s'il est impossible de calculer λ_{arg} à partir des mesures, il est toutefois possible d'adapter les mesures de Cp à cette phase.

Pour les échantillons d'argiles humides, le bilan doit faire intervenir l'évaporation de l'eau, l'équation (8) devient alors :

$$Cp = \frac{\int_0^{\Delta t} \{P_{elec} - Sh(t)(T_{pext} - T_{\infty})\} dt - (m_{hum} - m_{sec})L}{\rho(T_{ech} - T_{\infty})} \quad (9)$$

Dans laquelle $L=2433 \text{ kJ.kg}^{-1}$ est la chaleur latente d'évaporation de l'eau.

Afin de vérifier notre appareillage, nous l'avons testé avec des échantillons de PVC dont les caractéristiques sont connues ($Cp_{PVC}=1 \text{ kJ.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $\lambda_{PVC}=0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Les résultats sont donnés dans le tableau 1 pour différentes puissances et deux tailles d'échantillons. Le tableau donne $\lambda_{PVC}=0,22 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 4,6% près donc dans l'intervalle de mesure du fabricant et $Cp_{PVC}=0,99 \text{ kJ.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 2% très près de la valeur du fabricant. Ceci valide nos mesures aussi bien par rapport aux deux tailles d'échantillon que pour la gamme de puissances électriques utilisées.

	P_{elec}	D_{ext}	H	m	ρ	λ	Cp
hantillon 1	2,67	70,4	73,1	413	1480	0,21	0,98
	0						1,01
	3,321					0,21	1,02
hantillon 2	3,38	40	70	123	1440	0,22	0,96
	0						0,98
					moyenne	0,21	0,99
					Ecart type	0,01	0,02

Tableau 1 : Validation de la méthode par des mesures faites sur du PVC .

Cette méthodologie est ensuite appliquée à trois types d'argiles :

- a) Argile de Zogbodomey, une argile béninoise constituée de kaolinite 30-40% et de 20-30% de quartz, le résidu étant d'autres argiles en mélange. Cette argile subissant très bien notre cycle de cuisson.

- b) Argile de Sémé Podji, une argile béninois contenant 20-30% de kaolinite, 50-60% de quartz avec une teneur en matière organique de 10-15%. Cette argile se cuit difficilement selon notre cycle de cuisson.
- c) Argile de Xeulley d'origine française proche de Nancy dont la composition minérale est kaolinite 10-20% ; quartz 50-60%, aragonite 20-30% ce qui la rend difficilement apte à subir le cycle de cuisson.

2. Résultats

Les valeurs moyennes et les écart type des mesures sont données dans le tableau 2. L'écart type des mesures pour la masse volumique et la capacité calorifique reste proche des valeurs des erreurs de mesures estimées (respectivement 6 et 5%) alors que pour la conductivité thermique, l'écart type atteint systématiquement une valeur de 40%-50% de la moyenne soit une valeur 15 fois supérieure à celle des erreurs de mesure. Nous en concluons que la masse volumique et la capacité calorifique dépendent peu de la nature des argiles, en accord avec [4] pour les argiles crues lorsqu'elles sont fabriquées avec une humidité initiale correspondant au maximum de masse volumique du produit sec. Ce qui conforte les conclusions de [5]. La cuisson n'a pas non plus d'effet mesurable sur ces deux grandeurs.

Les conductivités thermiques présentent globalement un grand écart-type qui traduit un effet beaucoup plus important des paramètres de mise en œuvre sur cette grandeur. En effet les argiles crues ont une valeur moyenne de $0.49 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et les argiles cuites de $0.64 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ valeurs significativement différentes. Ces valeurs semblent plus faibles que celles de la référence [6] qui sont plus proches de $0.92 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. A l'intérieur d'une famille d'argile cuite ou crue, il est par contre très difficile de faire des distinctions, nous en concluons que la nature des argiles intervient peu sur la valeur de la conductivité thermique lorsque l'humidité de fabrication est égale à celle donnant la masse volumique la plus élevée sur le produit sec.

Type d'échantillon		ρ	λ	C_p
Toutes argiles (32)	Moyenne	1600	0,66	0,82
	Ecart-type en % moyenne	7,6%	52,6%	16,7%
Argiles crues (8)	Moyenne	1690	0,49	0,81
	Ecart-type en % moyenne	7.2%	25,3%	20,7%

Argile Sémé Podji (4)	Moyenne	1630	0,64	0,99
	Ecartype en % moyenne	7%	43%	6%
Argile Zogbodomey (4)	Moyenne	1690	0,5	0,72
	Ecartype en % moyenne	2%	36%	14%
Argiles cuites (24)	Moyenne	1610	0,70	0,83
	Ecart-type en % moyenne	7,8%	53,3%	16,0%
Argile Sémé Podji (6)	Moyenne (6)	1640	0,79	0,93
	Ecart-type en % moyenne	12,7%	38,4%	6,3%
Argile Zogbodomey (14)	Moyenne (14)	1600	0,67	0,80
	Ecart-type en % moyenne	14,1%	37,5%	12,8%
Argile Xeuilley (4)	Moyenne (4)	1670	0,75	0,69
	Ecart-type en % moyenne	6,07%	16,87%	10,62%

Tableau 2 : Influence de la nature de l'argile et de sa cuisson sur les erreurs. (x) = x mesures, le nombre d'échantillons total

La diffusivité thermique, $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$, étant la grandeur thermique déterminante lorsque l'on s'intéresse au comportement dynamique d'un bâtiment, nous avons représenté figures 2 et 3 comment elle varie en fonction de ses grandeurs de base λ et (ρC_p) .

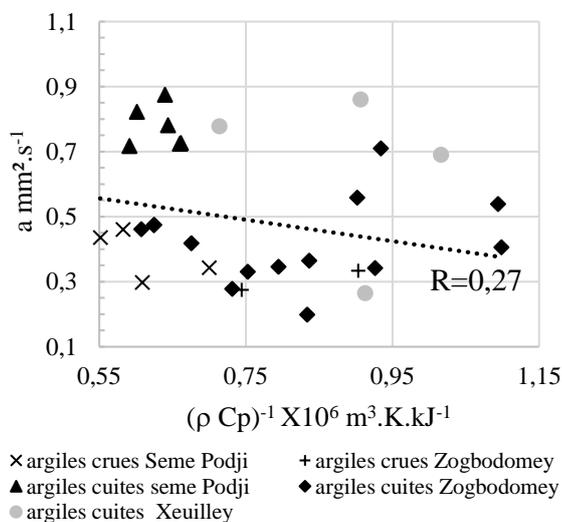


Figure 2 : Evolution de la diffusivité thermique en fonction de $1/\rho * C_p$.

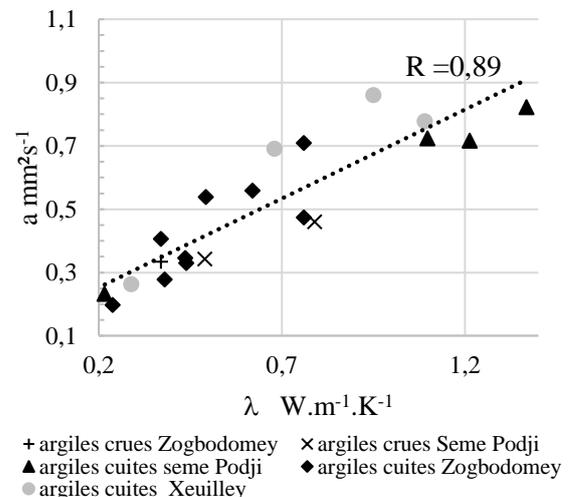


Figure 3 : conductivité thermique et diffusivité thermique.

La figure 2 montre une dispersion des points très supérieure à celle des erreurs de mesures. Cette dispersion est toutefois plus grande pour les mesures des argiles cuites que pour celles des argiles crues, ces dernières étant toutes sous la droite des moindres carrés. Pour les argiles cuites, la dispersion ne permet pas de tirer des conclusions, par contre il semble que pour les argiles crues, lorsque la capacité thermique volumique augmente la diffusivité diminue.

Pour la conductivité thermique, la régression linéaire présente un excellent coefficient de corrélation à $R=0,89$ et les tables de Bravais donnent une probabilité de plus 99% pour que cette corrélation soit vraie. Ceci traduit que la nature de l'argile ou sa cuisson n'ont pas d'effet important sur a .

Conclusion

Nos mesures montrent qu'il existe un lien direct entre la conductivité thermique et la diffusivité thermique, lien qui n'existe pas avec la masse volumique ou la capacité thermique. et qu'en conséquence la mesure de l'une devrait pouvoir suffire à prédire une valeur suffisamment précise de l'autre sans avoir à préparer deux échantillons.

Pour les simulations STD la grandeur thermique la plus importante à connaître est la conductivité thermique car la diffusivité donc l'amortissement thermique et le déphasage lui seront directement liés.

Références

- [1] Valorisation de rebuts de bouteilles en verre et de cendres de bois dans la fabrication de briques en argile cuite. G Milohin, nov 05/11/2019. Thèse université Lorraine – Abomey Calvi.
- [2] J. D. Carlson, R. Bhardwaj, P. E. Phelan, K. E. Kaloush, J. S. Golden, Determining Thermal Conductivity of Paving Materials Using Cylindrical Sample Geometry, Journal of materials in civil engineering, 22(2), February 2010, pp 186-195
- [3] Y Janot, A Degiovanni, Mesures des propriétés thermiques des matériaux, édition ISTE 2018, pp 97-129.
- [4] C Pompeo, C Gueret. Conductivité thermique des matériaux, éd CSTB, Th-U 2, déc 2000.
- [5] P Cosenza, R Ghérin, A Tabbagh, Relationship between thermal conductivity and water content of soils using numerical modeling, European Journal of Soil Science, 54(3), September 2003, pp 581-588.
- [6] N Zhang, Z Wang, Review of soil thermal conductivity and predictive models, International journal of thermal science, Volume 117, July 2017, pp 172-183

Remerciements

Nos plus vifs remerciements à nos partenaires Béninois pour ce travail : V Gbaguidi, M Anjorin et M Gibigaye et à la doctorante G Milohin.

Mes remerciements à E. MARTIN sans lequel aucun moulage n'aurait été possible.

Thème 14

Thermique de la mise en forme et des assemblages

Heat transfer simulation for continuous Laser and GTA welding of 22MnB5 steel thin structure . . .	721
Effets thermiques des oxydes au cours de la mise en forme à haute température de roues pour le ferroviaire	729
Instabilités à forte vitesse de déformation lors de collisions balistiques en soudage par impact et conséquences structurales et thermomécaniques.	737
Simulation numérique du soudage laser : application à l'assemblage Ti_6Al_4V / 316L avec insert en vanadium	745

Heat transfer simulation for continuous Laser and GTA welding of 22MnB5 steel thin structure

Intissar FRIH^{1*}, Alexandre MATHIEU¹, Sadok GAIED²

1 Laser and Materials Treatment of ICB laboratory, UMR 6303 CNRS / University of Bourgogne IUT Le Creusot - 12, rue de la Fonderie – 71200 Le Creusot

2 Multimaterials & Assembly Research Group ArcelorMittal, Global Research and Development Montataire, BP 30109 - 1, route de Saint Leu, F-60761 Montataire Cedex.

*(Corresponding author: Intissar.FRIH@u-bourgogne.fr)

Abstract - In this study, both equivalent heat sources due to continuous Laser and GTA (Gas Tungsten Arc) welding are identified. Three-dimensional thermal simulations model has been proposed and applied to 22MnB5 steel thin plates. The solved model provides the temperature fields and therefore the molten zone shape. Both equivalent heat sources have been adjusted according to thermocouple temperature measurements and macrographic cross-section observation. A good agreement between the predicted temperature and the experimental thermocouple measurements has been found.

Keywords: heat source, numerical simulation, thin plate, GTA welding, Laser welding.

Nomenclature

ρ	density, kg/m ³	T	temperature, °C
C_p	specific heat capacity, J/kg.°C	h_c	heat transfer coefficient, W/m ² .°C
k	thermal conductivity, W/m.°C	ε	thermal emissivity coefficient.

1. Introduction

Welding is one of the joining technologies the most used in the fabrication industry, such as automobile, offshore structures. However, during welding, the heat input and the cooling rate may cause a modification of the microstructure and the appearance of the residual stress in the weld metal [1].

Before determining the residual stress distribution in the welded thin plate, it is necessary to propose a heat source model and to validate it by comparing with experimental temperature measurements.

In the present work, Laser welding (LW) and GTA welding have been studied. In simulation, it is of utmost importance to correctly choose and identify a welding heat source to predict precisely the temperature distribution in the welded plates.

A double ellipsoidal model proposed by Goldak et al. [2] was commonly used for arc welding in numerical simulation whose parameters are calculated from experimental observations of the molten pool [3, 4]. For Laser butt-welding, Chukkan et al. found that the 3D conical with cylindrical shell heat source model predicted well the induced thermal cycles and residual stresses [5, 6]. Both models have been chosen and used, respectively, for Laser welding and GTA welding in finite elements models.

2. Experimental details

The base material is a low-alloy steel 22MnB5 which is provided by ArcelorMittal group. The chemical composition of the 22MnB5 is given in Table 1 [7]. The thermal material properties as a function of temperature are listed in Table 2 [8].

The size of the sample is 100 mm×100 mm×1.5 mm. Two specimen have been welded, one by LW and the other by GTA welding without addition of a filler wire. For LW, the laser power is 5.2 kW, the welding speed was 6 m/min, the focusing length is 200 mm and the shielding gas is Argon with a flow rate of 20 L/min. For GTAW, the average voltage U is 14 V, the average current I is 281 A, the welding speed is 1.2 m/min and the shielding gas is, also, pure Argon with a flow rate of 15 L/min.

As shown in Figure 1, ten K-type thermocouples with 0.1 mm diameter have been arc-discharge welded to bottom surface of the welded plate in order to measure temperatures developing during welding.

To visualize the melt pool shape, a high-speed camera has been used for recording the welding process. The Phantom V9.1 camera is capable to record 500 frames per second.

	C%	Mn%	P%	Si%	Cr%	S%	Al%	B%	Ti%
22MnB5	0.23	1.22	0.013	0.21	0.2	0.002	0.041	0.0027	0.032

Table 1: Chemical composition for 22MnB5 steel

$T [^{\circ}\text{C}]$	20	100	200	300	400	500	600	700
$\rho [\text{kg}/\text{m}^3]$	7900	7830	7822	7800	7750	7700	7650	7600
$C_p [\text{J}/\text{kg}^{\circ}\text{C}]$	470	480	510	540	575	640	700	750
$k [\text{W}/\text{m}^{\circ}\text{C}]$	39.0	42.5	43.5	45.0	46.5	48.0	50.5	57.5

Table 2: Thermal material properties for 22MnB5 steel

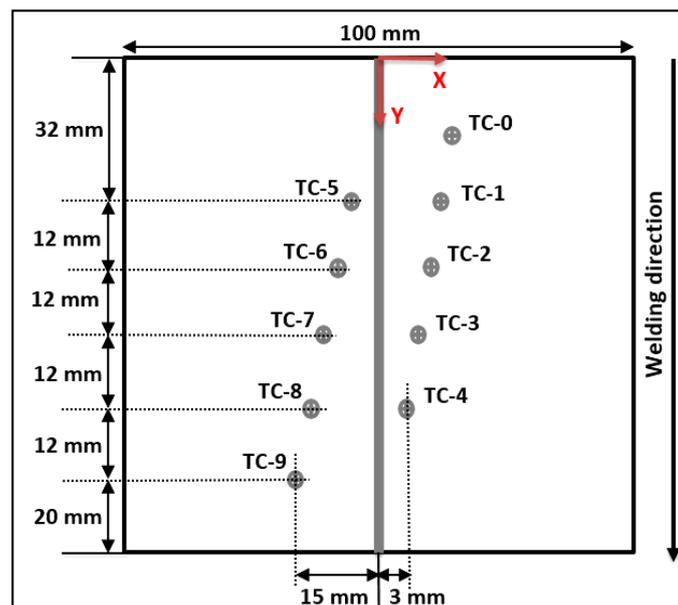


Figure 1: Positioning of thermocouples (bottom view)

3. Numerical procedure

In the present study, heat transfer analysis has been performed by developing a full three-dimensional (3-D) finite element model with moving heat source.

3.1. Finite element model

For modeling of a welding procedure, the finite element method FEM based software ABAQUS 6.18 has been used. As shown in Figure 2, the 3-D model has been performed in order to validate the thermocouples temperature measurements. The thermal material properties as a function of temperature have been used for present simulation. The mesh has been built using the 8-node convection/diffusion brick element type DCC3D8. In order to resolve the high temperature gradient, finer meshes have been designed at the fusion zone and its vicinity. However, the mesh size has been increased progressively with the distance from the weld center in order to reduce computational time. In the model, total number of nodes is 101 718, and total number of meshes is 88 200.

The temperature values during welding process at each node were computed by using a non-linear isotropic Fourier heat flux equation [8]:

$$\rho(T)c_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = k(T) \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + q(x, y, z) \quad (1)$$

where $q(x, y, z)$ is the internal heat source (W/m^3), t is the time (s) and x, y, z are coordinates in the reference system (m). The initial temperature was noted as 20°C , the heat convection is considered by an effective heat transfer coefficient $h_c = 25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ and a thermal emissivity coefficient $\varepsilon = 0.69$ which are adjusted to reproduce the characteristics of the melted zone.

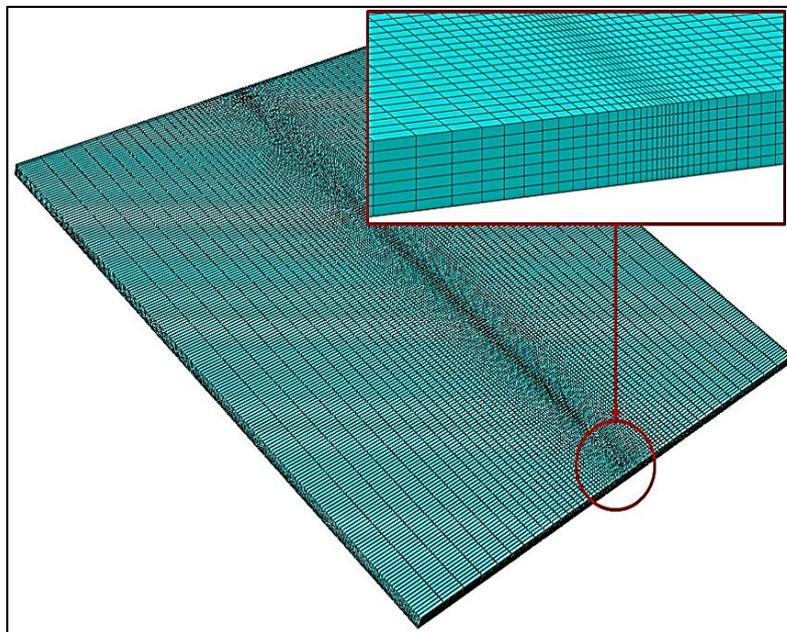


Figure 2: Mesh of three-dimensional model

3.2. Heat source design

In this research, both identified heat sources for Laser welding and GTA welding have been written in simplified FORTRAN code, which takes into account all the parameters identified experimentally.

3.2.1. In laser beam welding

The weld geometry has been given by metallographic observation as shown in Figure 3. The geometry can be simplified as a “V” combined with an “U” shapes. The parameters describing a weld shape are presented in Table 3.

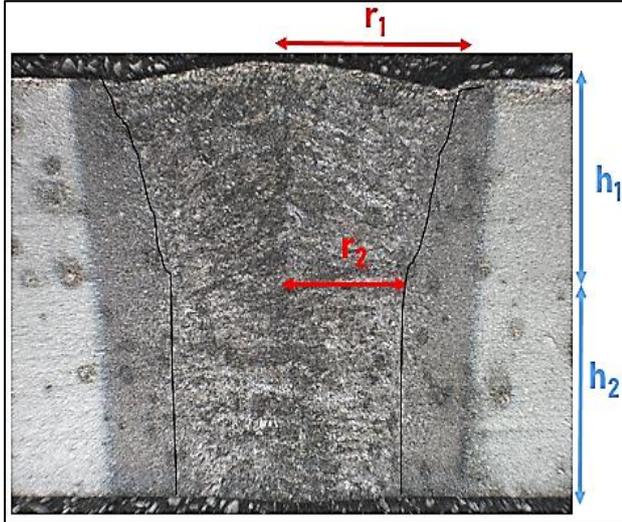


Figure 3: Macrograph with fusion line boundary (Laser welding)

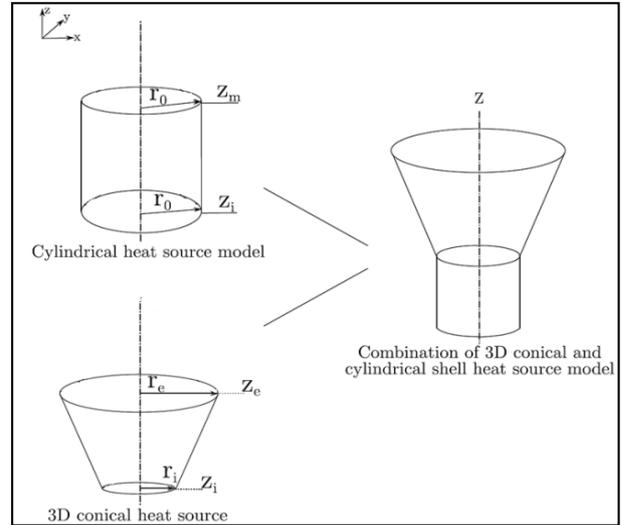


Figure 4: Schematic diagram of a cylindrical shell heat source [5]

A 3-D conical with a cylindrical shell heat source model has been proposed in this paper. Figure 4 shows a schematic diagram of this heat source [5]. The heat flux Q in the volumetric heat source with uniform density, is expressed according to equation (2):

$$Q = \eta P / V_T \quad (2)$$

where P is the power of Laser beam, V_T is the total volume of the heat source and η is the thermal efficiency, it has been assumed to be 0.7 in this study [9]. V_T is equal to the sum of cone and cylinder volumes and can be calculated by the following expression:

$$V_T = \pi/3 \cdot (r_1^2 + r_2^2 + r_1 \cdot r_2) \cdot h_1 + \pi \cdot r_2^2 \cdot h_2 \quad (3)$$

where r_1, r_2, h_1 and h_2 are the geometry parameters used in the combined heat source.

Parameter	r_1	r_2	h_1	h_2
Value (mm)	0.70	0.55	0.75	0.75

Table 3: Parameters of combined heat source in laser beam welding

3.2.2. In GTA welding

The macrograph of molten pool shape was obtained using a high-speed camera as presented in Figure 5. The heat source geometric parameters are the front length c_f , the rear length c_r , the width a , and the depth b . The measurements of the weld pool geometry have been summarized in the Table 4. Based on Figure 5, the weld pool geometry corresponds to the geometric shape of 3D Goldak heat source.

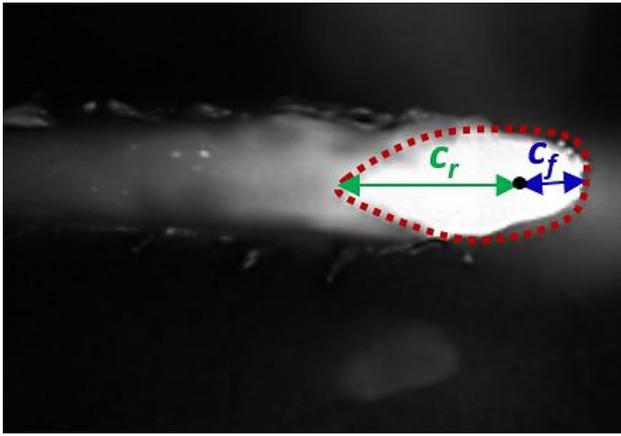


Figure 5: Top view of Molten pool (Phantom V9.1 camera)

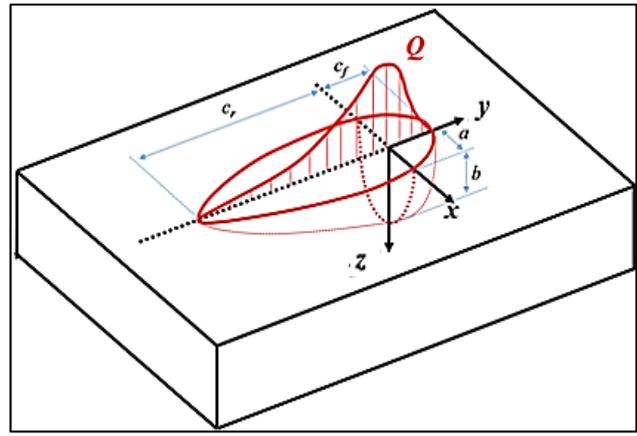


Figure 6: Goldak's double-ellipsoid volumetric heat source [2]

The heat flux distribution in the heat source may be expressed by the following equations:

$$q_r(x, y, z) = Q \cdot \frac{6\sqrt{3}f_r}{abc_r\pi^{3/2}} \exp\left(\frac{-3x^2}{a^2}\right) \exp\left(\frac{-3y^2}{c_r^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{b^2}\right) \quad (4)$$

$$q_f(x, y, z) = Q \cdot \frac{6\sqrt{3}f_f}{abc_f\pi^{3/2}} \exp\left(\frac{-3x^2}{a^2}\right) \exp\left(\frac{-3y^2}{c_f^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{b^2}\right) \quad (5)$$

$$f_r + f_f = 2 \quad (6)$$

$$Q = \eta UI \quad (7)$$

Where x , y , and z are the coordinates in the reference system, $Q = 3174.2$ W, is the net power, and η is arc efficiency was assumed to be 0.8 for GTAW [10]. Moreover, f_f is 0.46 and f_r is 1.54 represent the scaling factors in the front and rear parts, respectively.

Parameter	a	b	c_r	c_f
Value (mm)	3.0	1.5	10	2.98

Table 4: Measurements of the weld pool geometry

4. Result and discussion

4.1. Results of laser welding

Figure 7 compared the weld bead cross-section predicted by finite element model and that obtained during Laser welding. The 22MnB5 steel melts at around 1510°C . The simulated results matches the measurements in Laser welded joint. The FEM predicted shape and size of fusion zone are similar to those obtained by experiments. Therefore, the overall shape of Laser welded joint is matching exactly when using a 3-D conical with cylindrical shell heat source model.

The validation of heat source model has been completed by a comparison of thermal cycle results. Figures 8, 9 and 10 show thermal cycle predicted by finite element model and that obtained using three thermocouples TC-1, TC-3 and TC-4 respectively. A good matching in profile is observed.

The peak temperature value predicted by the model presents a small difference, i.e. below 10°C . Moving away from the fusion line, the temperature drop very speedily across the weld. This showed that the temperature gradients are very high around the fusion zone in Laser welding.

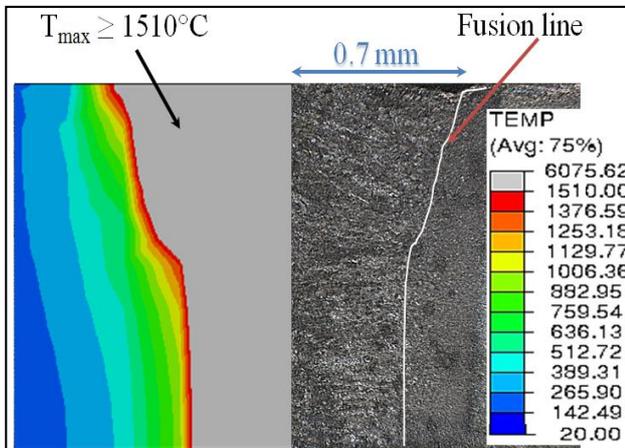


Figure 7: Comparison of LW fusion zone between FEM and experiment.

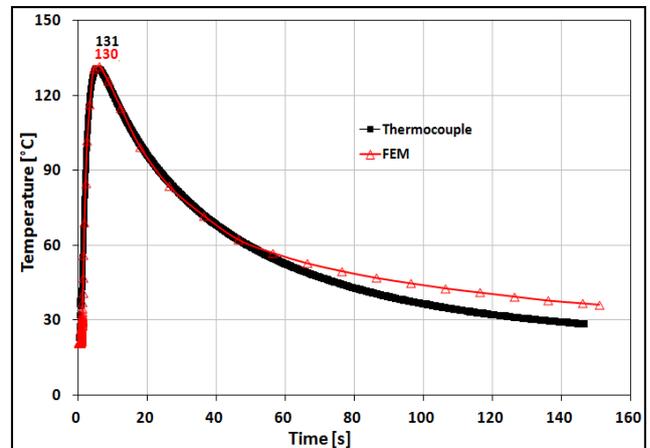


Figure 8: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-1 measurements.

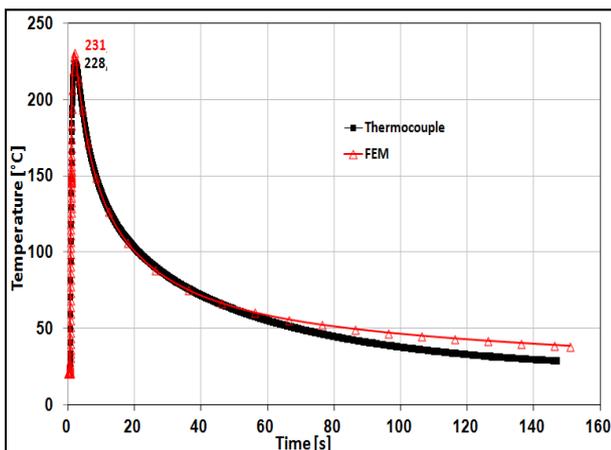


Figure 9: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-3 measurements.

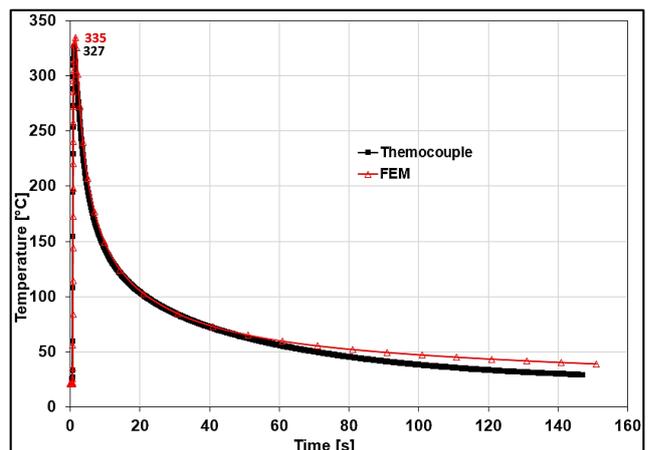


Figure 10: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-4 measurements.

4.2. Results of GTA welding

The comparison of the geometries of the molten zones with experimental observation appears to validate the model of a thermal source without additional adjustment (see Figure 11).

Comparing Figure 7 and Figure 11, it can be seen that the fusion zone due to Laser welding (1.4 mm) is much smaller than that induced by GTA welding (6 mm).

Figure 12, 13 and 14 compare the thermal cycles given by finite element results and that obtained using three thermocouples TC-3, TC-5 and TC-7 respectively. Therefore, the numerical model is matching exactly when using a Goldak type double-ellipsoid volumetric heat source.

However, a small difference has been observed at lower temperature, during cooling and it may be caused by the formation of a martensitic structure in the welded zone due to higher cooling rate, which is not taken into account in the actual numerical model.

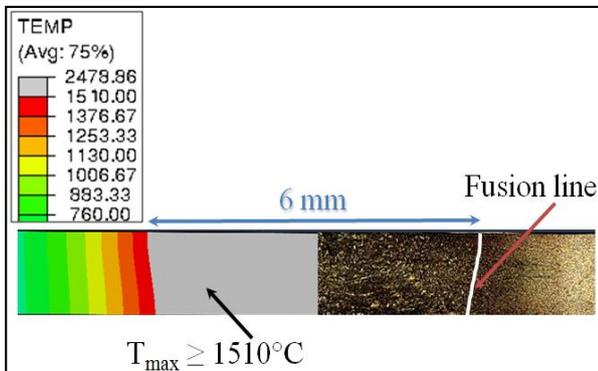


Figure 11: Comparison of GTAW fusion zone between FEM and experiment.

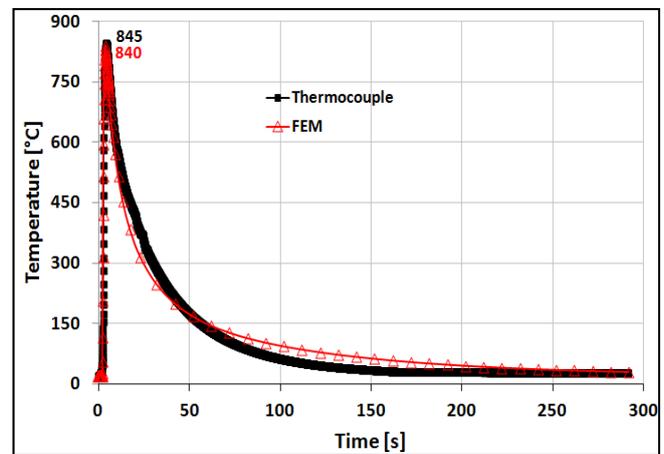


Figure 12: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-3 measurements.

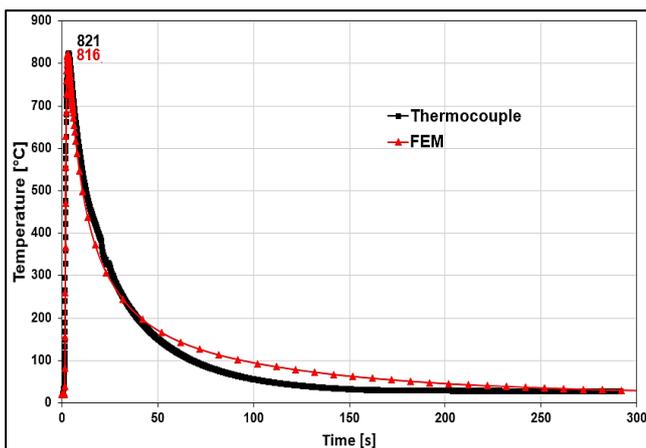


Figure 13: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-5 measurements.

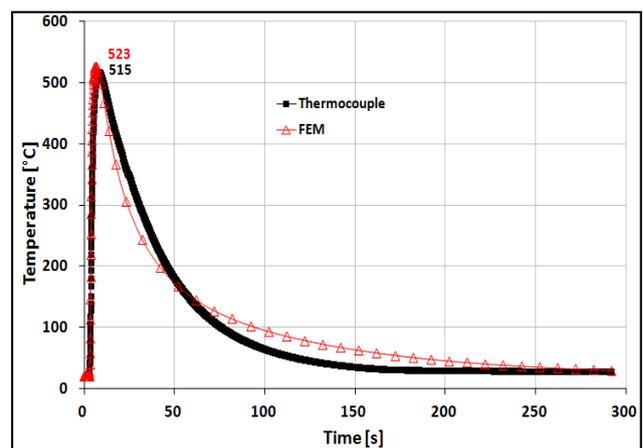


Figure 14: Thermal cycle comparison in FEM results and thermocouple TC-7 measurements.

5. Conclusion

In the present research, two 3D models of heat transfer have been developed to analyze laser and Gas Tungsten Arc welding respectively. For both models, the equivalent heat source parameters have been determined using the experimental results and adjusted to reproduce the characteristics of the melted zone. Numerical results have a good agreement with experimental measurements in terms of temperature distribution and weld bead shape and size. These results validate the choice of equivalent heat sources for the two welding types.

Equivalent heat sources identification is the preliminary work, final aim of this work is to introduce temperature fields obtained by thermal model into a mechanical model in order to predict residual stresses induced by welding processes.

References

- [1] I. Frih, G. Montay, P.-A. Adragna, *Microstructure, hardness, and residual stress distributions in T-joint weld of HSLA S500MC steel*, *Metall. Mater. Trans. A*, 48 (2017), 1103–1110.
- [2] J. Goldak, A. Chakravarti, M. Bibby, *A new finite element model for welding heat sources*. *Metall Mater Trans B-Proc Metall Mater Proc Sci* (1984), 15B:299–305.
- [3] S. Joshi, J. Hildebrand, A. S. Aloraier, T Rabczuk, *Characterization of material properties and heat source parameters in welding simulation of two overlapping beads on a substrate plate*, *Computational Materials Science*, 69 (2013), 559-565.
- [4] T. T. Ngo, C. C. Wang, J. H. Huang, V. T. Than, *Estimating heat generation and welding temperature for gas metal arc welding process*, *Applied Thermal Engineering*, 160 (2019).
- [5] J.R. Chukkan, M. Vasudevan, S. Muthukumar, R.R. Kumar, N. Chandrasekhar, *Simulation of laser butt welding of AISI 316L stainless steel sheet using various heat sources and experimental validation*, *J. Mater. Process. Technol.* 219 (2015) 48–59.
- [6] L.J. Nayak, G. G. Roy, *Thermocouple temperature measurement during high speed electron beam welding of SS 304*, *J. Optik*, 201 (2020).
- [7] <https://steelnavigator.ovako.com/steel-grades/22mnb5/> (Available online : 16/01/2019).
- [8] G. KAZA, Contribution à l'étude de la Résistance Thermique de Contact et à sa modélisation à travers l'écrasement de l'interface tôle/outil dans la mise en forme à chaud de tôles d'acier, PhD of the Université Toulouse 3 Paul Sabatier, (2010).
- [9] J. Sun, J. Klassen, T. Nitschke-Pagel, K. Dilger, Effects of heat source geometric parameters and arc efficiency on welding temperature field, residual stress, and distortion in thin-plate full-penetration welds. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, (2018).
- [10] J. Sun, X. Liu, Y. Tong, D. Deng, A comparative study on welding temperature fields, residual stress distributions and deformations induced by laser beam welding and CO2 gas arc welding. *Materials and Design* 63 (2014) 519–530.

Acknowledgements

The present work was funded by the project NEMESIS (ANR-17-CE08-0036) of the French National Research Agency (ANR).

Effets thermiques des oxydes au cours de la mise en forme à haute température de roues pour le ferroviaire.

Thermal effects of oxides during high temperature forging of railway wheels.

Ivan SEREBRIAKOV^{1*}, Damien MERESSE¹, Philippe MOREAU¹, Eli Saul PUCHI-CABRERA¹, Laurent DUBAR¹, Jose Gregorio La BARBERA SOSA¹, Stéphane SALENGRO²

¹LAMIH UMR CNRS 8201, Université Polytechnique des Hauts-de-France, Le Mont-Houy, 59313 Valenciennes Cedex.

²Valdunes

Chemin Départemental 60, 59495 LEFFRINCKOUCKE

*(auteur correspondant : ivan.serebriakov@etu.uphf.fr)

Résumé –L'étude décrit les effets thermiques de la couche d'oxyde pendant le processus de forgeage à chaud de roues pour le secteur ferroviaire. Ces effets sont principalement attribués à la faible conductivité thermique, à la chaleur spécifique des oxydes de fer et la diminution de l'émissivité par rapport à l'acier. La simulation numérique du processus de forgeage industriel et les mesures des caméras thermiques sont utilisées pour analyser et confirmer l'effet « barrière thermique » des oxydes. Par la suite, ces effets permettent de maintenir des températures de billette plus élevées et induisent une force de forgeage plus faible.

Mots-clés : Oxyde ; Forgeage à chaud ; Barrière thermique ; Simulation numérique ; Analyse thermique.

Abstract —The study describes the thermal effects of the oxide layer during the industrial hot forging process of wheels for railway. These effects are mainly attributed to the low thermal conductivity, the specific heat and the decreasing of the emissivity of the iron oxides in comparison with the steel. The numerical simulation of the industrial forging process and thermal camera measurements are used to analyse and confirm the insulation effect of the oxides. Subsequently, these effects allow to maintain the higher billet temperatures and imply a lower forging force.

Keywords: Oxide; Hot forging; Thermal barrier; Numerical simulation; Thermal analysis.

Nomenclature

C_p capacité thermique massique, J/kg.K
 ε émissivité
 h coefficient d'échange thermique par convection, W/m²/°C
 h_c coefficient d'échange thermique de contact outil – billette, W/m²/°C
 h_{eq} coefficient d'échange thermique équivalent, W/m²/°C

k conductivité thermique, W/m.K
 T température, °C
Symboles grecs
 e déformation plastique
 \dot{e} vitesse de déformation, s⁻¹
 ρ masse volumique, kg/m³
 σ_0 contrainte d'écoulement plastique, MPa

1. Contexte de l'étude

La fabrication de roues pour l'industrie ferroviaire à grande vitesse est réalisée à haute température en plusieurs étapes. La première étape concerne la chauffe de la billette en nuance d'acier : la billette est chauffée progressivement dans des fours à gaz pendant 4h jusqu'à une température proche de 1325°C. Elle est ensuite transportée jusqu'à sa zone de décalaminage puis acheminée vers les outils de forgeage. La mise en forme est alors réalisée en deux étapes afin d'obtenir l'ébauche et ensuite la pièce finale forgée (Fig. 1). Des opérations de perçages et laminages terminent le processus de fabrication de la roue (ces opérations ne seront pas simulées dans cette étude).

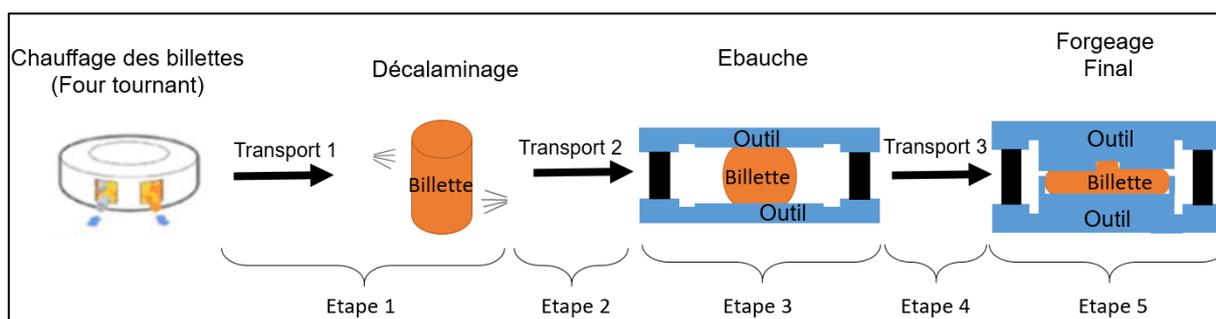


Figure 1 : Mise en forme par forgeage de la roue ferroviaire. Etapes 1 à 5 modélisées

La modélisation numérique par Eléments Finis de la mise en forme par forgeage des roues ferroviaires a pour objectif de limiter le nombre de prototypes, coûteux financièrement et en temps de fabrication. Une modélisation correcte de chaque étape nécessite de connaître non seulement les caractéristiques mécaniques et thermiques de la billette et des outils mais aussi d'identifier correctement les échanges thermiques. Au cours de la mise en forme de l'acier à haute température, la présence de trois oxydes (la wustite (FeO), la magnétite (Fe_3O_4) et l'hématite (Fe_2O_3)) affectent thermiquement les étapes de mise en forme par forgeage de la roue. Cette couche d'oxydes se crée très rapidement et atteint, dans notre cas, plus de 5% du volume total de la billette avant décalaminage. Avec des caractéristiques thermiques des oxydes éloignées des caractéristiques thermiques de l'acier (la conductivité thermique des oxydes est 10 à 30 fois moindres que celle de l'acier), l'impact sur la distribution de températures est important et ne peut être négligé. En effet, dans les plages de variation de température considérées, la loi de comportement de l'acier évolue de façon significative et induit des écarts importants sur les efforts de forgeage prédits. Les travaux antérieurs se sont principalement intéressés aux pouvoirs lubrifiants ou abrasifs des oxydes [1–3]; peu de travaux ont étudié les conséquences thermiques pendant la mise en forme [4]. Ces études concernent le procédé de laminage à chaud avec l'analyse du comportement rhéologique et tribologique des oxydes entre 1050°C et 1090°C [1] et l'opération de transport de pièce pendant le processus de laminage à chaud [4]. Matsumoto et al. [2] ont travaillé sur la diminution du coefficient frottement et de la force de forgeage de l'acier recouvert d'une couche d'oxyde dans les procédés de forgeage à chaud au moyen des essais de compression de l'anneau pour des températures proches de 1000°C. Zambrano et al [3] ont étudié le comportement tribologique de la couche d'oxyde formée à 950 °C au moyen des tests d'usure par glissement.

Dans cette étude, nous présentons le modèle Eléments finis de mise en forme par forgeage de la roue ferroviaire et en particulier la détermination d'un coefficient d'échange équivalent identifié par méthode inverse à partir des mesures thermiques sur site. Ce coefficient d'échange englobe les effets de convection de l'air, de rayonnement et de conduction

thermique de la couche d'oxyde lors du transfert de la billette vers la zone de décalaminage. L'analyse thermique montrera précisément l'impact thermique sur la mise en forme à haute température de la roue ferroviaire. La confrontation avec des mesures thermiques effectuées sur le site industriel de MG-Valdunes permet la validation de notre modélisation et de notre démarche.

2. Modélisation numérique du procédé de forgeage

2.1 Loi de comportement et conditions aux limites

La Figure 1 présente les 5 étapes du procédé de forgeage modélisées par Eléments Finis. Le comportement thermomécanique de l'acier ER7 est modélisé avec une loi de Hansel-Spittel [5] :

$$\sigma_0 = 4221 \exp(-0.00294T) e^{0.28} (1 + e)^{-0.00173T} \exp(0.457e) \dot{e}^{-0.086} \dot{e}^{0.000247} \quad (1)$$

L'évolution de la conductivité thermique k et la chaleur spécifique C_p de l'acier ER7 en fonction de la température sont données par la Figure 2. Après chauffage, à 1325°C, la conductivité thermique et la chaleur spécifique de l'acier sont respectivement de 35W/mK et 600 J/kgK. Elles varient peu dans la gamme de température rencontrée pendant les étapes de forgeage.

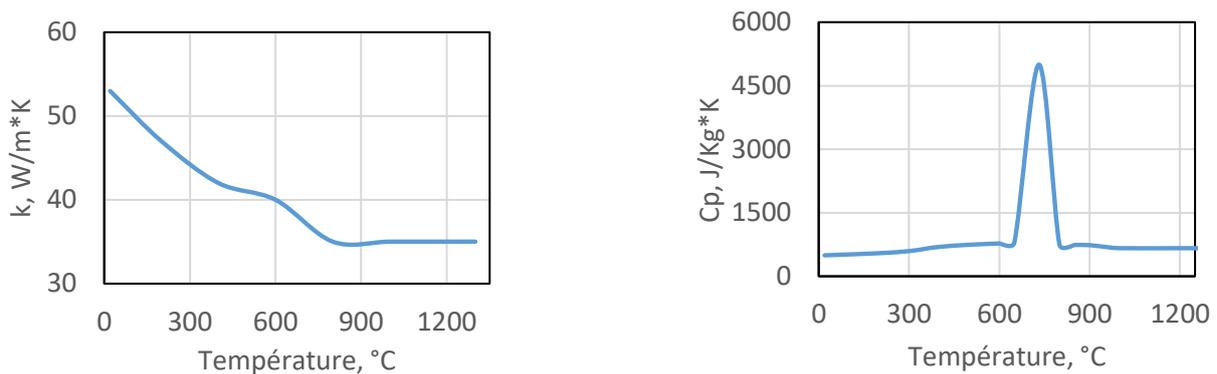
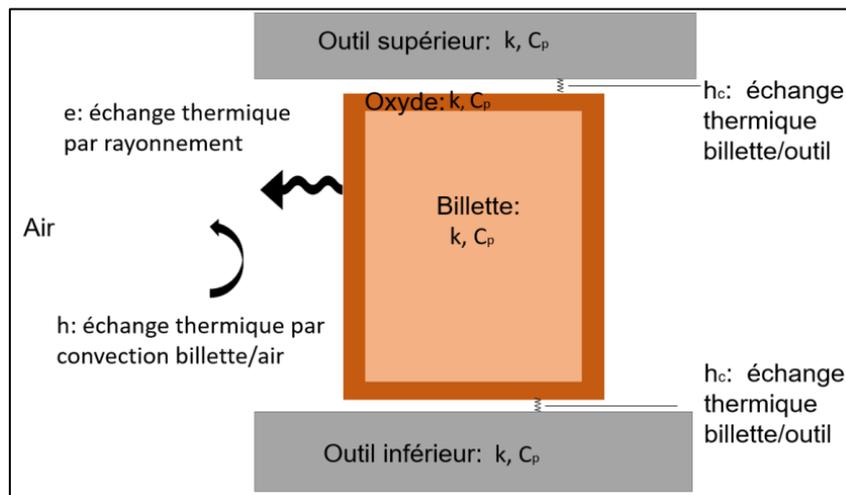


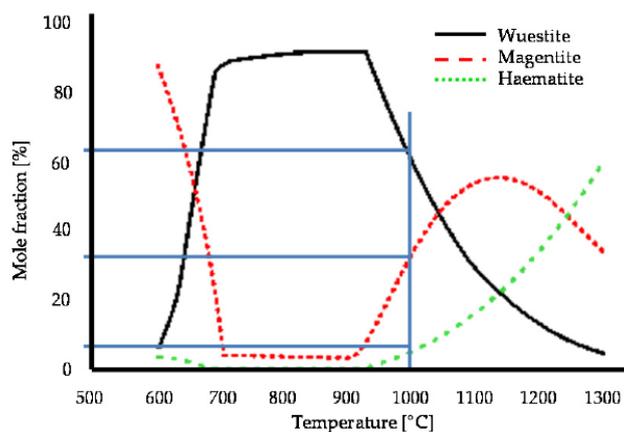
Figure 2 : Propriétés thermiques de l'acier au carbone [6]

La simulation numérique du procédé de mise en forme a été réalisée sous Forge NxT 3.0 avec les 5 étapes présentées en Fig. 1. Le forgeage est réalisé par des presses hydrauliques avec des vitesses de forgeage de 40mm/s et 14mm/s respectivement pour les phases d'ébauche et de finition. La température initiale des outils est de 200°C. Le coefficient de frottement de type Coulomb a été identifié sur la plateforme expérimentale UST du LAMIH [7] à partir d'essais avec un mélange d'eau et de savon à 20% utilisé comme lubrifiant comme sur site industriel. Le coefficient de frottement avec ces conditions lubrifiées a été déterminé à 0,35. Un coefficient d'échange thermique h_c entre les outils et la billette (Fig. 3) est fixé à 3000W/m²/°C [8] qui montre le meilleur rapport entre les températures numériques et mesurées. Les échanges thermiques convectifs et radiatifs entre la billette et l'environnement sont pris en compte. Pour la plage de température en surface de la pièce (700-1300°C), le coefficient d'échange par convection a été évalué à partir des corrélations données par Padet [9] pour la face supérieure et la face latérale d'un cylindre. Pour ces 2 surfaces, les coefficients sont faibles devant les coefficients d'échange équivalent en rayonnement : ils sont compris dans la plage 4-12 W/m²/°C. Le choix a été fait de prendre un coefficient d'échange convectif constant de 8 W/m²/°C sur les faces latérales et supérieure (en l'absence de contact).


 Figure 3 : *Echanges thermiques billette/outil/air*

2.2. Couche d'oxyde

La couche d'oxyde formée au cours de la période de chauffage dans le four est représentée au moyen d'un coefficient d'échange thermique équivalent h_{eq} . Pour en évaluer l'évolution en fonction de la température, la nature des oxydes présents et leurs épaisseurs respectives sont identifiées. La vitesse de refroidissement, la température de chauffage et la durée de chauffage [8, 9] déterminent la croissance, la structure et la composition chimique des différents constituants. Les travaux de Behrens et al. [6] permettent de déterminer la composition de la couche d'oxyde est fonction de la température (Fig. 4).


 Figure 4 : *Composition de la couche d'oxyde en fonction de la température maintenue* [10]

Les lopins d'acier étant chauffés à une température de 1325°C, la répartition suivante a été déduite de la Figure 4 : 60% Hématite (Fe_2O_3), 35% Magnétite (Fe_3O_4) et 5% Wustite (FeO). Ces épaisseurs ont pu être confirmées par des observations au microscope et une analyse par diffraction aux rayons X. Afin de simplifier le processus de modélisation, la couche d'oxyde, dont l'épaisseur est non-négligeable dans les 2 premières étapes du processus (transport et décalaminage), sera modélisée par un coefficient d'échange équivalent tenant compte de l'épaisseur et conductivité équivalente de la couche et des coefficients d'échanges convectifs et radiatifs entre surface et environnement.

La couche d'oxyde a principalement deux effets sur le transfert de chaleur lors du forgeage à chaud. Premièrement, l'émissivité est plus faible que celle de l'acier nu à cette température. Dans la littérature, elle est évaluée à 0,6 pour une surface oxydée [4] contre une valeur moyenne

de 0,85 pour l'acier non oxydé [12]. Deuxièmement, l'épaisseur de la couche d'oxyde joue un rôle de barrière thermique comme décrit par Jaklič et al [4]. Les propriétés thermiques des oxydes sont présentées dans le tableau 1.

Oxydes	k (W/m*K)	ρ (kg/m ³)	Cp (J/Kg*K)	% en volume
FeO	3.2	7750	725	5%
Fe ₃ O ₄	1.5	5600	800	35%
Fe ₂ O ₃	1.2	4900	980	60%

Tableau 1 : *Propriétés thermiques des oxydes* [13]

Les prélèvements sur site industriel ont montré qu'au terme du cycle de préchauffage, la perte de masse était de 2,5% sur les lopins et que cette quantité était reproductible. Une telle perte représente une épaisseur de 1,9 mm d'acier sur le rayon et sur les faces latérales (billette : Hauteur = 525 mm, Diamètre = 414 mm). Cependant, des échantillons d'oxydes prélevés sur site après décalaminage ont été mesurés à une épaisseur moyenne de 4mm. Cet écart important s'explique par une augmentation de la quantité de matière au cours du processus d'oxydation (atomes d'oxygènes provenant de l'environnement) et par des masses volumiques d'oxydes globalement inférieures à celles de l'ER7. En réalisant un bilan de masse pour une surface unitaire (1m²), on trouve que 4mm de cette surface représente une masse de 21kg en tenant compte des pourcentages d'oxydes en volume et de leurs masses volumiques respectives du tableau 1. A partir des masses molaires de Fe (55.8g/mol) et O (16g/mol), on détermine que pour ces oxydes (Fe₂O₃, Fe₃O₄ et FeO), les ratios de masse de fer sont respectivement de 70%, 72,3% et 77,7%. D'après les masses molaires de Fe et O, on détermine à partir des ratios et des pourcentages en volume d'oxydes, que la masse de Fe dans cette surface unitaire peut être estimée à 15kg. En faisant l'hypothèse que la masse volumique du Fe est très proche de celle de l'ER7, on retrouve une épaisseur de Fer oxydé de 1,9mm par surface unitaire.

La première étape (Fig. 1) est modélisée avec et sans couche d'oxyde. Comme le décalaminage de la couche d'oxyde est difficile à reproduire numériquement, nous avons choisi de déterminer un coefficient d'échange équivalent h_{eq} par équivalence avec le flux sortant. h_{eq} prend en compte la convection de l'air, le transfert radiatif et le transfert par conductivité dans la couche d'oxyde. Pour cela nous avons modélisé l'étape de refroidissement de la billette en présence d'une couche d'oxyde de 4mm (étape 1 – Fig. 1) et enregistré les résultats en terme de températures obtenues. Puis, nous avons déterminé le h_{eq} à partir d'une modélisation sans oxyde en recalant les cartes de température de la billette modélisée avec oxydes. La Figure 5 présente les résultats des températures obtenues en surface avec une modélisation numérique sans oxydes, avec oxydes et sans couche d'oxydes avec le coefficient h_{eq} . Les évolutions de la température de surface de la modélisation avec oxydes et de la modélisation avec le coefficient d'échange équivalent h_{eq} sont similaires. On remarquera que si la couche d'oxydes n'est pas prise en compte, la différence de température en surface entre les simulations sans oxydes et avec oxydes est de 94°C. Cet écart de température important influence fortement le comportement rhéologique de la billette pendant la mise en forme. Dans les étapes suivantes, après le décalaminage, la modélisation numérique avec oxydes ne sera plus considérée et est remplacée par la modélisation avec le coefficient d'échange équivalent.

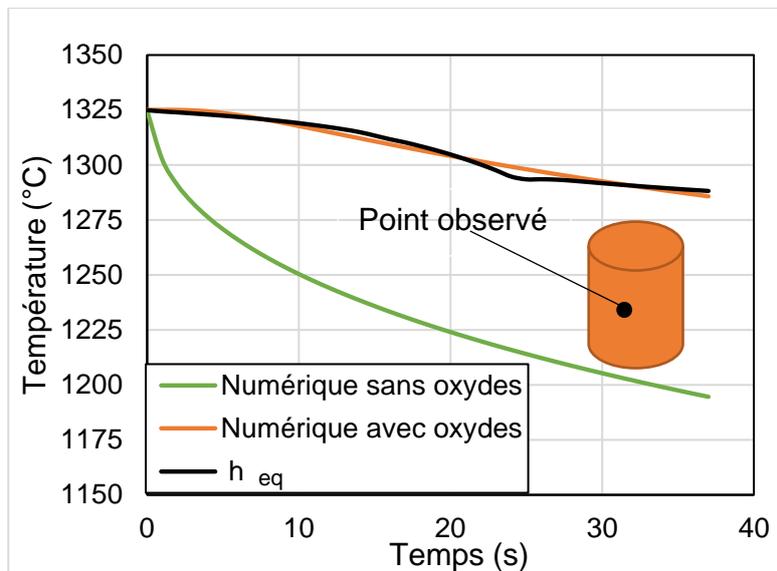


Figure 5 : Evolution de la température de surface (étape 1 – Fig. 1)

3 Résultats concernant les températures modélisées et leur comparaison avec des mesures sur site industriel

Les résultats de la simulation ont été comparés avec des mesures thermographiques sur site industriel. La caméra thermique utilisée est une FLIR SC2500. Les données ont été corrigées lors du post-traitement, en attribuant à la zone décalaminée quelques secondes plus tôt, l'émissivité trouvée dans la littérature pour l'acier ($\varepsilon = 0.85$). La figure 6 montre la zone sélectionnée pour obtenir la température moyenne à la surface de la billette (6 dernières secondes de l'étape 2 du process). On peut voir sur l'image qu'il reste une couche d'oxyde sur une partie de la surface adjacente, montrant un décalaminage partiel. Sur la partie droite de la figure 6, sont comparées les données thermographiques post-traitées aux résultats de simulation numérique de l'étape 2. On observe lors de cette étape, que la modélisation de la couche d'oxyde se traduit par un écart de température de l'ordre de 5-10°C avec les mesures. Sans la prise en compte de la couche d'oxydes, l'écart entre simulation et mesure est alors de l'ordre de 25-30°C à la fin de l'étape 2 du process.

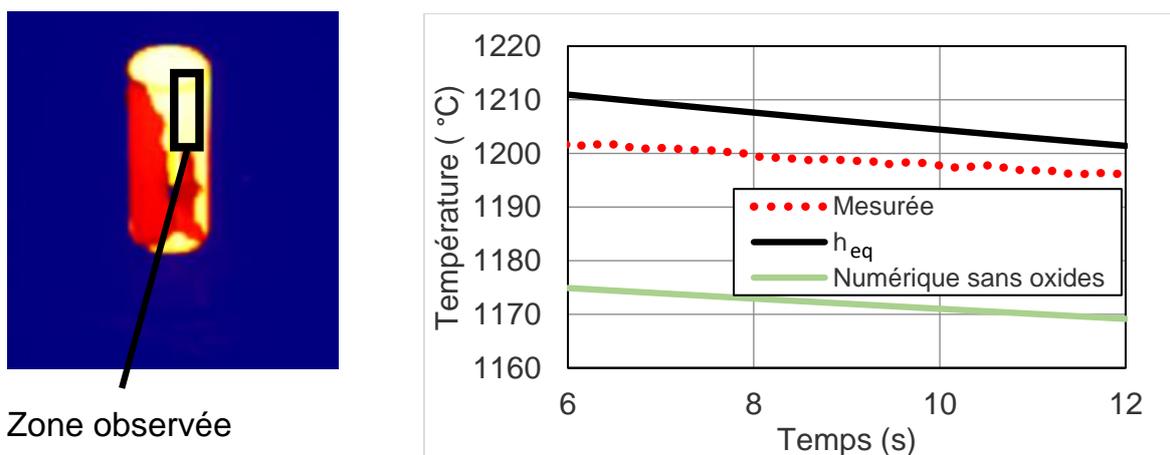


Figure 6 : Evolution de la température de surface avant l'étape d'ébauche (6 dernières secondes de l'étape 2 – Fig. 1)

Une deuxième comparaison des simulations aux données mesurées est réalisée durant l'étape 4, la surface de la billette déformée n'est pas accessible durant la phase d'ébauche (étape 3).

Après la phase d'ébauche, il n'y a plus d'oxydes ou en très faible quantité. Quatre zones de la billette ont été analysées (Fig.7). Pour les zones 1 et 4, le profil de température se trouve entre les résultats numériques oxydes / sans oxydes. Les écarts de températures entre simulations et relevé sont de l'ordre de 5°C. Pour les zones 2 et 3, les simulations sous-estiment la valeur de température par rapport à la mesure. Pour ces deux zones, la simulation tenant compte de la couche d'oxyde donne une évolution de température plus proche de la valeur mesurée, notamment pour la zone 2 où l'écart de température est de l'ordre 50°C contre 130°C en moyenne sans oxydes. Des investigations supplémentaires sont en cours pour identifier les causes de cet écart. Cependant les résultats obtenus sur les étapes 1 et 2 montrent que la stratégie de modélisation de la couche d'oxyde permet une meilleure corrélation avec les mesures dans les premières étapes du process, avant déformation.

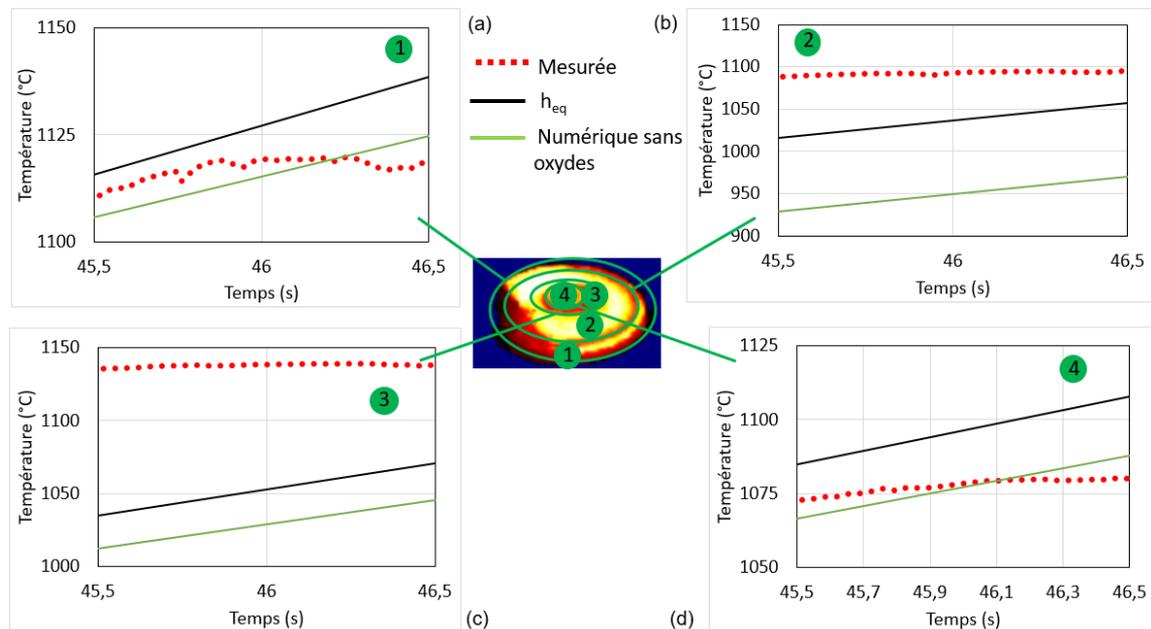


Figure 7 : Evolution de la température de surface après l'étape d'ébauche (l'étape 4 – Fig.1) :
 (a) Première zone de mesure ; (b) Deuxième zone de mesure ;
 (c) Troisième zone de mesure ; (d) Quatrième zone de mesure;

4 Conclusions

Cette étude visait à modéliser le transfert de chaleur entre une billette à haute température et son environnement pendant le procédé de mise en forme à chaud décrit dans la figure 1. L'outil de simulation ne permettant pas de prendre en compte les éléments représentant la couche d'oxyde durant la phase de décalaminage, cette épaisseur a été modélisée au moyen d'un coefficient d'échange équivalent. Ce coefficient d'échange englobe les effets de convection de l'air, de rayonnement et de conduction thermique de la couche d'oxyde lors du transfert de la billette vers la zone de décalaminage. En comparant les résultats de simulation avec des données thermographiques obtenues sur site industriel, nous avons pu mettre en avant que la condition limite imposée à la surface de la billette permettait d'obtenir un écart de température acceptable avec les conditions réelles. L'effet de barrière thermique dans la modélisation thermomécanique est non-négligeable sur la prédiction de l'effort de forgeage durant l'étape d'ébauche (étape3). On peut voir sur la figure 8, un écart sur l'effort en fin d'ébauche de 500 tonnes, soit environ 18% de moins par rapport à la simulation où la couche d'oxyde n'est pas modélisée. La valeur des efforts obtenues par la modélisation en présence d'oxydes est conforme à celle rencontrée expérimentalement lors du forgeage industriel des

roues TGV. Ce comportement s'explique par une variation de la ductilité consécutive de l'acier dans la plage de température 1100-1200°C.

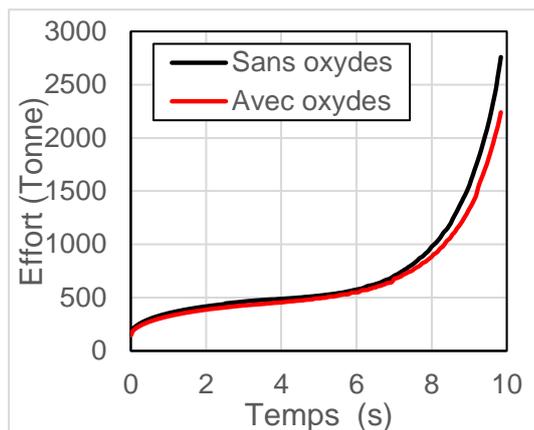


Figure 8 : Evolution de l'effort pendant l'ébauche (étape 3 – Fig.1)

Références

- [1] Cheng X, Jiang Z, Wei D, Hao L, Zhao J, Jiang L. Oxide scale characterization of ferritic stainless steel and its deformation and friction in hot rolling. *Tribology International* 2015;84:61–70. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2014.11.026>.
- [2] Matsumoto R, Osumi Y, Utsunomiya H. Reduction of friction of steel covered with oxide scale in hot forging. *Journal of Materials Processing Technology* 2014;214:651–9. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2013.10.011>.
- [3] Zambrano OA, Gallardo KF, Polania DM, Rodríguez SA, Coronado JJ. The Role of the Counterbody's Oxide on the Wear Behavior of HSS and Hi-Cr. *Tribology Letters* 2018;66. <https://doi.org/10.1007/s11249-017-0954-1>.
- [4] Jaklič A, Glogovac B, Kolenko T, Zupančič B, Težak B. A simulation of heat transfer during billet transport. *Applied Thermal Engineering* 2002;22:873–83. [https://doi.org/10.1016/S1359-4311\(02\)00022-4](https://doi.org/10.1016/S1359-4311(02)00022-4).
- [5] Chadha K, Shahriari D, Jahazi M. An Approach to Develop Hansel–Spittel Constitutive Equation during Ingot Breakdown Operation of Low Alloy Steels. In: Muruganant M, Chirazi A, Raj B, editors. *Frontiers in Materials Processing, Applications, Research and Technology*, Singapore: Springer Singapore; 2018, p. 239–46. https://doi.org/10.1007/978-981-10-4819-7_20.
- [6] Gardner L, Ng KT. Temperature development in structural stainless steel sections exposed to fire. *Fire Safety Journal* 2006;41:185–203. <https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2005.11.009>.
- [7] Dubois A, Dubar M, Dubar L. Warm and Hot Upsetting Sliding Test: Tribology of Metal Processes at High Temperature. *Procedia Engineering* 2014;81:1964–9. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2014.10.265>.
- [8] FORGE®. FORGE NxT V 3.0 Reference Documentation, Transvalor, Sophia Antipolis, Cedex 2019.
- [9] Padet J. Convection thermique et massique – Nombre de Nusselt : partie 1. *Techniques de l'Ingénieur. Techniques de l'ingénieur Transferts Thermiques* 2005.
- [10] Behrens B-A, Chugreev A, Awiszus B, Graf M, Kawalla R, Ullmann M, et al. Sensitivity Analysis of Oxide Scale Influence on General Carbon Steels during Hot Forging. *Metals* 2018;8:140. <https://doi.org/10.3390/met8020140>.
- [11] Zambrano OA, Coronado JJ, Rodríguez SA. Mechanical properties and phases determination of low carbon steel oxide scales formed at 1200°C in air. *Surface and Coatings Technology* 2015;282:155–62. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2015.10.028>.
- [12] Modest MF. Radiative heat transfer, third edition. Kidlington, Oxford, U.K.: Academic Press; 2013.
- [13] Angelo JD, Bennecer A, Kaczmarczyk S, Picton P. Modelling of thermal behaviour of iron oxide layers on boiler tubes. *Journal of Physics: Conference Series* 2016;721:012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/721/1/012002>.

Instabilités à forte vitesse de déformation lors de collisions balistiques en soudage par impact et conséquences structurales et thermomécaniques.

High strain rate instabilities and structural transformations due to a ballistic collision during impact welding.

Rija Nirina RAOELISON^{1*}, Jishuai LI², Thaneshan SAPANATHAN^{2,3}, Mohamed RACHIK²

¹ Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, 90100 Belfort, France.

² Sorbonne universités, Université de technologie de Compiègne, laboratoire Roberval, FRE 2012 CNRS, Centre de recherche Royallieu, CS 60319, 60203 Compiègne cedex, France.

³ UCLouvain, Institute of Mechanics, Materials and Civil Engineering, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

*(auteur correspondant : rija-nirina.raoelison@utbm.fr)

Résumé – Pour un assemblage métallique, un écart trop important de température de fusion pose un problème d'incompatibilité en soudage conventionnel. Le principe de formation de joint soudé par création d'un noyau fondu ne fonctionne plus en général, impliquant en cela la nécessité d'un autre mécanisme de formation de soudure. Une collision interfaciale intense sur une durée très brève constitue une solution éprouvée expérimentalement. Un joint soudé se forme lors d'une collision balistique. On parle alors de soudage par impact dont le critère de soudabilité est généralement décrit dans la littérature par l'obtention d'une forme ondulée qui résulte d'une cinématique complexe de l'interface lors de la propagation du point de collision pendant l'impact. Un modèle robuste basé sur une approche pseudo-eulérienne permet de reproduire cette réponse de l'interface et d'en comprendre les conséquences à l'échelle macroscopique sur le développement de plusieurs variances morphologiques d'interface observées expérimentalement, mais aussi à l'échelle microscopique pour expliquer les gradients de transformations métallurgiques à travers l'interface soudée. D'origine thermomécanique, ces phénomènes sont tous imputables à la forte vitesse de déformation pendant la collision balistique qui produit, à l'échelle macroscopique, une série d'instabilités cinématiques (phénomène de jet, d'éjection de matière, de déformation ondulatoire de l'interface, sillage, tourbillons et chemin de vortex), et à l'échelle microscopique, des phénomènes de nanostructuration ou d'amorphisation par effet de confinement de cisaillement adiabatique dont l'élévation de température créée peut aussi activer des cinétiques de précipitations ou de formation de dispersoïdes. Enfin, les régimes thermomécaniques abrupts simulés par l'approche pseudo-eulérienne peuvent aussi expliquer la formation de nano-cavités confinées à l'interface des assemblages soudés.

Mots-clés : Soudage par impact ; Simulation ; Instabilités interfaciales ; Transformations métallurgiques.

1. Introduction

Les procédés de soudage conventionnel conviennent en général au cas des assemblages de métaux à même niveau de température de fusion. En présence d'écart de température de fusion, comme c'est le cas des assemblages hétérogènes, il devient très difficile, voire impossible, d'obtenir une liaison métallique par refroidissement d'une zone fondue recouvrant les pièces à souder. Cette méthode est alors abandonnée au profit d'autres

procédés comme le soudage à froid. Dans cette catégorie, le soudage par impulsion magnétique est une alternative qui consiste à créer une forte impulsion magnétique produisant une collision balistique entre les pièces à assembler pour générer une soudure à l'état solide et à froid [1] dont les caractéristiques sont très différentes de celles d'un joint soudé conventionnel en raison des phénomènes interfaciaux qui sont aussi complètement différents.

Le soudage conventionnel caractérise une soudure par trois zones hiérarchisées bien connues : la zone fondue ou noyau, la zone affectée thermiquement et le métal de base qui conserve les propriétés primaires du matériau. En général, c'est une soudure qui se forme sur une longueur mésoscopique contrairement à une soudure par impact dont la distance caractéristique est submillimétrique à cause d'un confinement du processus de soudage au voisinage immédiat de l'interface en collision. La nature de la soudure s'en trouve alors différenciée fondamentalement, non seulement en notion de taille mais aussi en termes de morphologie [1–3]. Dans la littérature, on singularise généralement une soudure par impact par une forme microscopique onduleuse dite "en vague" si on se réfère à son appellation anglo-saxonne. C'est toutefois un type assez générique car plusieurs variantes morphologiques en dérivent selon l'évolution des phénomènes qui gouvernent son apparition. L'interface en collision est alors le siège d'un comportement cinématique complexe provoqué par une forte vitesse de déformation de l'ordre de 10^6 - 10^7 /s qui active aussi des phénomènes métallurgiques particuliers dont dépendent les propriétés de la soudure. Ce sont des phénomènes à temps caractéristiques très courts dont la durée très brève de l'ordre de la μ s, voire en dessous, ne permet pas une analyse chronologique si ce n'est à l'aide d'une approche virtuelle qui est un moyen adéquat dans de telle circonstance pour comprendre les mécanismes qui gouvernent les comportements transitoires de l'interface lors de la collision.

Dans ce papier, on s'intéresse à reproduire la réponse d'une interface en soudage par impact à l'aide d'un modèle capable de simuler les formes d'interface obtenues expérimentalement, et de décrire aussi l'origine des transformations structurales révélées par des caractérisations fines de l'interface soudée. Une brève revue de la simulation du soudage par impact positionnera l'intérêt de l'approche pseudo-eulérienne utilisée dans cette étude dont les résultats, comme nous allons le voir, sont physiquement réalistes aussi bien à l'échelle macroscopique des instabilités cinématiques qu'aux échelles fines des transformations structurales micro ou nano.

2. Approche eulérienne des phénomènes à forte vitesse de déformation

Les régimes de déformation en soudage par impact sont généralement sévères et très brutaux. Lorsque que la collision se propage à l'interface, elle produit un cisaillement interfacial extrêmement confiné qui fait subir au matériau une large déformation jusqu'à 1000% pendant quelques microsecondes seulement. Ce phénomène caractérise la cinématique complexe de l'interface soudée dont la simulation par la méthode des éléments finis avec une formulation Lagrangienne échoue en général à cause d'une distorsion précoce du maillage à l'interface [4,5]. Il faudrait des pas de temps extrêmement petits, inférieurs à la nanoseconde, pour pouvoir incrémenter les déformations de cisaillement sans qu'elles puissent être abruptement large mais cela ne peut pas empêcher, malgré tout, les distorsions du maillage qui avortent inévitablement le calcul. Il est alors impossible de simuler les instabilités de cisaillement lesquelles ne se produisent qu'avec des déformations excessives longitudinales dans la direction de propagation de la collision [3]. Avec la technique Euler-Lagrange arbitraire (ALE) qui utilise un algorithme de relocalisation des nœuds d'une maille, on peut régénérer un maillage de qualité acceptable pour poursuivre la simulation sans pour autant aboutir car les fortes vitesses de déformation longitudinale combinées avec la pression de

l'impact aplatissent complètement les mailles de l'interface et font diverger les calculs. Discrétiser le milieu continu à l'aide de particules est une alternative proposée dans la littérature [6-8]. Des études de faisabilité ont été démontrées avec la méthode dynamique moléculaire dont l'échelle d'étude de l'ordre de 10-100nm miniaturise les phénomènes réels et ne convient pas en cela pour une simulation à l'échelle de la structure soudée par impact [6,7]. L'approche Smoothed Particle Hydrodynamics est une méthode particulière adéquate pour les échelles larges. La cinématique Lagrangienne des particules donne un comportement interfacial physiquement réaliste mais peut impliquer un nombre élevé de particules pour une bonne description de l'interface entre les deux matériaux [8]. La méthode VOF (Volume Of Fluid) est une autre technique qui permet un suivi raffiné de cette interface en s'appuyant sur un maillage fixe. C'est l'avantage principal de la méthode eulérienne utilisée en écoulement des fluides qui peut être aussi adaptée à la simulation de la collision en soudage par impact. Comme les coordonnées sont fixes contrairement à une description purement Lagrangienne, il est facile d'obtenir l'histoire d'une variable à n'importe quelle position du maillage permettant de décrire des cinétiques thermomécaniques à l'interface. On peut aussi décrire le comportement dynamique des matériaux par une loi de type Johnson-Cook en procédant à un calcul à deux étapes : une étape Lagrangienne d'abord et une étape Eulérienne ensuite [5]. C'est le principe de l'approche pseudo-eulérienne capable de simuler plusieurs instabilités interfaciales en soudage par impact avec la variation temporelle des variables d'état [9].

L'approche pseudo-Eulérienne utilise la méthode de partition qui décompose les équations de conservation en deux formes génériques : l'équation habituelle de la dynamique et une équation d'advection. La première se résout avec l'approche Lagrangienne classique (étape Lagrangienne), gouvernée par une loi constitutive (loi constitutive de Johnson-Cook dans notre cas) pour rendre compte du comportement dynamique du matériau. Pour s'affranchir des distorsions de maillage causées par les déformations larges, les variables convergées de l'étape Lagrangienne sont advectées pendant une deuxième étape de calcul (étape Eulérienne), laquelle restaure d'abord un maillage propre en relocalisant des nœuds, puis utilise un algorithme de transport de Van Leer pour advecter la variable convergée de l'équation (2) sur le maillage propre grâce à la résolution Eulérienne de l'équation (3). Les nouvelles valeurs des variables d'état sont évaluées au centre des mailles du nouveau maillage à partir de leurs valeurs convergées issues de l'étape Lagrangienne. A titre descriptif, une écriture 1D de cet algorithme est donnée par le système d'équation (4). Proposée dans le module Eulérien du code de calcul AbaqusV16, ce couplage séquentiel entre les deux étapes Lagrangien et Eulérien permet alors de simuler les phénomènes d'instabilités à fortes vitesses de déformations pendant la collision balistique.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \overline{\text{grad}(\Phi)} = f \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = f \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \overline{\text{grad}(\Phi)} = 0 \quad (3)$$

où les termes Φ et f sont décrits dans le tableau 1 pour chaque équation de conservation.

$$\begin{aligned} \Phi_{i+1/2}^{n+1} &= \overline{\Phi_{i+1/2}^n} + \frac{\Delta t}{\Delta x} (\Phi_i - \Phi_{i+1/2}) \\ \text{avec } \Phi_i &= \frac{u_{xi}}{2} (\Phi_{i-1/2}^n + \overline{\Phi_{i+1/2}^n}) + \frac{|u_{xi}|}{2} (\Phi_{i-1/2}^n - \overline{\Phi_{i+1/2}^n}) \\ \text{et } \overline{\Phi_{i+1/2}^n} &= \int_{x_i}^{x_{i+1}} \Phi_{i+1/2}^n(x) dx \end{aligned} \quad (4)$$

Quantité générique	Equations de conservation		
	masse	quantité de mouvement	énergie
\emptyset	ρ	\vec{u}	ϵ
f	$-\rho \operatorname{div}(\vec{u})$	$\left(\operatorname{div}(\underline{\underline{\sigma}}) + \vec{F}_v \right) / \rho$	$\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{D}}$

 Tableau 1 : *Quantité générique et correspondance dans les équations de conservations*

où, $\rho, \vec{u}, \underline{\underline{\sigma}}, \vec{F}_v, \underline{\underline{D}}, \epsilon$ représente respectivement la masse volumique, le champ de vitesse, la contrainte de Cauchy, le champ de force interne, le tenseur de vitesse de déformation, et enfin l'énergie spécifique interne.

3. Mécanismes d'instabilité interfaciale et conséquences macroscopiques

La microstructure de l'interface soudée recèle des données probantes sur la manière dont la collision balistique se propage à l'interface et produit le comportement cinématique complexe qui déclenche une cascade d'instabilités. Une analyse métallographique révélant les grains permet d'identifier clairement une condition d'activation de l'instabilité interfaciale. Au début de la collision, une pression hydrostatique est prédominante puisque les grains au voisinage de l'interface demeurent équiaxes après une courte distance du point de départ de l'impact (Figure 1a). La collision se propage ensuite avec une l'apparition d'une contrainte de cisaillement en plus de la pression hydrostatique comme le révèle la forme étirée des grains qui sont en effet à la fois aplatis et extrêmement allongés (Figure 1b). L'interface cisailée se déforme ensuite en produisant la forme onduleuse caractéristique en soudage par impact (Figure 1c). Le cisaillement est alors une condition factuelle d'activation de l'instabilité interfaciale dont le mécanisme décrit par la simulation pseudo-Eulérienne consiste en une formation de jet cisailé à la périphérie du point de collision à cause d'un cisaillement prédominant à cet endroit (Figure 1d), suivie d'une indentation exercée par la pression hydrostatique lorsque la collision avance (Figure 1e,f), puis d'un jet cisailé à la périphérie de la zone indentée, et ainsi de suite de manière alternée créant ainsi la forme onduleuse (Figure 1g). Le jet cisailé est dû à une configuration de collision oblique à cause d'une déformation macroscopique qui forme un angle entre les deux surfaces non encore soudées en amont du point de collision. A cause de la pression hydrostatique, le cisaillement et les déformations qu'il génère sont complètement confinés le long de l'interface qui adopte un comportement fluide à cause des régimes de vitesses de déformation très élevées jusqu'à $10^7/s$ favorables à une hyper-plasticité avec des déformations plastiques pouvant excéder 1000% (Figure 1h). C'est cette capacité de déformation qui permet à l'interface de poursuivre des stades d'instabilités avancées analogues à un comportement turbulent d'une interface fluide cisailée auquel on identifie généralement la réponse d'une interface soudée par impact. On retrouve les mêmes caractéristiques de turbulence comme le sillage (Figure 2a), les allées de vortex (Figure 2b), ou les tourbillons (Figure 3) en plus des phénomènes de jet et d'éjection (Figure 2b) lors du soudage par impact.

Dans un cas de combinaison dissimilaire Al/Cu, le cuivre étant plus mou crée un écart de propriétés mécaniques qui favorise un cisaillement interfacial plus important. L'interface devient plus instable qu'elle n'aurait pu l'être dans le cas d'une combinaison Al/Al. Le phénomène de jet s'amplifie (Figure 3a) et le cisaillement permet une instabilité à un stage avancé en générant un tourbillon à chaque jet réentrant par indentation induite par la pression hydrostatique de collision. Le jet réentrant peut faire germer une macro-cavité (Figure 3b) qui continue à croître pendant la cinématique tourbillonnaire (Figure 3c,d). C'est une croissance quasi-radiale par étirement à cause d'un écart de vitesse entre la zone amont et la zone aval de

la cavité (Figure 3g). Plus la vitesse en amont est importante à cause du cisaillement, plus la cavité s'étire dans la direction de la vitesse (Figure 3h). Cette cinématique prédite reproduit bien la forme expérimentale de la cavité (Figure 3i). L'instabilité apparaît périodiquement dans le sens de propagation de la collision en s'amplifiant (Figure 3h-j) avec l'accroissement du cisaillement. La présence des macro-cavités au sein d'une zone intermédiaire (Figure 3i) s'explique par une conséquence thermomécanique de la cinématique tourbillonnaire dont le travail plastique confiné dans l'enroulement est suffisamment élevé pour porter localement le matériau en fusion et créer, après solidification, la zone intermédiaire laquelle est plus étendue vers la partie Al à cause des propriétés mécaniques et de la température de fusion de l'aluminium en-dessous de celles du cuivre. La simulation pseudo-Eulérienne donne une bonne morphologie de cette zone associée à une zone Al fondue (Figure 3j).

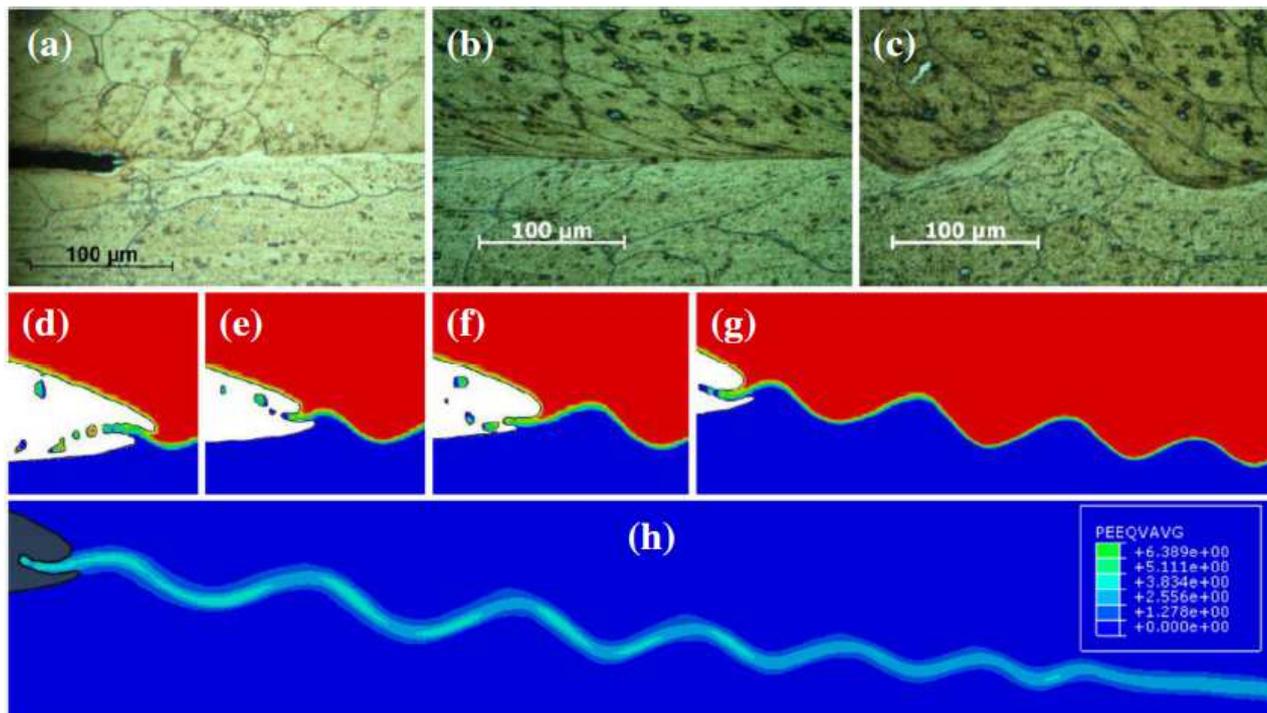


Figure 1 : *Instabilité interfaciale à l'origine de la variance morphologique de soudure par impact : observation expérimentale et cinématique pseudo-Eulérienne du phénomène de jet instable.*

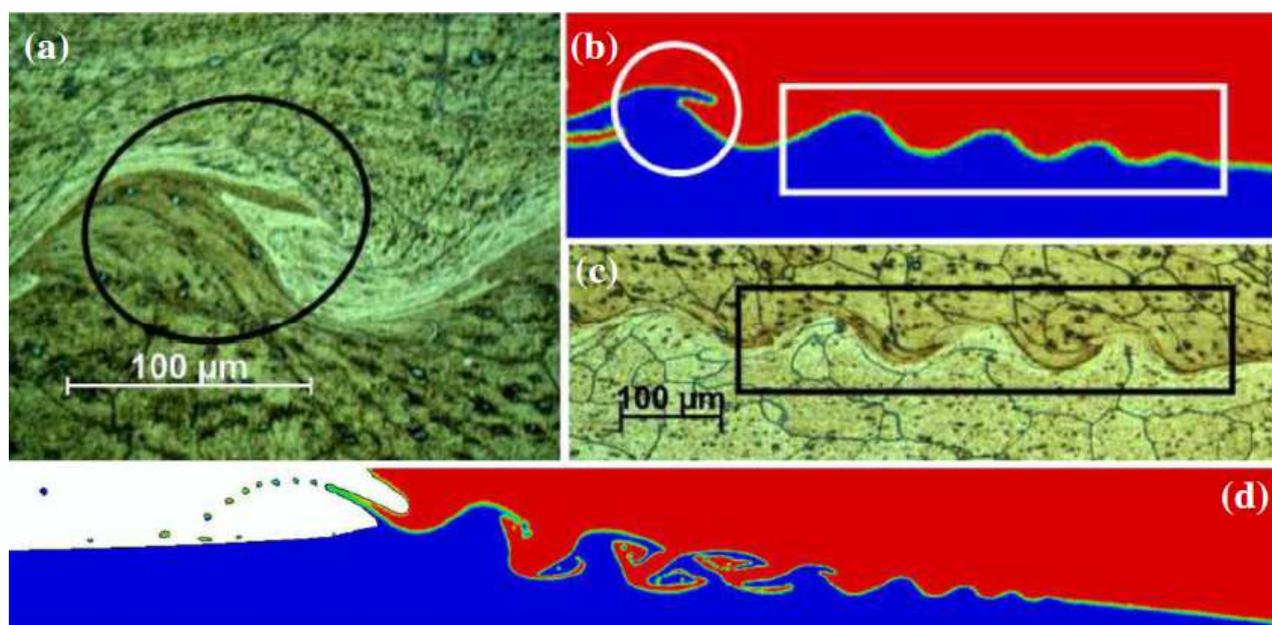


Figure 2 : *Instabilités complexes reproduites par la simulation pseudo-Eulérienne.*

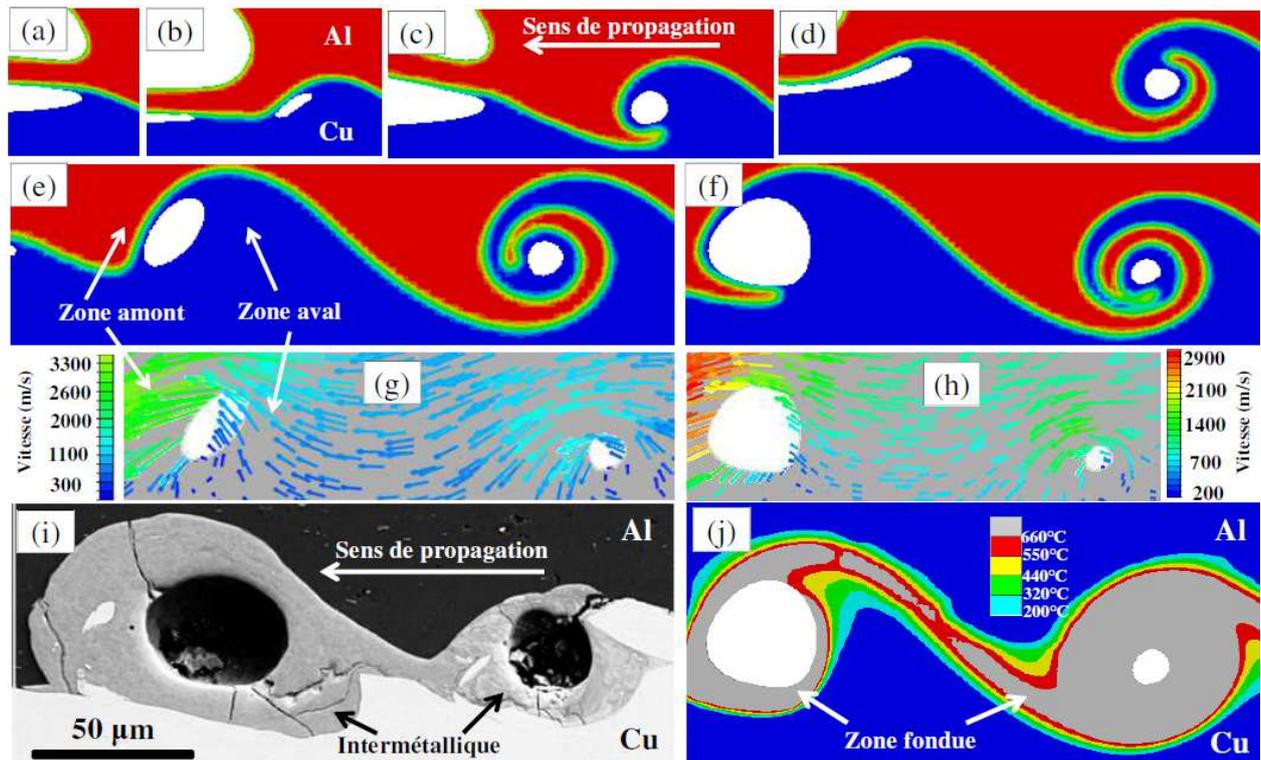


Figure 3 : Mécanisme de formation de vortex et de cavité mésoscopique décrite par la simulation.

4. Variations ultra-rapides et transformations structurales induites

La collision balistique conduit à une élévation ultra-rapide de température et de pression, suivie d'une chute brutale (Figure 4a) décrite par la simulation pseudo-eulérienne. Ce régime explique la formation de nano-cavités à l'interface (Figure 4b). Comme le pic thermique se situe entre les températures de fusion et de vaporisation de l'aluminium, on peut suggérer que le phénomène de nano-cavitation résulte d'une dépressurisation en-dessous de la pression de vapeur saturante de l'aluminium permettant alors une germination de nano-cavités qui crée une structure poreuse (Figure 4b) figée pendant la transformation vapeur/solide. Les variations brusques et simultanées de température et de pression caractérisent ainsi un phénomène potentiel de nano-cavitation en trois étapes principales: 1/ une fusion par cisaillement adiabatique (durée : ns- μ s, vitesse de déformation : 10^7 - 10^9 /s, pression : GPa), 2/ une cavitation lors d'une transformation liquide/vapeur par dépressurisation (durée : ns- μ s, vitesse de dépressurisation : MPa/ns), et 3/ une condensation solide qui fige la structure poreuse (durée : ns- μ s, vitesse de refroidissement : 10^9 °C/s).

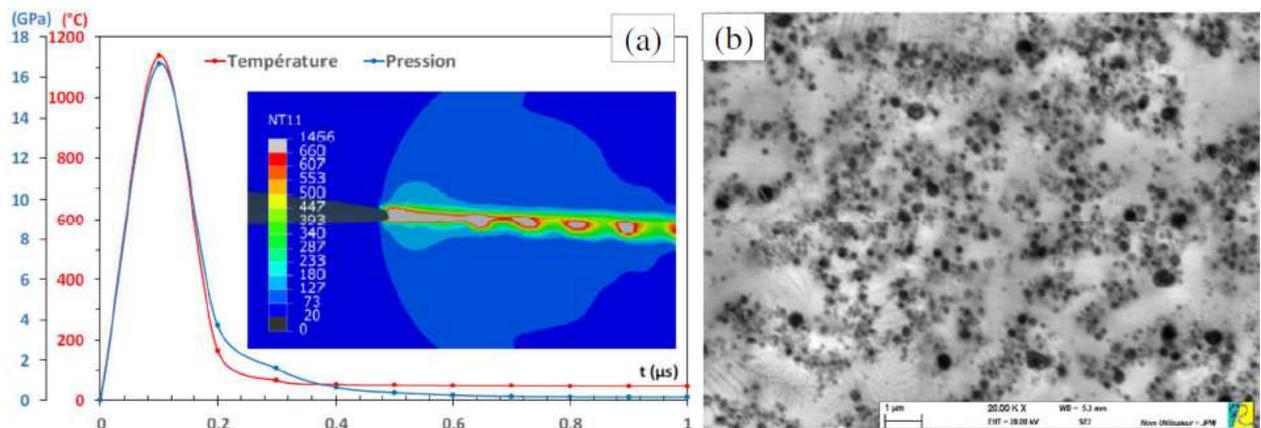


Figure 4 : Variations brutales de température/pression expliquant la nano-cavitation interfaciale.

Les variations ultra-rapides sont aussi à l'origine de plusieurs transformations structurales hiérarchisées à travers l'interface. Grâce à des analyses MET, on observe les conséquences métallurgiques du cisaillement confiné et du régime de refroidissement qui s'en suit. Le cisaillement étant le plus intense à l'interface, il confine une fusion adiabatique suivie du refroidissement à des vitesses typiques de l'ordre de 10^9 °C/s qui fige alors les atomes dans leurs positions aléatoires au sein de la phase liquide en créant une structure amorphe. L'écroissage dynamique ultra-rapide produit une couche ultrafine amorphe à l'interface physique Al/Cu (Figure 5a), puis une zone nano-cristallisée au voisinage immédiat de cette couche (Figure 5b,c). La nano-cristallisation crée aussi une structure hiérarchisée composée d'une zone à grains équiaxes imputable à une recristallisation dynamique puis une zone à grains allongés (lamellaires) due au cisaillement dans la direction de propagation de la collision. Cette hiérarchisation structurale est en bonne adéquation avec le confinement thermique simulé à l'interface (Figure 4a). D'une part, il y a une zone affectée thermiquement confinée sur une très courte distance qu'on peut associer à la zone recristallisée (ZR), d'autre part, l'observation expérimentale de précipité β' dans cette ZR à nano-grains équiaxes donne une indication de niveau de température. Les précipités primaires (β'') de forme lamellaire dispersés de façon homogène dans la matrice d'aluminium initiale (Figure 5d) ont été dissouts dans la ZR qui présente en revanche une germination de précipités sphéroïdaux (précipité β'). Cette transformation $\beta'' \rightarrow \beta'$ indique une plage de température de [250-360] °C au sein de la ZR en adéquation au confinement thermique simulé. La recristallisation révèle aussi des dispersoïdes aux joints de grains limitant la croissance des grains (Figure 5.e). Ces dispersoïdes de la ZR sont de tailles importantes comparés à ceux de la zone interfaciale cisailée (ZIS) où ils commencent à germer. Les nano-grains allongés conservent leurs formes lamellaires dans la zone (ZIS) en l'absence d'effet thermique favorable à une recristallisation locale. Toutefois, l'élévation de température dans la ZIS a activé la dissolution des précipités β'' et la germination et croissance de précipité β' (Figure 5f).

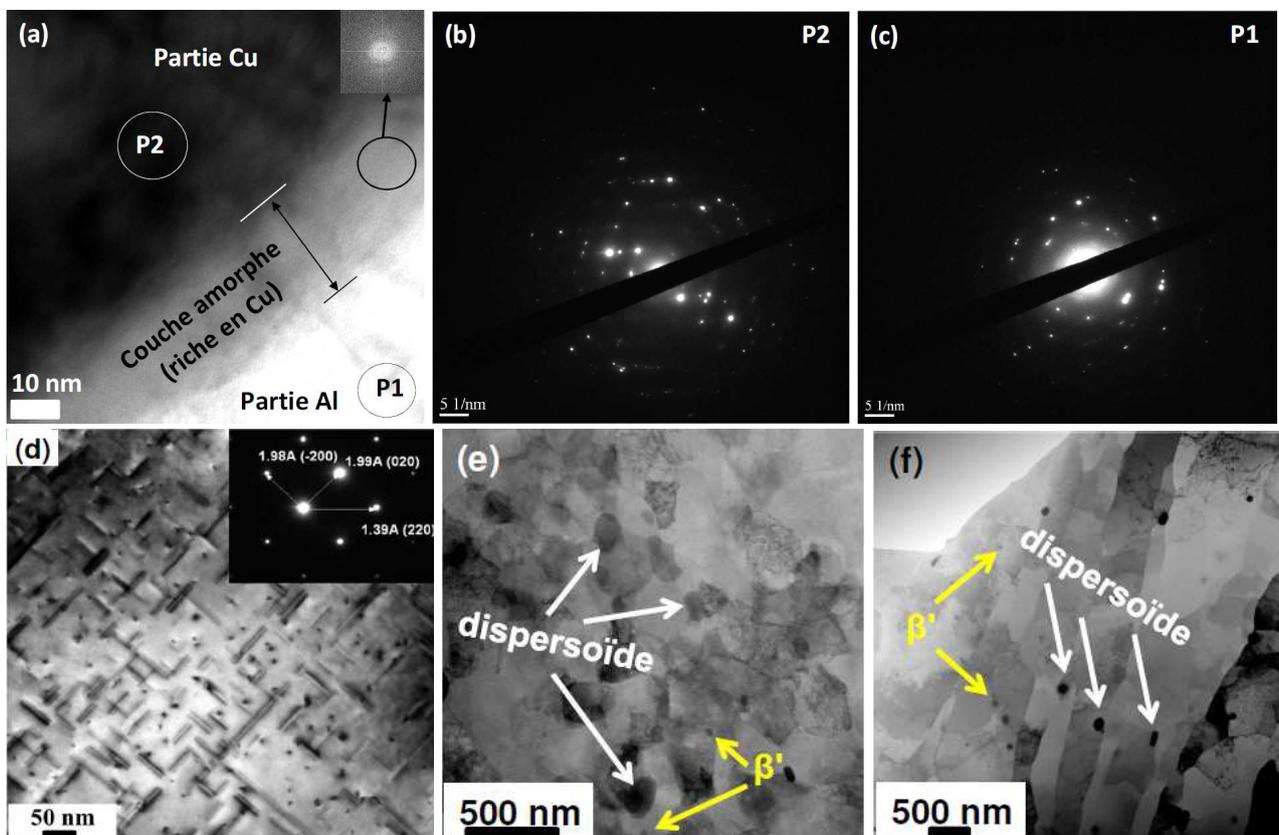


Figure 5 : Transformations métallurgiques activées par les fortes vitesses de déformations.

5. Conclusion

Une approche pseudo-eulérienne apporte une bonne compréhension phénoménologique des comportements à forte vitesse de déformation pendant le soudage par impact. Les instabilités à l'échelle macroscopique s'expliquent par une cinématique fluide à l'origine des différentes variances morphologiques de soudure observées expérimentalement. Les variations fortement transitoires décrites par la simulation pseudo-eulérienne décrivent des régimes favorables à plusieurs transformations structurales fines révélées par des analyses MEB et MET de l'interface, en l'occurrence, la formation de nano-cavités à l'interface, les phénomènes de nano-structuration ou d'amorphisation par effet de confinement de cisaillement adiabatique dont l'élévation de température peut aussi activer des cinétiques de précipitations ou de formation de dispersoïdes. Aujourd'hui, la prédiction de ces transformations métallurgiques apportera davantage de maîtrise du soudage par impact. Le couplage de l'approche pseudo-Eulérienne avec des modèles métallurgiques est une orientation scientifique utile dans cette perspective.

Références

- [1] T. Sapanathan, R.N. Raoelison, N. Buiron, M. Rachik, *Magnetic Pulse Welding: An Innovative Joining Technology for Similar and Dissimilar Metal Pairs*, InTech (Ed.), Joining Technologies, (2016).
- [2] R.N. Raoelison, T. Sapanathan, N. Buiron, M. Rachik, Magnetic pulse welding of Al/Al and Al/Cu metal pairs: Consequences of the dissimilar combination on the interfacial behavior during the welding process, *J. Manuf. Proc.* 20, Part 1 (2015), 112–127.
- [3] R.N. Raoelison, N. Buiron, M. Rachik, D. Haye, G. Franz, M. Habak, Study of the elaboration of a practical weldability window in magnetic pulse welding, *J. Mat. Proc. Tech.* 213 (2013), 1348–1354.
- [4] A. Nassiri, S. Zhang, T. Abke, A. Vivek, B. Kinsey, G. Daehn, Numerical Modeling of High-Velocity Impact Welding, *Proceedings of the 3rd Pan American Materials Cong.*, (2017), 83–93.
- [5] T. Sapanathan, R.N. Raoelison, E. Padayodi, N. Buiron, M. Rachik, Depiction of interfacial characteristic changes during impact welding using computational methods: Comparison between Arbitrary Lagrangian - Eulerian and Eulerian simulations, *Mat. Des.*, 102 (2016), 303–312.
- [6] O. Saresoja, A. Kuronen, K. Nordlund, Atomistic Simulation of the Explosion Welding Process, *Adv. Eng. Mater.*, 14 (2012) 265–268.
- [7] S.P. Kiselev, Numerical simulation of wave formation in an oblique impact of plates by the method of molecular dynamics, *J. App. Mech. Tech. Phys.*, 53 (2012), 907–917.
- [8] X. Wang, M. Shao, S. Gao, J.-T. Gau, H. Tang, H. Jin, H. Liu, Numerical simulation of laser impact spot welding, *J. Manuf. Proc.*, 35 (2018), 396–406.
- [9] R.N. Raoelison, T. Sapanathan, E. Padayodi, N. Buiron, M. Rachik, Interfacial kinematics and governing mechanisms under the influence of high strain rate impact conditions: Numerical computations of experimental observations, *J. Mech. Phys. Sol.*, 96 (2016) 147–161.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la “Région Picardie” et le “Fond européen de développement économique et régional (FEDER)” pour le soutien financier des projets MSIM (2010/2012) et COILTIM (2014/2020). Jishuai Li remercie également le soutien financier du programme China Scholarship Council (CSC) pour ses travaux de recherche doctoral à l'université de technologie de Compiègne.

Simulation numérique du soudage laser : application à l'assemblage Ti6Al4V/316L avec insert vanadium

Numerical simulation of laser welding: case of Ti6Al4V/316L joining with vanadium insert

Rodolphe BOLOT^{1*}, Antoine MANNUCCI^{1,2}, Alexandre MATHIEU¹, Iryna TOMASHCHUK¹, Engèn CICALA¹, Sébastien LAFAYE²

¹Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), Université de Bourgogne Franche-Comté. UMR 6303, Equipe Laser Traitement des matériaux (LTm) – 12 rue de la fonderie, 71200 Le Creusot.

²Laser Rhône-Alpes (LRA), 49-51 Boulevard Paul Langevin, 38600 Fontaine.

* (auteur correspondant : rodolphe.bolot@ubfc.fr)

Résumé – Le soudage direct titane/acier inoxydable est délicat en raison de la formation de phases intermétalliques fragiles. Une bonne stratégie pour résoudre ce problème consiste à utiliser un matériau d'insert compatible avec ces deux matériaux. Le cas d'un soudage laser avec insert vanadium a donc été considéré dans ce travail. Un modèle FEM a été développé pour simuler le processus de soudage réalisé en deux étapes (cordons Ti/V puis V/acier). Le cas de tôles planes de 1 mm d'épaisseur avec un insert en vanadium de 2 mm de large a été considéré pour éviter tout contact entre les deux matériaux de base.

Mots-clés : soudage laser ; haut flux ; mode keyhole ; modélisation MEF, contraintes résiduelles

Abstract – Direct welding of Titanium with stainless steel is difficult due to the formation of brittle intermetallic phases. A good strategy to overcome this problem is to use an insert material compatible with each of them. The case of laser welding with vanadium insert was therefore considered in this work. A FEM model was developed to simulate the welding process carried out in two stages (Ti/V bead then V/steel bead). The case of 1 mm thick flat sheets with a 2 mm wide vanadium insert was considered to avoid any contact between the two main materials.

Keywords: laser welding; high flux; keyhole mode; FEM model, residual stresses

Nomenclature

T température, K

T_{ref} température de référence, K

U déplacement, m

Indices et exposants

X, Y, Z composantes (repère Cartésien)

Symboles grecs

ε_T contraction thermique, sans dimension

σ contrainte, Pa

α coefficient de dilatation local, K⁻¹

$\bar{\alpha}$ coefficient de dilatation moyen, K⁻¹

1. Introduction

Le soudage laser d'alliages de titane avec des aciers inoxydables présente un grand intérêt pour les industries chimique, médicale et aéronautique. Cependant, l'assemblage par soudage avec fusion directe de l'interface de ce couple de matériaux reste difficile en raison de la formation de phases intermétalliques fragiles tels que Fe₂Ti, FeTi ou encore Cr₇Fe₁₇Ti₅. Une solution efficace pour éviter la fissuration à froid produite par ces phases, consiste à modifier la chimie des zones fondues en introduisant un matériau intermédiaire compatible à la fois avec le titane et l'acier inoxydable. Parmi les matériaux compatibles, le vanadium est certainement le meilleur candidat pour les applications dans lesquelles la biocompatibilité n'est pas essentielle [1]. En effet, l'analyse de la littérature disponible [2-4] montre que la fragilisation

de cette liaison peut être évitée en réalisant une jonction en deux passes, où l'insert en vanadium est d'abord soudé avec l'alliage de titane puis avec l'acier inoxydable.

Dans ce type d'assemblage, la problématique des contraintes résiduelles reste néanmoins préoccupante, en raison de l'inadéquation existante entre les propriétés thermo-physiques des différents matériaux, et de la contraction du matériau fondu pendant son refroidissement après solidification. Les contraintes et déformations sont encore plus prononcées pour l'assemblage de tôles minces en configuration bout à bout [5]. Au cours des dernières années, la modélisation par éléments finis du comportement thermomécanique lors du soudage par fusion de matériaux dissimilaires a été activement développée [5-7]. Elle implique un calcul séquentiel du problème thermique (en utilisant une approche de source équivalente), et du problème mécanique (déformations et contraintes) pendant et après l'opération de soudage.

Ce travail a été réalisé en parallèle à la thèse de doctorat d'Antoine Mannucci (Université de Bourgogne Franche-Comté, FR), réalisée en partenariat avec la PME française LRA (Laser Rhône-Alpes). L'objectif technologique principal de ce projet est de définir des conditions de soudage optimisées permettant un assemblage titane/acier à haute tenue mécanique. Comme des phases intermétalliques fragiles se forment en soudage direct [8], un insert intermédiaire en vanadium a donc été utilisé. La modélisation thermomécanique des déformations et contraintes associées à l'opération de soudage a ainsi été appliquée en parallèle, pour approfondir la compréhension des phénomènes impliqués dans le processus de soudage et les mécanismes d'adhérence. Le cas de tôles de 1 mm d'épaisseur avec un insert en vanadium de 2 mm de large a été considéré pour éviter tout contact entre les deux soudures. Par ailleurs, un refroidissement complet de l'ensemble titane/vanadium a été réalisé préalablement à la fabrication de la soudure vanadium/acier.

2. Résultats expérimentaux

Un laser TRUMPF TRUDISK 6001 (Ytterbium YAG, longueur d'onde proche IR, 1030 nm) a été utilisé pour fabriquer les cordons de soudure, avec une puissance laser modérée, et une fibre optique de 100 μm de diamètre permettant de réaliser des cordons étroits. La tête optique utilisée présente par ailleurs un grandissement unitaire au point focal (distances focales équivalentes des lentilles de collimation et de focalisation). L'assemblage a été réalisé en deux étapes : la première a consisté à fabriquer un cordon de soudure entre l'alliage Ti6Al4V et l'insert en vanadium, et la seconde un cordon entre le vanadium et l'acier inoxydable 316L. Le tableau 1 résume les conditions expérimentales utilisées pour ces deux soudures. L'énergie linéique mentionnée dans ce tableau correspond au rapport puissance/vitesse de déplacement du faisceau (ou plus exactement de la table puisque c'est la pièce qui se déplace et pas le faisceau). Avec ces paramètres, un mode dit « keyhole » est produit : suivant ce mode, la puissance du laser est telle qu'elle donne lieu à une vaporisation du matériau irradié. L'éjection de vapeur métallique associée à cette vaporisation, engendre une pression de recul sur la surface, qui donne lieu au perçage d'un capillaire (trou profond et étroit) déplacé le long du cordon à fabriquer. Ce procédé permet ainsi d'obtenir un cordon présentant un fort rapport d'aspect (cordon profond et étroit) qu'il n'est pas possible de produire avec un procédé de soudage conventionnel à l'arc.

	Ti6Al4V/vanadium	Vanadium/316L
Energie linéique (J/mm)	6.8	10
Diamètre de faisceau (μm)	100	100
Décalage vs. plan de joint (μm)	0	50 (côté 316L)

Tableau 1 : Conditions expérimentales utilisées pour fabriquer les cordons Ti/V et V/inox

La figure 1 montre les coupes transversales des deux cordons de soudure. La première image (à gauche) montre la microstructure du cordon Ti6Al4V / vanadium. Sur cette photo, l'alliage présente clairement une ZAT (Zone Affectée Thermiquement) de largeur environ 200 μm . La largeur du cordon est d'environ 235 μm (milieu), 650 μm (haut) et 390 μm (bas). En raison des différences de température de fusion (1910°C pour le vanadium, contre 1650°C pour l'alliage Ti6Al4V) et d'absorption de la lumière laser, le cordon de soudure est majoritairement composé du matériau Ti6Al4V (au vu des mesures réalisées par EDS, la teneur en élément V est d'environ 33% dans le cordon malgré l'absence de décalage du faisceau pour cette soudure). La photo de droite montre la microstructure de l'assemblage pour le cordon vanadium / 316L. A noter que l'acier inoxydable montre une structure avec des grains plus grossiers. La largeur de ce cordon est d'environ 240 μm (milieu), 425 μm (haut) et 320 μm (bas). En raison du décalage entre le plan de déplacement du faisceau laser et le plan de joint (décalage du faisceau de 50 μm côté 316L), le cordon de soudure est majoritairement composé d'acier inoxydable (au vu des mesures EDS, la teneur en élément vanadium est d'environ 11% seulement dans ce cordon). A noter également que la hauteur de ce cordon de soudure est d'environ 840 μm seulement, ce qui pourrait contribuer à réduire la tenue mécanique de la liaison. De plus amples détails sur la partie expérimentale de l'étude sont fournis dans l'article de Mannucci *et al.* [9].

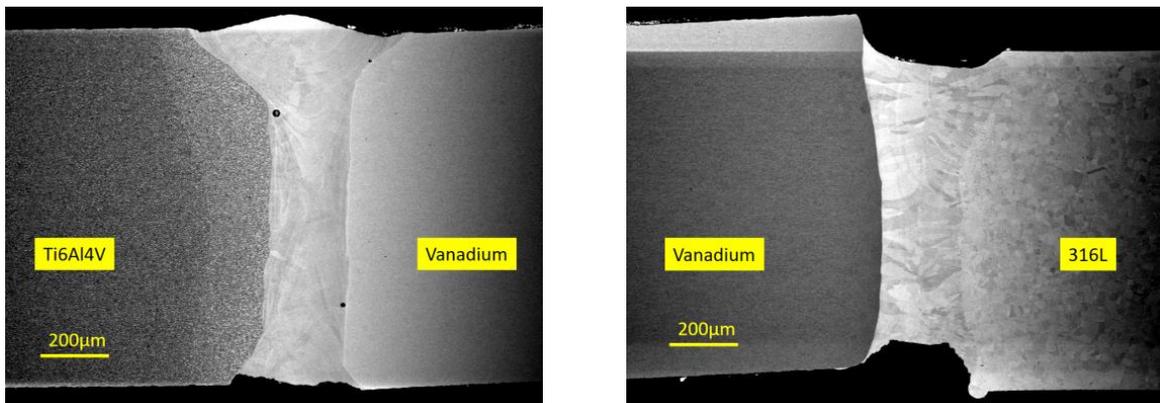


Figure 1 : (a) cordon Ti6Al4V/vanadium (gauche), (b) cordon vanadium/SS316L (droite)

3. Modèle numérique

L'objectif principal de cet article est de montrer quelques résultats (champs de températures et de contraintes) obtenus par modélisation FEM, correspondant aux conditions expérimentales détaillées ci-dessus. Deux modèles différents développés sous ANSYS en langage APDL ont été appliqués à ce cas expérimental. Le premier consiste en un modèle macroscopique avec une taille d'élément de 50 μm ou plus (résolution de maille de 100 μm pour les résultats ci-après).

3.1. Modèle macroscopique

Ce premier modèle est tridimensionnel et conçu pour étudier le comportement thermomécanique transitoire de l'assemblage lors du processus de soudage. Il est semi-couplé, ce qui signifie que le problème thermique est résolu au cours d'une première étape, tandis que le problème mécanique est résolu dans une seconde étape, avec activation de l'option « grandes déformations ». Les résultats ci-après ont été obtenus avec une résolution de maille de 100 μm suivant les directions X et Y (contre 200 μm le long de la direction Z, correspondant à celle de l'axe des cordons de soudure). De plus, le cas de deux tôles de dimensions 20x20 mm a été considéré. Ces deux tôles ont été séparées *via* un insert en vanadium de deux millimètres de large (comme pour les expériences). Enfin le modèle comprend 120 000 éléments pour un peu

moins de 135 000 nœuds. La figure 2 montre le maillage dont les éléments sont composés de briques parfaitement orthogonales. Suivant la direction X (transversale relativement aux cordons de soudure), une région de quatre millimètres de large maillée de manière homogène est considérée (c'est-à-dire toute la région du vanadium + 1 mm de large de chaque côté dans les directions Ti6Al4V et acier inoxydable). Au-delà d'une distance d'un millimètre des cordons, une augmentation progressive de la taille de maille est utilisée (augmentation selon une loi géométrique). De nombreux modèles FEM suggérés dans la littérature considèrent les matériaux comme préalablement connectés, et sont donc plus représentatifs de l'effet d'une refusion du matériau du cordon (ou les cordons pour notre cas). Dans ce modèle, ce n'est pas le cas puisque les différents matériaux ne sont pas connectés au préalable, mais séparés par une couche d'éléments désactivés (lignes blanches sur la figure). En d'autres termes, une couche d'éléments est initialement « tuée » (notion de mort et de naissance des éléments). Cette méthode nécessite donc l'élaboration préalable de points de soudure (telle qu'elle se fait expérimentalement). En particulier, deux points de soudure sont ainsi d'abord fabriqués pour chaque cordon (début et fin de chaque cordon).

Toutes les propriétés thermo-physiques et mécaniques (y compris limite de plasticité, module de Young ou encore module tangent) sont fonctions de la température et issues de la littérature. Le rayonnement a été considéré de manière conventionnelle (coefficient d'échange équivalent). Le changement de phase a été pris en compte *via* méthode enthalpique : pour ce faire, l'enthalpie volumique est donnée en fonction de la température jusqu'à plusieurs centaines de degrés au-delà du point de fusion des matériaux. Par exemple, pour l'inox 316L, les données précédemment utilisées par Tchoumi *et al.* [10] ont été majoritairement reprises.

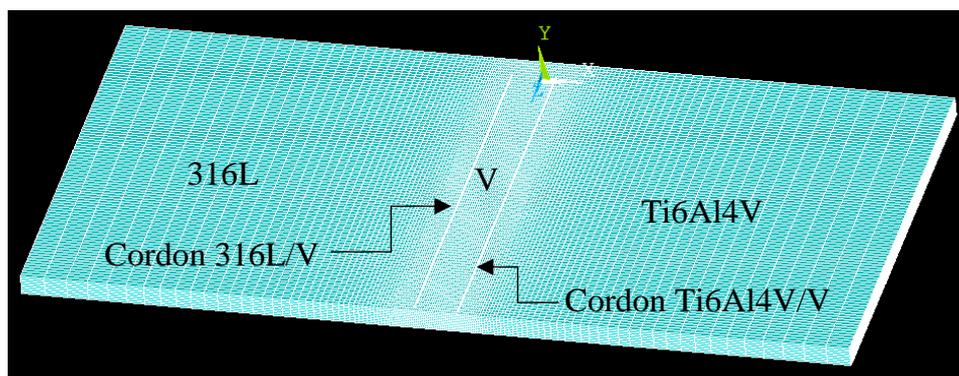


Figure 2 : Vue du maillage 3D utilisé dans le premier modèle (modèle thermomécanique transitoire tridimensionnel comprenant 120 000 éléments)

Les éléments précédemment tués sont ainsi réactivés progressivement (commande APDL *ealive*) lors de la fabrication des cordons. En pratique, le modèle considère non pas trois, mais cinq matériaux distincts (c'est-à-dire Ti6Al4V, vanadium, 316L, mais aussi les deux cordons distincts). L'acier inoxydable 316L est sur le côté gauche de la figure 2 (c'est-à-dire côté X négatif) tandis que la tôle de Ti6Al4V est sur le côté droit (X positif). L'insert en vanadium de deux millimètres correspond à la partie entre les deux lignes blanches (correspondant aux positions des deux cordons : éléments initialement désactivés).

Afin de simplifier le codage des propriétés thermomécaniques des matériaux (et compte-tenu du manque de données pour les propriétés des mélanges de matériaux correspondants), les propriétés thermomécaniques des cordons de soudure ont été considérées comme suit :

- Cordon Ti6Al4V/vanadium : propriétés du Ti6Al4V à l'exception de la température de référence utilisée pour le calcul de la déformation thermique ϵ_T .
- Cordon 316L/vanadium : propriétés du 316L à l'exception de la température de référence utilisée pour le calcul de la déformation thermique.

En d'autres termes, on suppose que la température de référence des tôles de Ti6Al4V et 316L est la température ambiante (idem pour l'insert en vanadium). Cependant, la température de référence du matériau du cordon Ti6Al4V/vanadium a été fixée à 1650°C, alors que celle du matériau du cordon 316L/vanadium a été fixée à 1400°C.

Ce faisant, la déformation thermique ε_T est ainsi calculée à partir de la relation :

$$\varepsilon_T = \int_{T_{ref}}^T \alpha dT = \bar{\alpha} (T - T_{ref}) \quad (1)$$

dès que les cordons de soudure sont **progressivement** fabriqués.

Cette méthode permet de prendre en compte l'effet de la contraction des matériaux lors du refroidissement de la température de fusion à la température ambiante. Concernant les coefficients de dilatation, le coefficient instantané (à savoir α) ou moyen (à savoir $\bar{\alpha}$) peut être fourni. Dans ANSYS, le coefficient instantané est stocké dans une variable nommée CTEX alors que le moyen est nommé ALPX. Il est important de comprendre que α est fonction de T mais ne dépend pas de la température de référence T_{ref} (alors que c'est le cas pour $\bar{\alpha}$).

Dans les faits, il est difficile de connaître précisément les propriétés thermo-physiques des matériaux de chaque cordon (mélanges multi-matériaux complexes mais relativement homogènes). Néanmoins, pour les propriétés mécaniques, des mesures du module de Young seront prochainement réalisées par nano-indentation (par méthode de Oliver-Pharr). Avec notre approche simplifiée, nous surestimons sûrement les propriétés mécaniques des cordons (et notamment la limite de plasticité du cordon Ti6Al4V/vanadium). Le niveau de contrainte dans ce cordon est donc probablement surestimé lui-aussi, mais proportionnellement à sa tenue mécanique elle aussi surestimée. Quoiqu'il en soit, lors de tests de traction, la rupture n'a pas lieu dans les cordons (qui ne sont donc pas les points faibles de l'assemblage).

3.2. Modèle échelle micro

L'un des domaines d'expertise de notre équipe concerne **le calcul sur microstructures**. Ce type de calculs peut par exemple être utilisé pour estimer les propriétés (thermiques ou mécaniques) effectives de matériaux poreux ou multi-composants, selon les méthodes décrites par exemple par Bolot et al. [11]. Dans ce travail, les calculs ont été effectués directement sur la micrographie de l'assemblage afin d'étudier les contraintes résiduelles liées aux déformations thermiques dans les cordons (et dans l'assemblage plus généralement). La figure 3 montre la coupe transversale de l'assemblage après reconstitution à partir des micrographies. Dans cet exemple, la résolution considérée est d'environ 320 pixels/mm (soit 3,1 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Cette valeur peut être comparée à celle du premier modèle (c'est-à-dire 100 μm / élément). En utilisant ce type de simulation, le maillage est directement formé par les pixels de l'image.

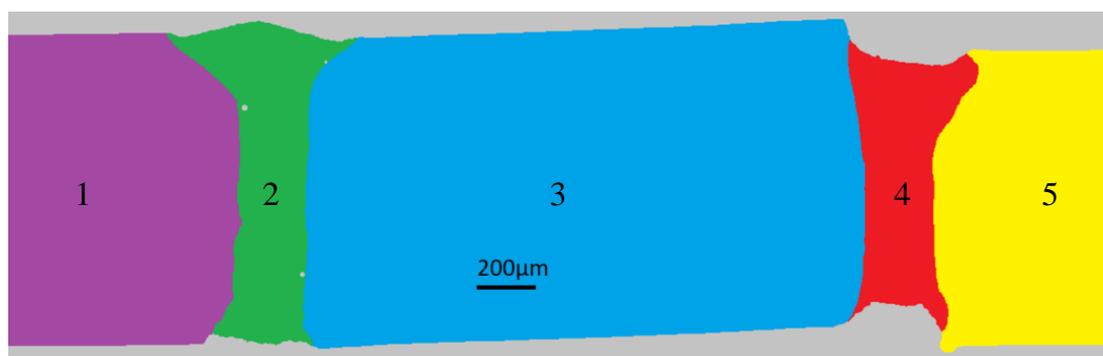


Figure 3 : Vue du maillage 2D utilisé dans le deuxième modèle (modèle thermomécanique stationnaire 2D composé d'environ 440 000 éléments)

En fait, les images constituent des maillages vraiment efficaces, avec des éléments parfaitement orthogonaux (pixels). Cependant, jusqu'à présent, la réalisation de calculs 3D transitoires n'est pas possible à ce niveau de résolution. En pratique, un programme interne permettant la conversion est développé. Cet outil permet de convertir des images en un script APDL correspondant (fichier de commandes lisibles par ANSYS). Avec cet outil, un maillage 2D est automatiquement généré à partir de l'image considérée, avec autant de matériaux qu'il y a de couleurs différentes dans l'image.

Dans cet exemple, six matériaux différents sont ainsi considérés: de gauche à droite Ti6Al4V (1, violet), premier cordon (2, vert) comprenant des pores, insert en vanadium (3, bleu), deuxième cordon (4, rouge) et acier inoxydable (5, jaune). Le dernier matériau représente la couleur grise autour de l'assemblage : le matériau correspondant possède de faibles propriétés mécaniques (un module de Young de 0,1 MPa en pratique), ou les éléments correspondants peuvent alternativement être tués (comme cela est décrit dans le modèle macro).

4. Résultats numériques

4.1. Modèle échelle macro

En terme de condition de maintien mécanique, une condition d'encastrement a été considérée sur la face de normale X située à gauche sur les figures 2 ou 4 à 7 (soit côté 316L) et rien d'autre n'a été imposé hormis les pointages initiaux. La figure 4 montre le champ de température transitoire obtenu lors de la fabrication du second cordon (soudure 316L/vanadium). Concrètement, cette soudure a été réalisée après refroidissement complet de la première. La position transitoire du laser se situe à 15 mm de la position $Z = 0$ pour une dimension de tôle de 20 mm. On peut remarquer que selon l'échelle des couleurs, la température de fusion de l'inox 316L (environ 1400°C , soit 1673 K) correspond à la couleur orange sur la figure 4.

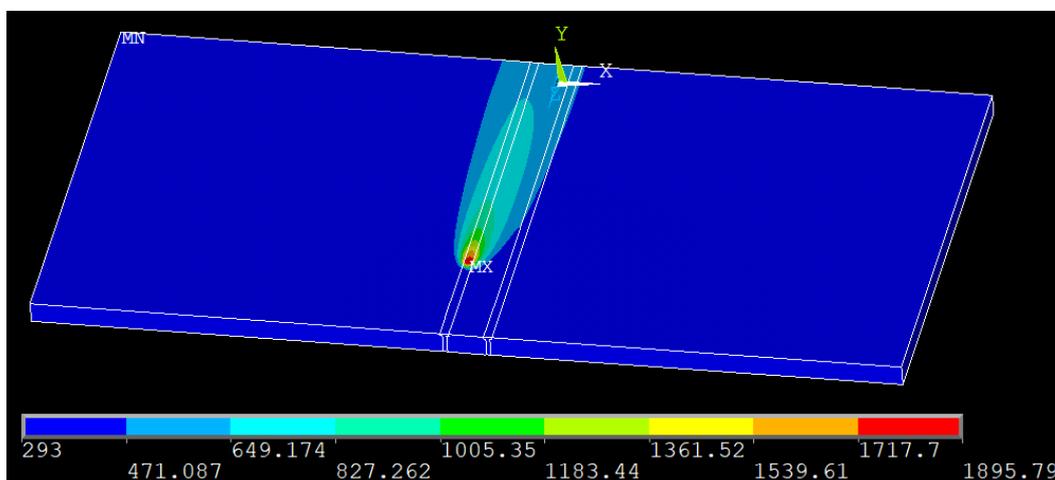


Figure 4 : *Champ transitoire de température (K) pendant la fabrication du cordon 316L / vanadium (c'est-à-dire le second).*

L'ensemble des résultats présentés ci-après concernent les résultats calculés après fabrication des deux cordons de soudure et refroidissement de l'ensemble jusqu'à température ambiante (c'est-à-dire qu'il s'agit des contraintes résiduelles pour les représentations des contraintes). Les résultats concernant les différentes composantes du champ de déplacement U (soit U_x , U_y , U_z) ont été présentés dans un article antérieur [12]. La figure 5 montre le champ de déformation thermique (voir équation (1)) dans l'assemblage. La déformation thermique est nulle dans les deux tôles et dans l'insert de vanadium, puisque $T=T_{\text{ref}}=293$ K pour ces trois

zones. Cependant, en raison du refroidissement des cordons de la température de fusion à la température ambiante, $\varepsilon_T = \bar{\alpha}(T_{amb} - T_{ref})$ est négative dans les deux cordons de soudure (contraction). En pratique, cette contraction est compensée (ou équilibrée) par une déformation mécanique se produisant principalement dans les cordons de soudure et leur voisinage (c'est-à-dire que la contraction des cordons induit une compression des matériaux au voisinage des soudures). La figure 6 montre le champ de la composante σ_x des contraintes résiduelles. Cette composante est presque nulle dans les 2 tôles (i.e., couleur vert clair = de -103 à +46 MPa). Cependant, la contrainte σ_x est négative dans les deux cordons de soudure (i.e., couleur verte, σ_x de -253 à -103 MPa). Ces valeurs négatives dans les cordons de soudure sont équilibrées par des valeurs positives (couleur jaune, σ_x de +46 à +196 MPa) au voisinage des cordons, et aux limites $Z=0$ et $Z=+L$. La figure 7 montre le champ de la composante σ_z des contraintes résiduelles (c'est-à-dire la composante suivant la direction de l'axe des cordons de soudure). La composante σ_z est positive (contrainte en tension) dans les deux cordons avec une amplitude comprise entre +640 et +780 MPa (couleur orange). Cette composante σ_z positive dans les cordons est équilibrée par une composante négative dans les deux tôles. Dans la tôle en 316L, la composante σ_z reste positive (couleur vert clair σ_z de +359 à +500 MPa) juste au voisinage du cordon et devient négative (deuxième niveau de bleu de -66 à -208 MPa à une distance supérieure à 2 mm du cordon. Dans la tôle en Ti6Al4V, la transition d'une composante positive dans le cordon à une valeur négative dans la tôle se produit beaucoup plus rapidement et la composante négative dans la tôle est d'amplitude plus élevée (couleur bleu foncé de -200 à -350 MPa).

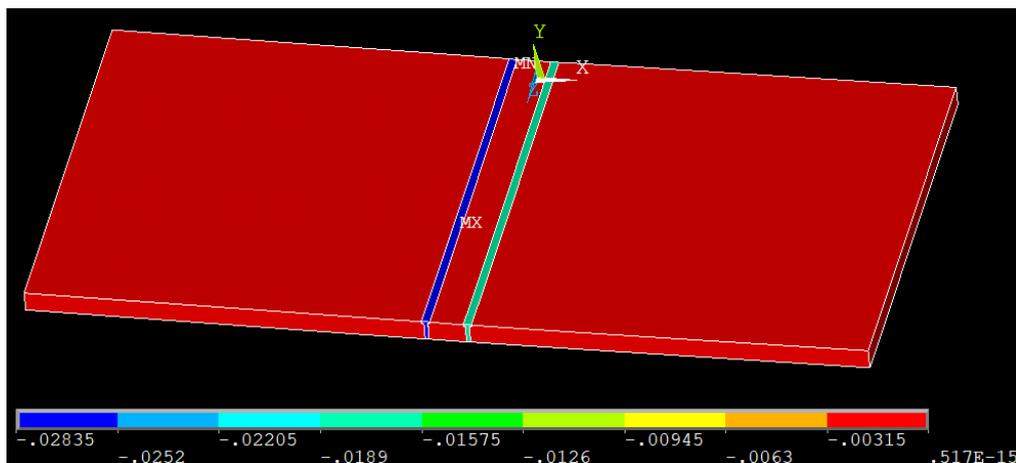


Figure 5 : Champ de déformation thermique ε_T après refroidissement final.

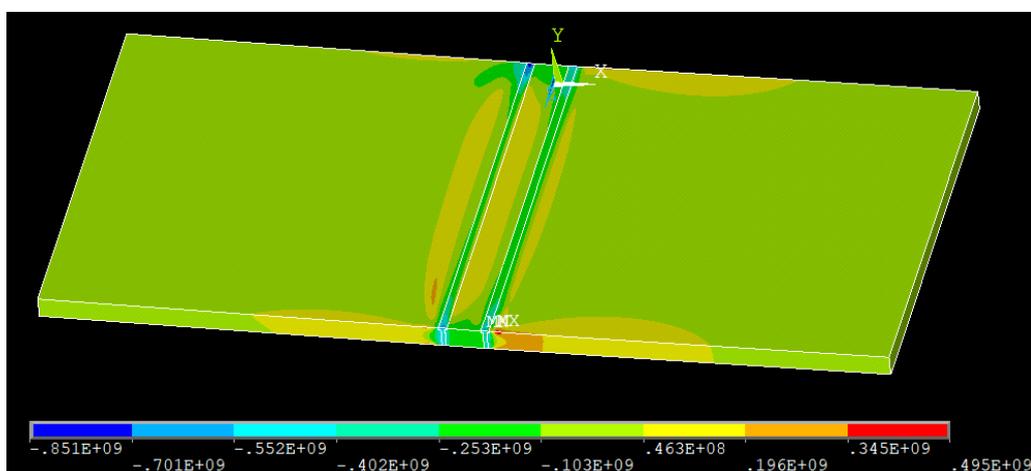


Figure 6 : Champ de la composante résiduelle σ_x (Pa) du tenseur de contraintes.

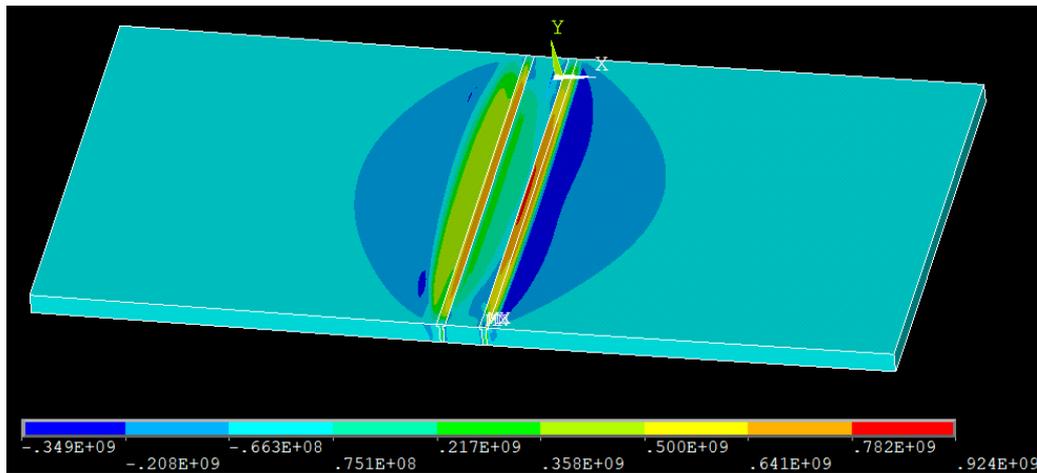


Figure 7 : Champ de la composante σ_z (Pa) du tenseur des contraintes résiduelles

4.2. Modèle échelle micro

La figure 8 montre un exemple de résultat calculé avec le modèle échelle micro. Dans ce calcul, la déformation thermique dans les cordons a été fixée avec une température de référence correspondant à 60% de la différence de température entre la température de fusion et la température ambiante (c'est-à-dire $T_{ref} = 293 + 0,6(T_f - 293)$). En pratique, des valeurs de 830°C (cordon acier 316L/vanadium) et de 1000°C (cordon Ti6Al4V/vanadium) ont ainsi été appliquées pour la température de référence dans les deux cordons (voir équation 1). La figure ci-dessous présente le champ calculé pour la composante σ_z (direction \perp à la coupe) avec un modèle de type déformations planes. Le champ montré peut donc être interprété comme une coupe de celui montré sur la figure 7 vue à résolution supérieure. Attention tout de même car les matériaux sont ici inversés (Ti6Al4V à droite sur la figure 7 et à gauche sur la figure 8). Selon le modèle échelle micro, le niveau de contrainte est donc plus élevé dans le cordon Ti6Al4V/ vanadium, ce qui est principalement dû à la limite d'élasticité plus élevée de l'alliage de titane (soit environ 1 GPa pour l'alliage de titane Ti6Al4V, contre moins de 350 MPa pour l'acier inox 316L). Il est donc évident que les résultats deviennent sensibles quant à la manière dont les propriétés thermomécaniques des matériaux des cordons sont définies. On rappelle ici que les propriétés mécaniques des soudures ont été fixées à celles du Ti6Al4V (premier cordon) et de l'acier 316L (deuxième cordon). Qualitativement, on voit tout de même clairement que la composante σ_z est en tension dans les cordons (valeurs positives) et en compression au voisinage de ces derniers. Ceci peut être interprété comme suit : de par leur section supérieure, les tôles possèdent une force bien supérieure relativement aux cordons, et empêchent ainsi leur contraction. Ce maintien induit une contrainte en tension dans les cordons. Au contraire, les cordons demandent à se contracter et tendent ainsi à comprimer les tôles (σ_z négative dans les tôles).

A noter également que nous avons maintenant inclus la possibilité d'utiliser un chargement incrémental (cas non présenté ici). Ceci est possible en partant d'une température de référence intermédiaire (comme par exemple ici T_{ref} initiale correspondant à $T_{amb} + 60\%$ de la différence entre le point de fusion et la température ambiante), puis d'augmenter petit à petit cette température de référence T_{ref} jusqu'à atteindre le point de fusion. Les résultats correspondants seront en principe publiés dans *Procedia CIRP* (actes de la conférence LANE, Allemagne). Par ailleurs, ils seront aussi présentés (oralement ou poster) lors du congrès SFT de Belfort.

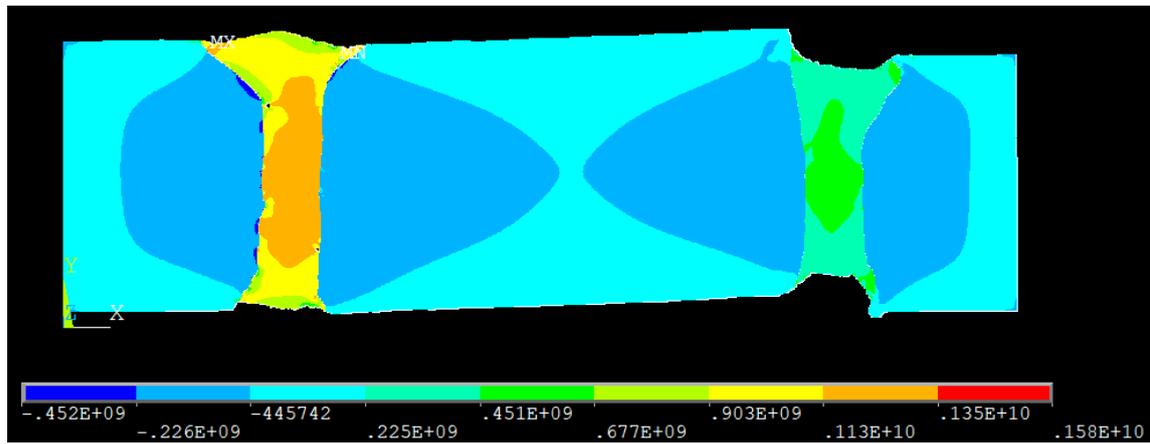


Figure 8 : Champ de contrainte résiduelle (composante σ_z (Pa)) calculé avec le modèle échelle micro (résolution de 3 μm).

5. Conclusion

Ce travail avait pour but de fournir des informations complémentaires sur un assemblage de deux matériaux dissimilaires réalisé par soudage laser à l'aide d'un matériau d'insert. Plus précisément, une tôle plane en acier inoxydable 316L a été assemblée à une tôle de titane (alliage Ti6Al4V) à l'aide d'un insert en vanadium. Les résultats expérimentaux correspondants (dont tenue mécanique de 500 MPa) ont été présentés dans un article antérieur [9] de même que certains résultats des calculs [12]. Deux modèles distincts ont été appliqués. Le premier est élaboré à l'échelle macroscopique avec une résolution de maille de 100 μm : ce modèle est tridimensionnel et transitoire, et permet de prédire les contraintes résiduelles dans l'assemblage, ainsi que le comportement transitoire de l'ensemble lors de la fabrication des cordons de soudure. Le second (modèle à l'échelle microscopique) utilise directement la micrographie de la section transversale de l'assemblage comme maillage, avec une résolution d'environ 3 μm . Dans ce deuxième modèle, le maillage est ni plus ni moins que la micrographie elle-même (chaque pixel devient un élément) et six zones différentes (matériaux) ont été prises en compte (à savoir l'acier 316L, le vanadium, le Ti6Al4V, les deux cordons de soudure, et le milieu environnant dont les éléments correspondants sont préalablement tués). Des estimations du niveau des contraintes résiduelles liées aux déformations thermiques ont été réalisées à l'aide de ce modèle, en considérant la contraction des cordons lors de leur refroidissement après solidification. Néanmoins, il est à souligner que les résultats (en terme de niveau de contraintes) sont sensibles quant à la loi de comportement considérée pour les matériaux des cordons, de sorte qu'une incertitude demeure, notamment en ce qui concerne l'amplitude des composantes de la contrainte. Des mesures du module de Young des matériaux des cordons devront donc être réalisées par indentation et application de la méthode d'Oliver-Pharr.

Références

- [1] Tomashchuk I., Sallamand P., 2018. Metallurgical strategies for the joining of titanium alloys with steels. *Advanced Engineering Materials*, 20(6), p. 1700764.
- [2] Adomako N. K., Kim J. O., & Kim J. H., 2019. Microstructural evolution and mechanical properties of laser beam welded joints between pure V and 17-4PH stainless steel. *Materials Science and Engineering: A* 753, p. 208.
- [3] Adomako N. K., Kim J. O., Lee S. H., Noh K.-O., Kim J. H., 2018. Dissimilar welding between Ti-6Al-4V and 17-4PH stainless steel using a vanadium interlayer. *Materials Science & Engineering A* 732, p. 378.

- [4] Tomashchuk I., Grevey D., Sallamand P., 2015. Dissimilar laser welding of AISI 316L stainless steel to Ti6–Al4–6V alloy via pure vanadium interlayer. *Materials Science & Engineering A* 622, p. 37.
- [5] Bajpei T., Chelladurai H., Ansari Z., 2016. Numerical investigation of transient temperature and residual stresses in thin dissimilar aluminium alloy plates. *Procedia Manufacturing* 5, p. 558.
- [6] Abburi Venkata K., Truman C.E., Smith D.J., 2015. Characterising residual stresses in a dissimilar metal electron beam welded plate. *Procedia Engineering* 130, p. 973.
- [7] Hartel U., Ilin A., Bantel C., Gibmeier J., Michailov V., 2016. Finite element modeling for the structural analysis of Al-Cu laser beam welding. *Physics Procedia* 83, p.1404.
- [8] Mannucci A., Tomashchuk I., Mathieu A., Cicala E., Boucheron T., Bolot R., Lafaye S., 2018. Direct laser welding of pure titanium to austenitic stainless steel. *Procedia CIRP* 74, p. 485.
- [9] Mannucci A., Tomashchuk I., Mathieu A., Bolot R., Cicala E., Lafaye, S., Roudeix C., 2019. Pure vanadium insert for efficient joining of Ti6Al4V to 316L stainless steel with continuous Yb:YAG laser, LIM (Lasers In Manufacturing Conference, Munich), A168.
- [10] Tchoumi T., Peyraut F., Bolot R., 2016. Influence of the welding speed on the distortion of thin stainless steel plates — Numerical and experimental investigations in the framework of the food industry machines, *Journal of Materials Processing Technology* 229, p. 216.
- [11] Bolot R., Aussavy D., Montavon G., 2017, Application of FEM to Estimate Thermo-Mechanical Properties of Plasma Sprayed Composite Coatings, *Coatings* 7, p.91.
- [12] Mannucci A., Bolot R., Mathieu A., Tomashchuk I., Cicala E., Roudeix C., Lafaye S., 2019. Numerical simulation of residual stresses in laser welding: application to Ti6Al4V/316L steel assembly with vanadium insert, LIM (Lasers in Manufacturing Conference, Munich), A194.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés en marge du LabCom FLAMme entre le Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, l'Université de Bourgogne Franche-Comté et la PME Laser Rhône-Alpes, financé par l'Agence Nationale de la Recherche.

Merci à la région Bourgogne Franche-Comté (FR) pour le soutien financier concernant le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de diffusivité thermique des matériaux considérés dans cette étude (dispositif NETZSCH LFA 467 HT, convention PARI 2017-9201AAO052S01330).

Thème 15

Thermographie

Estimation de diagrammes de phases de systèmes binaires par thermographie infrarouge	757
Thermographie passive appliquée à la détection de délaminations dans les pales d'éoliennes	765

Estimation de diagrammes de phases de systèmes binaires par thermographie infrarouge.

Infrared thermography for binary systems phase diagrams estimation.

Clément MAILHE^{1*}, Marie DUQUESNE²

¹ Université de Bordeaux, CNRS, Bordeaux INP, ENSAM, I2M Bordeaux, Esplanade des Arts et Métiers, 33400 Talence, France.

² Bordeaux INP, CNRS, Université de Bordeaux, ENSAM, I2M Bordeaux, ENSCBP, 16 avenue Pey Berland, 33600 Pessac, France

* (auteur correspondant : clement.mailhe@u-bordeaux.fr)

Résumé – Le diagramme de phases, outil primordial en sciences des matériaux, sert à la synthèse, la compréhension des comportements et des propriétés macroscopiques des matériaux. De nombreuses techniques expérimentales existent pour déterminer le diagramme de phases d'un système binaire mais elles sont chronophages. La méthode IRT (Thermographie InfraRouge) permet d'établir rapidement un diagramme de phases préliminaire. Elle permettrait d'accélérer l'étape de "screening", qui précède souvent le développement d'un nouveau matériau. Dans ce travail, nous présentons la méthode utilisée et les résultats obtenus pour un système binaire complexe d'acides gras. Nos résultats sont comparés aux résultats obtenus dans la littérature, par calorimétrie différentielle à balayage (DSC) et grâce à un modèle thermodynamique.

Mots-clés : Screening de matériaux ; diagrammes et transitions de phases ; thermographie infrarouge ; calorimétrie différentielle à balayage ; modélisation thermodynamique.

Abstract – The phase diagram is an essential tool in material sciences for the synthesis and the understanding of materials behavior and macroscopic properties. Many experimental techniques exist for the determination of a binary system phase diagram but they are all time-consuming. The IRT method (infrared thermography) allows the fast establishment of a preliminary phase diagram in order to accelerate the screening step often preceding new materials development. In this work, we are presenting the used method and the obtained results for a complex binary system of fatty acids. Our results are compared to literature data, DSC measurements and to results obtained with a thermodynamic model.

Keywords: Materials screening; Phase transitions and phase diagrams; Infrared thermography; Differential Scanning Calorimetry; Thermodynamic modeling.

Nomenclature

R constante des gaz parfaits, $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$

SVD décomposition en valeurs singulières

T température, K

x fraction molaire

Symboles grecs

ΔH enthalpie, $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$

$\Delta_r G^0$ énergie de Gibbs de réaction, $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$

ν coefficient stœchiométrique

γ coefficient d'activité liquide

Indices et exposants

f fusion

i identification d'espèce chimique

L liquide

1. Introduction

Les matériaux à changement de phases (MCP) constituent un domaine de recherche très actif, avec une croissance exponentielle du nombre des publications scientifiques depuis 2003

et plus de 10000 articles publiés en 2014. Les premiers travaux sur les MCP apparaissent en 1949, mais ce n'est qu'à la fin des années 1970 que des MCP commencent à être utilisés pour le stockage de l'énergie thermique dans les bâtiments et dans des systèmes de stockage d'énergie solaire. Depuis, un grand nombre de MCP a été étudiés. La R&D s'est tournée vers l'étude des MCP organiques et de leurs mélanges. Parmi les MCP organiques largement étudiés, on peut citer les paraffines, les acides gras et leurs dérivés (alcools gras, esters gras, triglycérides), les diols et le polyéthylène glycol (PEG).

Les tendances actuelles dans l'étude et le développement de nouveaux MCP [1] poursuivent les objectifs suivants : i) remplacer les paraffines, qui dominent aujourd'hui le marché, par des MCP d'origine renouvelable ; ii) réduire significativement les coûts d'investissement des technologies de stockage associées, soit en utilisant des MCP à bas coût ou des MCP à densité énergétique élevée (kWh/m^3), soit en simplifiant significativement le système de stockage (par exemple, en éliminant les échangeurs) ; iii) améliorer sensiblement les propriétés des MCP.

Pour cela, une étape de screening est indispensable. Cette étape consiste à passer en revue une quantité importante de matériaux et systèmes de matériaux de manière à sélectionner les plus adaptés pour l'application visée en se basant sur des critères de sélection précis. De nombreuses techniques sont utilisées pour cette étape de screening. Parmi elles, on retrouve entre autres la calorimétrie différentielle à balayage (DSC), l'analyse thermique différentielle (DTA) ou encore la diffraction à rayons X (DRX). Ces méthodes permettent l'estimation des propriétés de ces matériaux comme, entre autres, les températures et enthalpies de transitions, qui sont des critères de sélection essentiels des MCP pour des applications de stockage d'énergie thermique. Ce processus de screening par le biais de ces méthodes standards est extrêmement chronophage, freinant par conséquent l'étude et développement de nouveaux matériaux.

Afin de pallier ce problème, une méthode d'estimation rapide de diagrammes de phases basée sur la thermographie infrarouge a été développée. Cette méthode a été appliquée à des systèmes binaires de matériaux organiques présentant des diagrammes de phases de complexité croissante [2–6] et a permis leur estimation en seulement quelques heures.

Ces travaux présentent le principe de fonctionnement de la méthode ainsi qu'un exemple d'application de celle-ci à un système binaire complexe d'acide gras (Acide caprique + Acide laurique). Les résultats expérimentaux obtenus sont validés par des mesures DSC, des données extraites de la littérature ainsi que par modélisation thermodynamique.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Matériaux

Ce travail porte sur l'établissement du diagramme de phases du système binaire d'acides gras : Acide caprique + Acide laurique. Les propriétés et informations essentielles de ces deux acides gras sont indiquées dans le Tableau 1. Les systèmes binaires d'acides gras ont été étudiés extensivement par Costa et al. [7–9] et ont la particularité de présenter des diagrammes relativement complexes incluant de nombreuses transitions de nature eutectique, péritectique, métatectique ou encore polymorphiques. Le système Acide caprique + Acide laurique a été choisi comme exemple illustratif. La complexité importante de son diagramme de phases en fait un candidat intéressant pour l'étude de l'applicabilité de la méthode IRT pour l'estimation rapide de diagrammes de phases.

	Acide caprique	Acide laurique
Numéro CAS	334-48-5	143-07-7
Acronyme	CA	LA
Formule chimique	$C_{10}H_{20}O_2$	$C_{12}H_{24}O_2$
Masse molaire (g/mol)	172.26	200.32
Enthalpie de fusion (J/mol)	27 043	35 549
Température de fusion (K)	303.45	316.45
Fournisseur	Sigma-Aldrich	Sigma-Aldrich
Pureté	99%	99%

Tableau 1 : Informations générales et propriétés des acides gras purs étudiés

2.2. Estimation de diagrammes de phases par thermographie infrarouge

L'application de la thermographie infrarouge pour l'estimation de diagrammes de phases, la preuve du concept et le principe de la méthode IRT sont détaillés dans [2,3]. L'émissivité d'un matériau dépend de sa structure. Une transition de phase s'accompagne d'une modification de structure. Cette dernière entraîne une variation notable de l'émissivité donc du signal infrarouge émis par le matériau. Ainsi, si l'on soumet un matériau à une rampe de chauffe contrôlée et que l'on suit simultanément le signal infrarouge émis par ce matériau, il est alors possible de détecter un changement de phase.

Un schéma du montage expérimental est donné en Figure 1. Un certain nombre de gouttes (entre une trentaine et une centaine en général), ayant chacune une composition différente, est déposée sur une plaque conductrice en aluminium. Cette plaque est chauffée (rampe de 1 K/min) par le biais d'un système de chauffe/refroidissement et de manière contrôlée par l'ajout d'un thermocouple à la surface de cette plaque. Une caméra infrarouge FLIR X6580SC (Bande spectrale : 1.5 μm à 5 μm , Résolution : 640 x 512) placée à l'aplomb de cette plaque permet l'acquisition simultanée du signal de chaque goutte pendant la rampe de chauffe contrôlée à une fréquence d'échantillonnage fixée ici à 7 Hz.

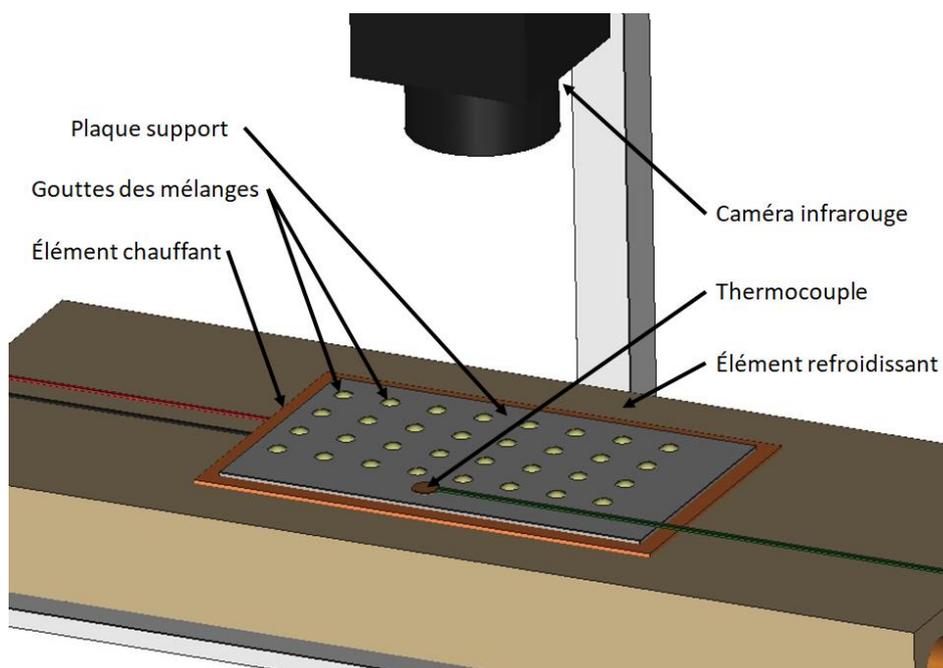


Figure 1 : *Schéma du dispositif expérimental*

La méthode permet ainsi d'obtenir des informations sur les transitions de phases s'opérant dans autant d'échantillons qu'il y a de gouttes en une seule et même expérience. L'étude du signal de chaque goutte nécessite en revanche deux étapes de traitement d'images et du signal, illustrées respectivement en Figures 2 et 3.

Le traitement d'images consiste, à partir du film infrarouge brut, à différencier dans un premier temps les gouttes du reste de la scène thermique (plaque + thermocouple) par une étape de segmentation en binarisant les images infrarouges brutes. Ensuite, les gouttes sont différenciées entre elles afin d'identifier chaque goutte en fonction de sa composition (étape de labélisation).

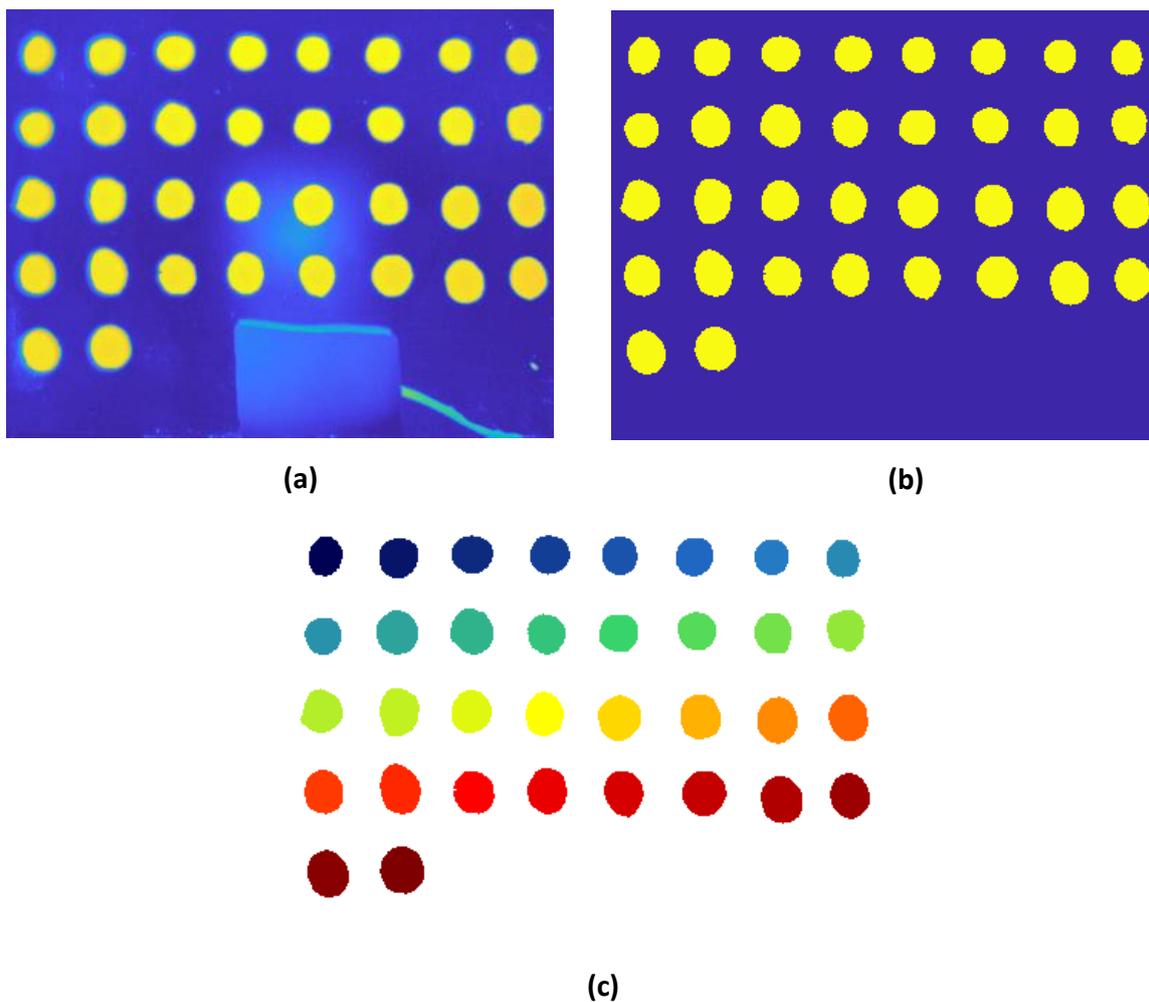


Figure 2 : *Etapes du traitement d'images : (a) Extraction de l'image infrarouge brute ; (b) Segmentation : isolation des gouttes ; (c) Labélisation : tri des gouttes en fonction de leur composition*

Comme on peut le voir sur la Figure 3, le signal d'une goutte est en réalité constitué du signal de chaque pixel constituant cette goutte. L'interprétation étant compliquée au vu de la quantité importante de pixels constituant chaque goutte, on procède à une décomposition en valeurs singulières (SVD). La SVD va permettre de mettre en évidence les variations dans le signal tout en limitant l'étude à un nombre restreint de fonctions propres (entre 3 et 5 typiquement).

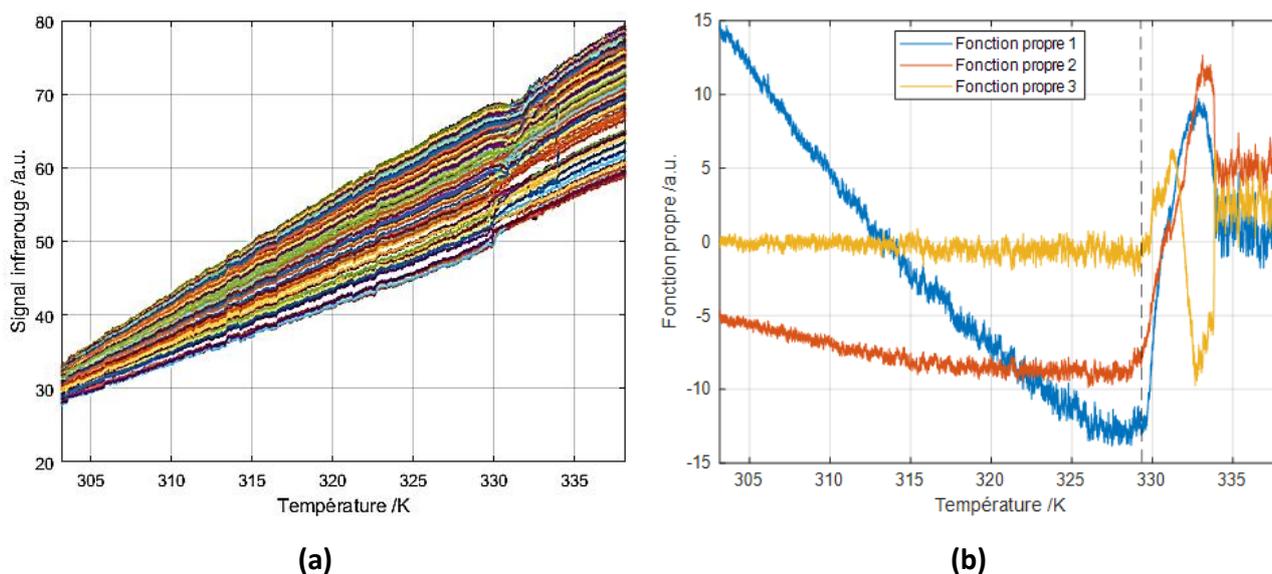


Figure 3 : Etapes du traitement du signal émis par chaque goutte : (a) Extraction du signal infrarouge pour chaque pixel d'une goutte ; (b) Identification des transitions de phases à partir de fonctions propres après SVD

2.3. Calorimétrie différentielle à balayage

La validation des résultats obtenus par thermographie infrarouge est réalisée, en premier lieu, par mesures DSC à l'aide d'un DSC 131 de Setaram. Les échantillons testés pèsent 10-15 mg et sont pesés grâce à une balance de précision Mettler Toledo à ± 0.03 mg. Ceux-ci sont disposés dans des creusets en alumine. L'interprétation des résultats se fait quant à elle sur le logiciel SETSOFT 2000. Plusieurs échantillons, sélectionnés à des compositions présentant des zones d'intérêt ou denses en transitions, sont soumis à deux cycles de chauffe/refroidissement à 1 K/min et 0.3 K/min. Le premier afin de reproduire les mêmes conditions de chauffe que pour l'expérience IRT et le second afin de raffiner les résultats si nécessaire. Au préalable, un cycle rapide de fusion/cristallisation est réalisé afin de s'assurer du bon contact de l'échantillon avec le creuset. L'interprétation des courbes DSC est effectuée conformément aux indications données dans [10]. Ces règles de pratique recommandent la considération de la température onset comme température de transition lorsqu'une ligne de base fiable est obtenue et la considération de la température pic dans le cas contraire. Il est à noter également que le DSC est calibré au Gallium (Pureté: 99.9999 %), à l'Indium (Pureté: 99.995 %), à l'Étain (Pureté: 99.999 %) et au Plomb (Pureté: 99.999 %) afin de s'assurer de la précision des résultats dans la plage de températures 300-570 K.

2.4. Modélisation thermodynamique de l'équilibre solide-liquide

La modélisation thermodynamique de l'équilibre solide-liquide a plusieurs objectifs. D'une part, certains modèles permettent l'obtention d'équilibre de phases théoriques à partir de bases de données afin de s'affranchir idéalement d'essais expérimentaux. Pour ce type de modèles, il s'agit couramment d'estimer une propriété inconnue de manière empirique. Le calcul du coefficient d'activité liquide par la méthode UNIFAC-Dortmund en est un exemple [11,12]. D'autre part, il est également possible, à partir de nouvelles données expérimentales, d'ajuster ou de déterminer les propriétés de manière à ce que l'équilibre modélisé coïncide avec le jeu de données expérimentales [13–15] afin d'alimenter les bases de données. Dans le cas présent, cette dernière approche a été considérée. La forme du modèle est donnée par l'Equation 1. Il s'agit d'un des modèles les plus couramment utilisés pour la modélisation

d'équilibres solide-liquide [13–15]. Le paramètre d'ajustement sera le coefficient d'activité liquide, comme évoqué précédemment. Il sera déterminé par la méthode Margules-3-suffixes.

$$\ln(x_i\gamma_{L,i}) = \frac{\Delta H_{f,i}}{R} \left(\frac{1}{T_{f,i}} - \frac{1}{T} \right) \quad (1)$$

Avec x la fraction molaire de l'espèce i , γ son coefficient d'activité liquide, ΔH_f son enthalpie de fusion, T_f sa température de fusion et R la constante des gaz parfaits.

Comme présenté dans [7], le système Acide caprique + Acide laurique présente une réaction péritectique à stœchiométrie fixe nécessitant l'ajout d'un autre terme d'ajustement comme détaillé dans [16] et visible dans l'Equation 2. Il n'y a encore aujourd'hui pas de méthode pour l'estimer de manière empirique. C'est pour cette raison qu'une approche prédictive n'a pas été envisagée.

$$\sum_i \ln(x_i\gamma_{L,i}) = \sum_i v_i \left(\frac{\Delta H_{f,i}}{R} \left(\frac{1}{T_{f,i}} - \frac{1}{T} \right) \right) - \frac{\Delta_r G^0}{RT} \quad (2)$$

Avec v le coefficient stœchiométrique de la réaction et $\Delta_r G^0$ l'énergie de Gibbs de réaction.

3. Résultats & Discussion

Le diagramme de phases obtenu par la méthode IRT ainsi que les mesures DSC, les données extraites de [7] et la modélisation de l'équilibre solide-liquide sont représentés dans la Figure 4.

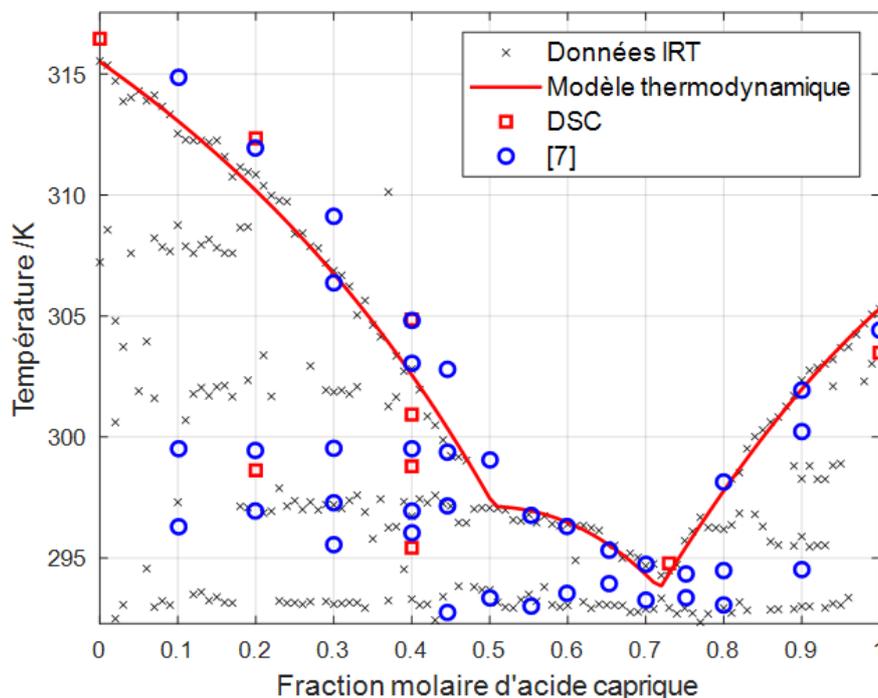


Figure 4 : Diagramme de phases du système binaire Acide caprique + Acide laurique obtenu par la méthode IRT et validé par des mesures DSC, des résultats issus de [7] et par une modélisation thermodynamique

Le diagramme de phases du système binaire Acide caprique + Acide laurique obtenu par la méthode IRT est globalement conforme à celui décrit dans la littérature [7]. Bien que

légèrement sous-estimé entre 0 mol%CA et 50 mol%CA, la ligne de liquidus est relativement proche de celle obtenue dans [7]. Les mesures DSC sont elles aussi en accord avec les observations faites dans [7]. Les transitions eutectique et péritectique sont relativement bien rendues. Par ailleurs, elles sont validées par comparaison avec des mesures DSC et des résultats extraits de la littérature.

On remarque en revanche qu'une transition obtenue par DSC et dans la littérature autour de 299 K dans la plage 0 mol%CA – 40 mol%CA n'a pas pu être obtenue avec la méthode IRT. Une transition apparaissant autour de 301 K dans la même plage de compositions est en revanche détectée par IRT et partiellement confirmée par DSC. De plus, deux autres transitions détectées par la méthode IRT ne sont pas retrouvées dans la littérature ni par mesures DSC, une se produisant autour de 308 K dans la plage 0 mol%CA – 20 mol%CA et une se situant autour de 296 K dans la plage 75 mol%CA – 95 mol%CA. Ces transitions pourraient s'apparenter à des transitions polymorphiques étant donnée la forte propension des acides gras à ce type de comportements comme en témoignent [17,18]. Énergétiquement faibles, ces transitions auraient en effet pu passer inaperçues en DSC alors que la méthode IRT les auraient détectées. Une étude plus poussée, exploitant d'autres techniques de caractérisation (DRX par exemple) est donc requise afin d'identifier leur nature et infirmer ou confirmer leur occurrence.

La composition eutectique pour ce système binaire est obtenue par DSC pour une composition avec 73 mol%CA. Cette composition est en accord avec celle obtenue grâce à la méthode IRT. Obtenir cette composition avec seulement des mesures DSC aurait requis un nombre important d'expériences de manière à éliminer progressivement les candidats. Dans cette étude, une seule expérience a permis l'obtention d'un diagramme de phases suffisamment précis pour identifier immédiatement cette composition.

4. Conclusion

La méthode IRT a permis l'estimation du diagramme de phases du système binaire Acide caprique + Acide laurique en une seule expérience de 1-2h et ce, malgré l'occurrence de transitions de phases de différentes natures. Les résultats obtenus par IRT sont relativement proches des résultats extraits de la littérature et obtenus par des mesures DSC. Ils permettent également l'obtention d'un modèle thermodynamique cohérent et en adéquation avec les données de la littérature. Compte tenu de la rapidité et de la fiabilité de l'estimation obtenue grâce à la méthode IRT, cette technique innovante apparaît comme une intéressante méthode complémentaire aux méthodes standards. La méthode IRT permettrait une estimation préliminaire et l'identification de compositions d'intérêt (comme les eutectiques) rapides. Les techniques standard précises mais chronophages pourraient ensuite être utilisées pour raffiner les résultats obtenus optimisant ainsi la répartition des efforts et du temps de recherche. En outre, certaines transitions ont uniquement été détectées par la méthode IRT. Si leur présence paraît vraisemblable au vu de la littérature, elles doivent encore être confirmées par l'utilisation de méthodes standards complémentaires. Leur détection avérée participerait encore d'avantage à l'intérêt de la méthode IRT.

Références

1. H. Nazir et al., Recent developments in phase change materials for energy storage applications: A review, *Int. J. Heat Mass Transf.* 129 (2019) 491–523.
2. E. Palomo Del Barrio et al., Infrared thermography method for fast estimation of phase diagrams, *Thermochim. Acta* 625 (2016) 9–19.

3. E. Palomo Del Barrio et al., New sugar alcohols mixtures for long-term thermal energy storage applications at temperatures between 70°C and 100°C, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 155 (2016) 454–468.
4. C. Mailhé et al., Improved infrared thermography method for fast estimation of complex phase diagrams, *Thermochim. Acta* 675 (2019) 84–91.
5. C. Mailhé et al., Phase Diagrams of Fatty Acids as Biosourced Phase Change Materials for Thermal Energy Storage, *Appl. Sci.* 9 (6) (2019) 1067.
6. M. Duquesne et al., Biosourced organic materials for latent heat storage: An economic and eco-friendly alternative, *Energy* 188 (2019) 116067.
7. M.C. Costa et al., The solid–liquid phase diagrams of binary mixtures of consecutive, even saturated fatty acids, *Chem. Phys. Lipids* 160 (2) (2009) 85–97.
8. M.C. Costa et al., The solid–liquid phase diagrams of binary mixtures of even saturated fatty acids differing by six carbon atoms, *Thermochim. Acta* 496 (1–2) (2009) 30–37.
9. M.C. Costa et al., The solid–liquid phase diagrams of binary mixtures of consecutive, even saturated fatty acids: differing by four carbon atoms, *Chem. Phys. Lipids* 157 (1) (2009) 40–50.
10. W.J. Boettinger et al., NIST Recommended Practice Guide: DTA and Heat-Flux DSC Measurements of Alloy Melting and Freezing | NIST, *Methods Phase Diagr. Determ.* (2006).
11. J.G. Gmehling, T.F. Anderson, and J.M. Prausnitz, Solid-Liquid Equilibria Using UNIFAC, *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 17 (4) (1978) 269–273.
12. J. Gmehling, J. Li, and M. Schiller, A modified UNIFAC model 2 Present parameter matrix and results for different thermodynamic properties, *Ind. Eng. Chem. Res.* 32 (1) (1993) 178–193.
13. G.J. Maximo, M.C. Costa, and A.J.A. Meirelles, The Crystal-T algorithm: a new approach to calculate the SLE of lipidic mixtures presenting solid solutions, *Phys Chem Chem Phys* 16 (31) (2014) 16740–16754.
14. G.J. Maximo et al., Enhancing the description of SSLE data for binary and ternary fatty mixtures, *Fluid Phase Equilibria* 426 (Supplement C) (2016) 119–130.
15. M.C. Costa et al., Solid–Liquid Equilibrium of Binary Fatty Acid Mixtures, *J. Chem. Eng. Data* 52 (1) (2007) 30–36.
16. D.F. Barbosa and P. de Alcântara Pessôa Filho, On the description of the liquidus line of systems presenting peritectic reactions, *Fluid Phase Equilibria* 337 (2013) 379–383.
17. E. Moreno et al., Polymorphism of even saturated carboxylic acids from n-decanoic to n-eicosanoic acid, *New J. Chem.* 31 (2007) 947–.
18. G. Gbabode et al., Fatty acids polymorphism and solid-state miscibility: Pentadecanoic acid–hexadecanoic acid binary system, *J. Alloys Compd.* 469 (1) (2009) 539–551.

Remerciements

This work is carried out in the frame of SUDOKET project and is co-funded by the Interreg Sudoe Programme through the European Regional Development Fund (ERDF). The authors acknowledge them as well as the financial support of Region Nouvelle Aquitaine for subsidizing BioMCP project (Project-2017-1R10209-13023). We also would like to thank CNRS for promoting the I2M Bordeaux - CICE exchanges in the framework of the PICS PHASE-IR project.

Thermographie passive appliquée à la détection de délaminations dans les pales d'éoliennes

Inspection of wind turbine blades delaminations by passive thermography.

Lucas REOCREUX¹, Zhewei YU^{2**}, Sébastien ARNOULD², Hervé PRON^{1*}

¹Université de Reims, ITheMM/Thermique

Campus du Moulin de la Housse BP 1039, 51687 Reims Cedex 2

²SupAirVision, Contrôle éolien par drone

2 rue Gustave Eiffel, 10430 Rosières-près-Troyes

* (auteur correspondant : herve.pron@univ-reims.fr)

** (contact alternatif : zy@supairvision.com)

Résumé – Une pale d'éolienne est une structure composite complexe difficile d'accès lorsqu'elle est en configuration de fonctionnement. Nous présentons ici une méthode de détection de délaminations dans un échantillon de pale, simple à mettre en œuvre, avec une approche par modélisation numérique suivie d'expériences. La méthode employée est la thermographie dite passive, avec pour principale source de chaleur le soleil. Les considérations abordées sont la détection et la caractérisation des défauts d'une part, la mise en œuvre et la répétabilité de l'inspection d'autre part.

Mots-clés : CND ; Polymère renforcé en fibres de verre (PRFV); Éolienne; Délamination; Excitation solaire.

Abstract – Wind turbines blades are hard to inspect, complex composite structures. This study brings forward a fairly simple method of detecting delaminations in a blade sample. The topic is first approached by numerical modelling and then by experiments. The used method is passive infrared thermography, with sun as the main heat source. Both detection and characterisation of the defects on the one hand, execution and repeatability of the inspection on the other hand, are tackled.

Keywords: NDT; Glass Fiber Reinforced Polymer (GFRP); Wind Turbine; Delamination; Solar excitation.

Nomenclature

C capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

h coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$

k conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

q_0 densité de flux, $W.m^{-2}$

T température, K

Symboles grecs

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

1. Introduction

Le contrôle non destructif est une méthode d'inspection déjà largement utilisée sur site dans différents domaines industriels mettant en jeu des polymères renforcés en fibres de verre [1]. En particulier, les pales d'éoliennes sont composées de ce type de composite et il s'avère qu'au cours de leur fonctionnement, elles sont soumises à des charges répétées [2] ce qui peut provoquer l'apparition et la propagation de défauts internes qu'il faut inspecter régulièrement. Le marché éolien, se développant sur terre comme sur mer, crée des éoliennes fournissant de plus en plus de puissance et s'élevant de plus en plus haut, diminuant les possibilités d'inspection.

Plusieurs méthodes de détection de défauts ont été testées [3] et il apparaît que la détection par thermographie infrarouge [4], et notamment la thermographie pulsée [5] fonctionne jusqu'à une certaine profondeur de défauts. Cette méthode implique cependant des temps longs et de lourds moyens de mise en œuvre pour des matériaux tels que les polymères renforcés en fibres de verre [4]. Il faut donc élaborer de nouvelles méthodes plus simples à mettre en œuvre, en essayant de réduire les dépenses énergétiques ; les méthodes envisagées sont entre autres l'utilisation du drone [6] et le recours à la thermographie active avec flux solaire, sans source de chaleur supplémentaire [7]. L'objet de cette communication est de mettre en évidence que les sources d'excitation thermique naturelles peuvent être suffisantes pour la détection de défauts de type délaminage dans une pale d'éolienne.

2. Échantillons et matériel

2.1. Structure de la pale et échantillons

Une pale d'éolienne est une structure composite complexe généralement composée d'un revêtement (gelcoat), de polymère renforcé de fibres de verre (PRFV) et de fibres naturelles comme le balsa. En général, la zone composée de polymères représente 40 % de la surface de la pale. Cette partie représente la « Zone stratifiée principale » sur laquelle nous nous focalisons pour ce travail. Dans cette zone, il existe 4 types de défauts de type « dommages » (c'est à dire qu'ils ne sont pas nécessairement liés à une mauvaise fabrication) : les fissures du gelcoat, les fissures de la matrice sous-jacente, les décollements du gelcoat et les délaminages. Parmi ceux-ci, seuls les trois derniers types sont des défauts en profondeur.

Pour ce travail, nous disposons d'un échantillon issu d'une pale d'éolienne ayant été en service. Il est légèrement incurvé, mesure 1050 x 550 x 30 mm et est composé d'une partie gelcoat + PRFV et d'une partie gelcoat + balsa. Nous nous intéresserons seulement à la partie gelcoat + PRFV.

Il comporte 7 défauts identifiables :

- Un défaut surfacique de type décollement de gelcoat suite à un impact. Ce défaut ne sera pas analysé par la suite
- Quatre trous à fond plat (TFP) de 20 mm de diamètre à 3, 5, 8 et 10 mm de profondeur (défauts 1, 2, 3 et 4)
- Deux défauts de type délaminage (DEL) à 7 et 10 mm de profondeur (défauts 5 et 6)



Figure 1: Schéma en coupe des 4 TFP aux profondeurs 3 (1), 5 (2), 8 (3) et 10 mm (4)



Figure 2: Schéma en coupe des deux DEL aux profondeurs 7 (5) et 10 mm (6)

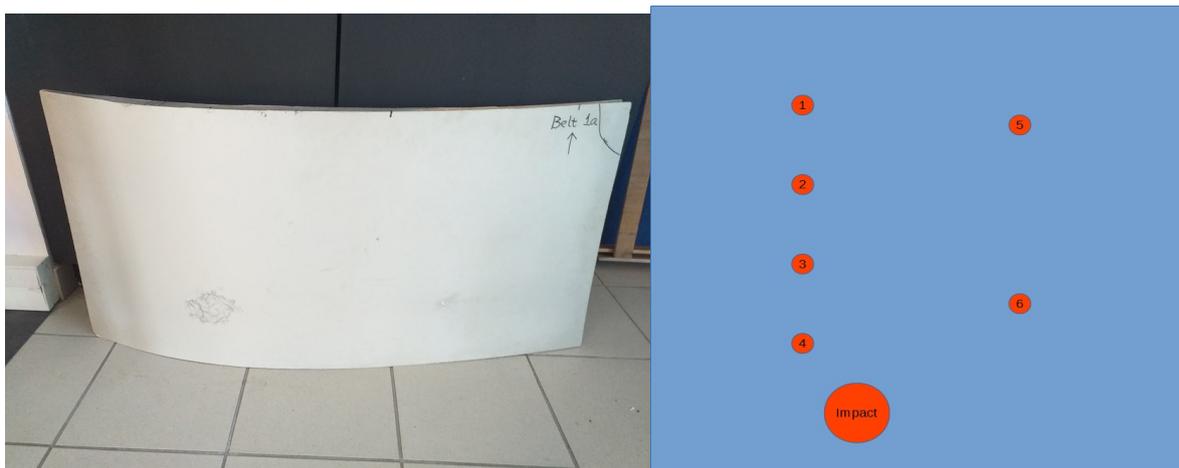


Figure 3: Vue de face des positions des 6 défauts de l'échantillon

Le polymère renforcé en fibres de verre est composé de 41 couches de fibres (des « plis ») de verres dont la direction de tissage varie. Les trois plis de verre utilisés ont chacun un grammage différent :

- Mat de fibre de verre, grammage 300 g/m²
- UD (unidirectionnel) de fibre de verre, grammage 1200 g/m²
- Biaxial de fibre de verre $\pm 45^\circ$, grammage 600 g/m²

Les plis de verre sont empilés dans un ordre précis et le procédé d'infusion sous-vide permet ensuite d'injecter la résine thermoplastique entre les couches de fibre. La disposition et la variété des fibres entraînent une anisotropie, en particulier pour la conductivité thermique dans le sens de diffusion perpendiculaire aux fibres, qui est inférieure avec 0,38 W.m⁻¹.K⁻¹ au lieu de 0,47 W.m⁻¹.K⁻¹ [7].

Un délaminage est le décollement de plis de verre entre eux. C'est un phénomène de vieillissement qui est en général accéléré à la suite d'impacts. Les délaminages présents dans nos échantillons ont été simulés par l'insertion d'une couche de papier bulle cylindrique d'environ 1 mm de hauteur et 20 mm de diamètre entre deux couches de fibres de verre. Cette insertion n'a pas été réalisée lors de la fabrication mais en utilisant le procédé de réparation dit « par patchs composites ». Ce procédé implique la définition de la zone à réparer, la définition de la séquence d'empilement à l'aplomb du défaut puis la découpe de chaque nouveau pli aux dimensions appropriées. En pratique, les inserts ont été introduits à partir de la face arrière et ont impliqué une trentaine de plis de verre pour une zone réparée d'environ 20 cm de diamètre.

A notre connaissance, le gelcoat est un matériau dont les propriétés thermiques n'ont pas été étudiées. Il est a priori très isolant et la connaissance de ses caractéristiques est primordiale puisqu'il est la première couche chauffée. Une analyse de type hot disk a donc été réalisée pour la mesure de la conductivité du gelcoat. La norme employée et les conditions opératoires sont les suivantes :

- Norme ISO 22007-2:2008-12 Plastiques-Détermination de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique-Méthode de la source plane transitoire (disque chaud).
- Appareillage Hot Disk TPS 3500 + module logiciel STANDARD

- Référence de sonde Kapton 5465 (3.189mm de rayon)
- Température de mesure $24,0 \pm 1,0^\circ\text{C}$

Trois mesures ont été faites et la valeur retenue est de $0,358 \pm 0,18 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

Les mesures de capacité thermique massique du gelcoat ont été réalisées à l'Université de Reims Champagne-Ardenne, au sein du laboratoire ItheMM/Thermique par méthode de calorimétrie différentielle à balayage, à l'aide de l'appareil DSC 204 F1 *PHOENIX* (Netzsch). La valeur retenue est de $1,2 \pm 0,03 \text{ J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

Enfin, des mesures de réflectivité ont été réalisées sur un échantillon de pale d'éolienne. L'appareil utilisé est un spectromètre IRTF de type Bruker Vertex 70 équipé dans ce cas d'une sphère intégrante Infragold. La plage d'absorption étudiée totale est comprise entre 0,4 et 25 μm . Trois mesures ont été réalisées pour les plages d'absorption 0,4-1 μm , 0,9-2 μm et 2-25 μm . La réflectivité retenue pour le spectralon, le matériau diffusant blanc de référence, est de 0,99 pour la plage d'absorption correspondant à la mesure 1 et de 0,95 pour la plage d'absorption correspondant aux mesures 2 et 3.

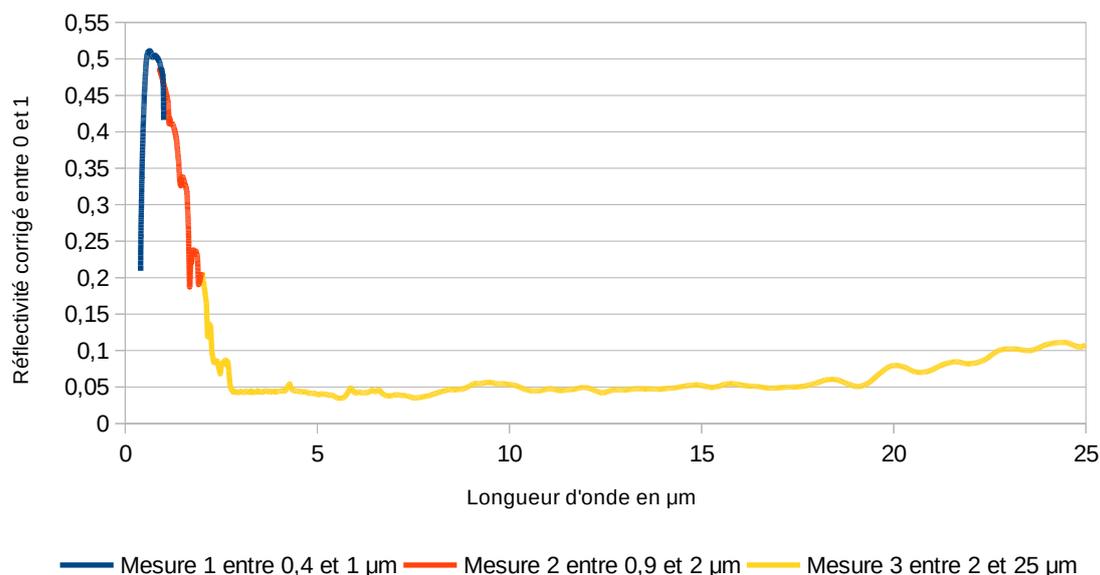


Figure 4: *Réflectivité corrigée du gelcoat entre 0,4 et 25 μm*

On constate que la réflectivité corrigée est faible entre 3 et 15 μm (environ 0,05), bande spectrale dans laquelle on trouve les bandes des deux principaux types de caméras IR du marché correspondant aux deux bandes de bonne transmission atmosphérique soit 3-5,5 μm et 7,5-13 μm .

2.2. Matériel

La caméra thermique que nous utilisons est la FLIR T660. C'est une caméra microbolométrique non refroidie, dont le nombre de détecteurs est de 640 x 480. Sa gamme spectrale est comprise entre 7,5 et 14 μm . L'angle de l'objectif est de 25° . Sa sensibilité thermique est inférieure à 20 mK à 30°C .

3. Méthodes

Nous avons obtenu des résultats sur des échantillons issus de pales d'éoliennes auquel nous avons confronté des résultats issus d'une modélisation numérique.

3.1. Modélisation numérique

Pour la modélisation numérique, nous avons utilisé le logiciel de simulation numérique basé sur la théorie des éléments finis COMSOL Multiphysics.

L'objectif ici est de construire une géométrie semblable à la partie gelcoat + PRFV de l'échantillon à notre disposition. Les propriétés thermiques que nous retenons pour la suite de la modélisation sont renseignées dans le tableau 1.

On modélise une géométrie semblable à l'échantillon, en reprenant les positions des défauts présentés à la figure 3 (l'impact n'est pas modélisé), aux profondeurs présentées dans les figures 1 et 2 en ajoutant le gelcoat d'une épaisseur de 0,5 mm. On assigne ensuite les propriétés thermiques aux zones correspondantes (PRFV en bleu et air en rouge).

L'équation régissant la température en fonction du temps et de la position $T(r,t)$ est

$$\rho C \frac{\partial}{\partial t} T(r,t) + \nabla \cdot (-k \nabla T(r,t)) = 0 \quad (1)$$

pour laquelle les propriétés thermiques des différents matériaux sont renseignées dans le tableau 1.

	Masse volumique ρ	Conductivité thermique λ	Capacité thermique massique C
Matériau	kg.m^{-3}	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Gel-coat	1250	0,358	1200
PRFV [7]	1830	0,47 – 0,47 – 0,38	950
Air	1,2	0,023	1000

Tableau 1 : Propriétés thermiques des différents matériaux

Les conditions aux frontières sur la face avant (face exposée au soleil) sont

$$-n \cdot k \cdot \nabla T(r,t) = q_0 + h(T_{\text{air}} - T(r,t)) \quad (2)$$

où n est le vecteur normal directionnel, q_0 est la densité de flux de chaleur net entrant engendrée par le soleil, et h le coefficient d'échange convectif. Ces deux termes ont été estimés au regard des conditions météorologiques du 18/07/2019 dans la région de Troyes (10). Les considérations prenant en compte les courbes de réflectivité et le spectre solaire détecté sur terre, q_0 a été estimé à 300 W.m^{-2} . Le terme h est estimé à $15 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ avec une vitesse de vent de référence de 3 m.s^{-1} .

Les conditions aux frontières sur les 5 autres faces sont des conditions d'isolation thermique.

$$-n \cdot k \cdot \nabla T(r,t) = 0 \quad (3)$$

Le pas de temps pour la résolution des simulations est de 1 seconde.

3.2. Conditions expérimentales

L'échantillon a été stocké pendant plusieurs jours à l'intérieur du laboratoire à une température de $22^{\circ}\text{C} \pm 3^{\circ}\text{C}$. On considère que l'équilibre thermique est atteint au début de l'expérience.

L'échantillon a ensuite été déplacé à l'extérieur et positionné sur le sol en appui contre un mur de sorte à ce que l'angle d'incidence entre le soleil et la face avant de l'échantillon soit droit. On considère qu'il n'y a pas de source de chaleur sur les autres faces. La caméra thermique est placée à 2,8 m de l'échantillon et la résolution spatiale est donc d'environ 2,5 mm par pixel. On enregistre une image toutes les 30 secondes pendant 45 minutes de 11h15 à 12h00. La variation d'angle d'incidence n'a pas été prise en compte.

La journée choisie pour les tests est une journée très ensoleillée et dégagée, réunissant les meilleures conditions de chauffage possibles dans cette région.

4. Résultats et discussions

L'objectif de la modélisation numérique est d'estimer le temps au bout duquel un défaut de type délaminage ou trou à fond plat est le plus visible. Dans un premier temps, ce n'est donc pas la forme de la courbe qui est une donnée importante, car nous n'analysons pas un flux de données de type vidéo mais une succession d'images séparées de plusieurs dizaines de secondes.

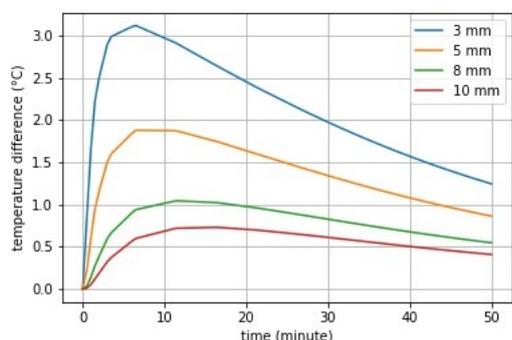


Figure 5: Résultats de la modélisation numérique des contrastes thermiques en surface induits par le chauffage du soleil pour les 4 trous à fond plats aux profondeurs 3, 5, 8 et 10 mm, par rapport au point de référence

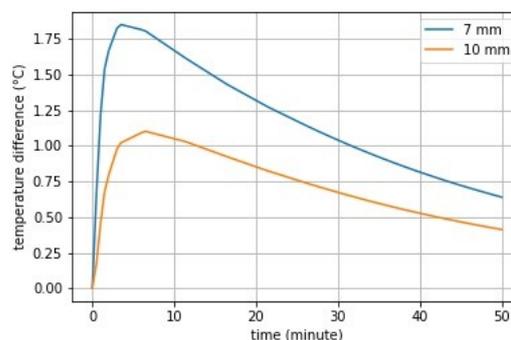


Figure 6: Résultats de la modélisation numérique des contrastes thermiques en surface induits par le chauffage du soleil pour les 2 délaminages aux profondeurs 7 et 10 mm, par rapport au point de référence

Ce dernier point est un élément important puisqu'il signifie que la zone d'un potentiel défaut n'est pas analysée en soi mais que l'on prend également en compte la zone environnante. La donnée importante que nous recherchons par la modélisation est donc la différence de température entre une zone saine et une zone avec défaut. C'est ce qui est présenté dans les figures 5 et 6. On chauffe l'échantillon en face avant et on relève les températures à la surface, en un point précis à l'aplomb du centre du défaut étudié (le point le plus chaud théoriquement).

On peut donc extraire de ces tracés la différence de température maximale entre le point de référence et chacun des défauts, $\Delta T_{max,th}$ et le temps au bout duquel cette différence est atteinte (voir tableau 2).

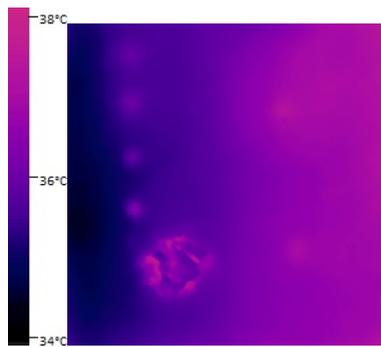


Figure 7: Thermogramme de l'échantillon à $t = 1590$ s

Au regard de la sensibilité thermique de la caméra (2.2), de la résolution spatiale lors de l'expérience (3.2) et de la différence de température théorique engendrée en surface par les défauts internes (tableau 2), il n'est pas incohérent de voir apparaître les défauts. Le thermogramme de la figure 7 montre que les 6 défauts sont visibles au temps $t = 1590$ s.

De la même manière que dans la partie modélisation, il est donc possible, à partir des 90 thermogrammes enregistrés, d'évaluer le contraste thermique maximum $\Delta T_{max,exp}$ atteint au cours de l'expérience (tableau 2). Ces premiers résultats indiquent que le soleil comme unique source de chaleur extérieure est suffisant non seulement pour identifier les parties structurantes d'une pale d'éolienne [7] mais aussi pour identifier des défauts réels de type délaminage. De plus, cette source de chaleur permettrait de détecter des défauts jusqu'à 10 mm, ce qui est un résultat remarquable dans le domaine des composites.

A ce propos, il est opportun de remarquer qu'un effet de flou semble apparaître pour les défauts les plus profonds (voir figure 3 pour la position des défauts), ce qui est lié à la diffusion de chaleur dans le plan. Cette caractéristique avait déjà été observée dans [3], où l'effet de flou était reconnu comme une limite de la thermographie pour la détection de défauts à grande profondeur. Une raison plausible pour l'effet de flou plus important dans les délaminages est la technique d'insertion utilisée ; cette méthode contraint en effet une réparation plus large que l'insert, puisqu'il faut ouvrir plus large à chaque pli de verre (comme décrit paragraphe 2.1).

Défaut	Différence de température max $\Delta T_{max,th}$ théorique °C	Temps t_{th} correspondant sec	$\Delta T_{max,exp}$ observé °C	Temps t_{exp} correspondant sec
TFP 3 mm	3,1	360	1,5	390
TFP 5 mm	1,8	480	0,7	700
TFP 8 mm	1,1	660	0,6	700
TFP 10 mm	0,8	960	0,4	840
DEL 7 mm	1,8	240	0,4	700
DEL 10 mm	1,1	420	0,2	540

Tableau 2: *Contraste thermique maximum et le temps correspondant pour les 6 défauts de l'échantillon, selon le modèle numérique et expérimentalement*

Pour la comparaison entre la modélisation et la partie expérimentale, on peut d'abord remarquer que les résultats sont relativement semblables. L'ordre de grandeur pour les temps est correct et les $\Delta T_{max,exp}$ observés sont en-dessous des $\Delta T_{max,th}$ théoriques, ce qui pourrait être expliqué par un mauvais choix de coefficient d'échange convectif. En effet l'objectif de la modélisation était d'estimer une tendance sur l'évolution de la différence de température entre une zone saine et avec défaut. En particulier cette modélisation ne tient pas compte du rayonnement et le coefficient d'échange convectif a été évalué grossièrement.

Un autre objectif de la modélisation était d'évaluer la différence de comportement entre un trou à fond plat et un délaminage entièrement fermé sur la face arrière. Les résultats théoriques indiquent que le contraste maximum est moins grand et atteint plus vite. Cette tendance est également marquée dans les résultats expérimentaux.

Enfin, même si ni la modélisation numérique ni l'expérience ne tiennent compte du fait que la source de chaleur solaire apparaît progressivement, il semble tout de même qu'il existe

une fenêtre de temps précise pendant laquelle la détection d'un défaut interne à une pale d'éolienne est facilitée (c'est à dire avec un contraste important), et que cette fenêtre de temps et cette valeur de contraste dépendent de la profondeur et du type du défaut ; sans que pour autant la connaissance du temps au bout duquel un défaut apparaît et de la valeur de contraste associée ne permettent de le caractériser.

5. Conclusion

Avec la connaissance des matériaux du domaine éolien et en prenant en compte un modèle simplifié de l'apport en chaleur du soleil en conditions dégagées, il est possible de construire un modèle numérique qui confirme deux informations : d'une part, une différence de température détectable va apparaître en surface entre une zone saine et une zone défectueuse, d'autre part cette différence va atteindre un maximum à un temps dépendant essentiellement de la profondeur.

L'expérience réalisée à la suite de cette modélisation permet de mettre en évidence ces deux résultats, sans plus de précision sur la répétabilité ou la possibilité de mise en œuvre dans des conditions externes moins favorables.

Outre la similarité des résultats du modèle numérique et des enregistrements thermiques, il est important de souligner la mise en évidence de la faisabilité de détection par thermographie passive, pour des défauts jusqu'à 10 mm de profondeur. En effet, les pales d'éoliennes, une fois installées, sont très difficiles d'accès et la perspective de les inspecter par thermographie infrarouge sans besoin de source de chaleur supplémentaire est particulièrement prometteuse.

Références

- [1] C. Garnier, « The detection of aeronautical defects in situ on composite structures using Non Destructive Testing », *Composite Structures*, vol. 93, no 5, p. 1328-1336, avr. 2011
- [2] C. Kong, « Investigation of fatigue life for a medium scale composite wind turbine blade », *International Journal of Fatigue*, vol. 28, n° 10, p. 1382-1388, oct. 2006
- [3] I. Amenabar, « Comparison and analysis of non-destructive testing techniques suitable for delamination inspection in wind turbine blades », *Part B*, p. 8, 2011.
- [4] M. Doroshtnasir, « On-site inspection of potential defects in wind turbine rotor blades with thermography: On-site inspection of rotor blades with thermography », *Wind Energ.*, vol. 19, n° 8, p. 1407-1422, août 2016
- [5] A. Manohar, « Detection of defects in wind turbine composite blades using statistically enhanced Lock-In Thermography », *Structural Health Monitoring*, vol. 12, no 5-6, p. 566-574, sept. 2013
- [6] L. E. Mavromatidis, « First experiments for the diagnosis and thermophysical sampling using pulsed IR thermography from unmanned aerial vehicle (UAV) », in *Proceedings of the 2014 International Conference on Quantitative InfraRed Thermography*, 2014
- [7] T. Worzewski, « Thermographic inspection of a wind turbine rotor blade segment utilizing natural conditions as excitation source, Part I: Solar excitation for detecting deep structures in GFRP », *Infrared Physics & Technology*, vol. 76, p. 756-766, mai 2016

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Yannick Le Maoult et la plateforme de recherche MIMAUSA pour l'expertise matériau sur le gelcoat ainsi que Jérémy Hellot et la société Engie Green pour la fourniture des échantillons et les connaissances partagées sur la pale d'éolienne et sa composition.

Thème 16

Transferts inter-faciaux solides

Etude de la cinétique d'adsorption du couple silica gel/eau par une approche innovante basée sur l'analyse spectrale	775
--	-----

Etude de la cinétique d'adsorption du couple silica gel/eau par une approche innovante basée sur l'analyse spectrale.

Study of the adsorption kinetics of the silica gel/water couple using an innovative approach based on spectral analysis.

Allaoua SOUDANI*, André DONNOT, Damien DESCIEUX, Riad BENELMIR

Laboratoire LERMAB

Faculté des Sciences & Technologies, Bd. des Aiguillettes, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy

*(auteur correspondant : allaoua.soudani@univ-lorraine.fr)

Résumé

L'adsorption d'un gaz sur un solide est un phénomène de surface par lequel des molécules de gaz (adsorbat) se fixent à la surface d'un solide (adsorbant). Tous les gaz ne s'adsorbent pas avec la même intensité. Dans le but d'améliorer l'efficacité de l'adsorbant d'une machine frigorifique à adsorption par l'intensification des transferts de chaleur et de masse, nous nous intéressons à l'étude de la cinétique d'adsorption du couple Silica-gel /eau. Plusieurs modèles dans la littérature permettent de déterminer la quantité d'adsorbat adsorbé à l'équilibre. Nous proposons une nouvelle approche innovante pour la caractérisation de la cinétique d'adsorption du couple silica gel/eau s'appuyant sur l'analyse spectrale de la réponse de la prise de masse de l'adsorbant. Notre étude met en évidence une corrélation entre la fréquence du signal de consigne de la température du chauffage du four d'une thermobalance et la quantité de vapeur d'eau adsorbée sur l'adsorbant.

Mots clés : Adsorption, Cinétique, adsorbant, Spectral, Fréquence

Nomenclature :

c Constante BET	F_f Fréquence du signal de chauffage du four, Hz
D coefficient de diffusion, cm^2 /sec	F_{op} Fréquence optimum, Hz
K Constante	K_{ads} Constante d'adsorption
m Masse de l'adsorbant, g	K_{des} Constante de désorption
n Constante	K_{eq} Constante de l'interaction entre adsorbat/adsorbant
P Pression de l'équilibre de l'adsorbat, Pa	M_{max} Masse maximum adsorbable , g
Q quantité adsorbée, g	P_A Pression partielle de l'adsorbat à l'équilibre, Pa
\bar{q} Concentration moyenne, mequiv./ cm^3	$P_{A,sat}$ Pression de vapeur saturante de l'adsorbat, Pa
q Concentration, mequiv./ cm^3	\bar{Q}_m Débit massique moyen, mg/MS
r Rayon de la particule, m	\bar{Q}_{mMax} Débit massique moyen maximum, g/s
t_a, t_b temps, s	T_{ad} Période adsorption, désorption, s
v Volume de gaz adsorbé, m^3	T_f Période du signal de chauffage du four, s
x Masse de l'adsorbat, g	$T_{four\ maxi}$ Température du four, °C
ΔM_f Masse adsorbé, g	$T_{four\ mini}$ Température du four, °C
θ_A Quantité d'adsorbat adsorbé à l'équilibre, g/g	VM Volume d'une monocouche adsorbée, m^3

1. Introduction

La mutualisation des plateformes en temps réel de la Grande Région frontalière (belge et allemande) a pour but de renforcer les coopérations dans le domaine de la R+D et de faire de la grande région Est un territoire d'excellence au travers du projet européen RCC|KN (**Réseau de Chambres Climatiques | Klimalabor Netzwerk**). Dans ce projet le LERMAB doit mettre à « disposition » une machine frigorifique à adsorption à deux lits dont le couple adsorbant adsorbé est (Silica gel/ eau). Pour une meilleure compréhension de son efficacité, il nous faut comprendre les différentes dynamiques de transferts de chaleur et de masse en son sein.

La littérature propose plusieurs modèles pour déterminer à l'équilibre la quantité de gaz (adsorbé) adsorbé sur un matériau poreux (adsorbant). Les plus connus sont ceux de Langmuir [1], B.E.T [2], Freundlich [3]

Langmuir:

$$K_{eq} = \frac{K_{ads}}{K_{des}} \quad (1)$$

$$\theta_A = \frac{K_{eq} P_A}{1 + K_{eq} P_A} \quad (2)$$

B.E.T:

$$v = VM \times c \frac{P_A/P_{A,sat}}{(1 - P_A/P_{A,sat})^{1 - c} (1 + P_A/P_{A,sat})^c} \quad (3)$$

Freundlich:

$$\frac{x}{m} = K \times P^{1/n} \quad (4)$$

Les paramètres définissant la quantité adsorbée à l'équilibre sont :

- La température de l'adsorbant.
- La pression et la température de l'adsorbé.

Nous avons aussi d'autres modèles qui décrivent la cinétique d'adsorption avec des conditions bien particulières. Celui d'E. Glueckauf [4] qui est le plus répandu dans la littérature utilise la LDF (Linear Drive force). Il propose quatre équations dont une de Vermulun equ (8).

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\pi^2 D}{r^2} (q - \bar{q}) + \left(1 - \frac{\pi^2}{15}\right) \frac{dq}{dt} \quad (5)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{15D}{r^2} (q - \bar{q}) \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\pi^2 D}{r^2} (q - \bar{q}) \left(\frac{3}{4} q + \frac{1}{4} \bar{q}\right) / \bar{q} \quad (7)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\pi^2 D}{r^2} \frac{(q^2 - \bar{q}^2)}{2\bar{q}} \quad (8)$$

2. Origine de l'idée

Dans la littérature il n'existe aucun modèle qui donne les quantités adsorbées et désorbées pour des variations cycliques de la température de l'adsorbant. Deux séries d'expériences (E11 à E16) et (E21 à E26) ont été réalisées avec une thermobalance dans le but de mesurer les masses d'adsorbat échangées pour des fréquences différentes de température de l'adsorbant.

La [fig.1](#) présente l'évolution de la masse adsorbée (**courbe orange** F_{ad}) pour plusieurs cycles successifs de montées et descentes de la température du four de la thermobalance (**courbe bleu** F_f).

On observe que la variation de la masse adsorbée est en phase avec l'évolution de la température mesurée du four de la thermobalance. La masse totale ΔM_f échangée d'un cycle de période (T_f) à l'autre est identique (amplitude maximale constante), que ce soit en adsorption ou en désorption.

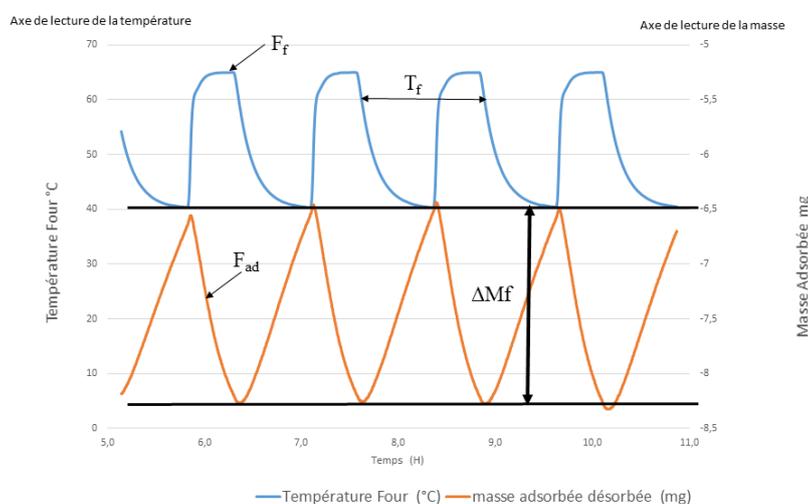


fig 1 : Réponse temporelle de la variation de masse adsorbée en fonction de la température du four de la thermobalance

Cette corrélation nous à amener à pousser plus loin nos investigations et à analyser le phénomène physico-chimique d'adsorption et de désorption avec des techniques de traitement du signal utilisée en électronique. Donc considérer l'adsorbant comme un filtre soumis à un signal (F_f) température du chauffage du four de la thermobalance et répondant un signal (F_{ad}) masse d'adsorbat adsorbée et désorbée.

3. Matériel

Le matériel utilisé pour la mise en œuvre de l'expérience est une thermobalance [fig.2](#) de marque Setaram modèle SETSYS couplé à un générateur d'humidité contrôlée de marque Setaram modèle WETSYS et une canne DSC [fig.2](#). Un système informatique fait l'acquisition des grandeurs masse adsorbée et température du four de la thermobalance.

Une trentaine de milligramme de silica-gel sont placées sur l'un des deux plateaux de la canne DSC de la thermobalance. Un flux de gaz de 40ml/min balaie en permanence la surface du silica-gel. Pour la première série d'expérience (E11 à E16) la pression de vapeur d'eau est maintenue à 1210 Pa ce qui correspond à une température de saturation proche de 10°C (température courante de fonctionnement de l'évaporateur d'une machine à adsorption). Pour la seconde série d'expérience (E21 à E22) la pression de vapeur d'eau est maintenue à 2485 Pa

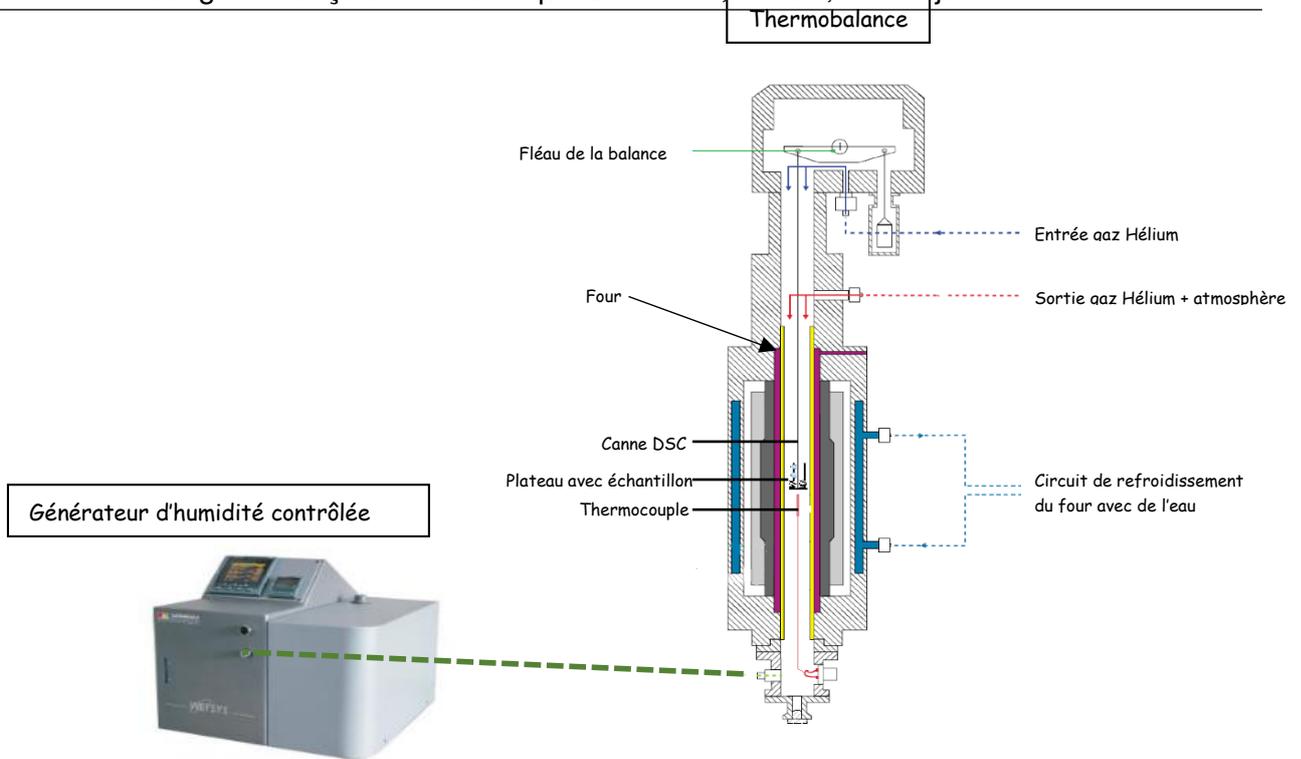
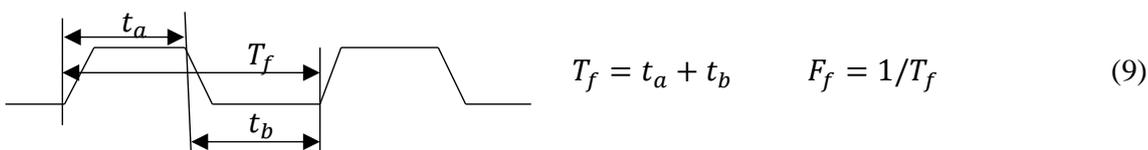


fig. 2 : Thermobalance avec Générateur d'humidité contrôlée

4. Méthode

La régulation du four de la thermobalance nous permet de fixer la variation de température entre $T_{four\ max}$ et $T_{four\ mini}$ (niveaux de température respectivement du désorbeur et de l'adsorbeur d'une machine frigorifique à adsorption). Les différentes phases auxquelles nous nous référerons par la suite sont les suivantes, une montée et un maintien en température pour une durée t_a , suivie d'une descente et un maintien en température de durée t_b . On associe aux cycles de montées et de descentes en température une période : T_f



Fréquences des deux séries d'expériences (E11 à E16) et (E21 à E26), le récapitulatif des valeurs de t_a , t_b et F_f sont dans le tableau suivant [tableau.1](#).

Série. n°1 - 35 mg de silica gel $P_{A,sat} = 1210\ Pa$				Série. n° 2 - 34 mg de silica gel $P_{A,sat} = 2485\ Pa$			
Ref.	t_a	t_b	F_f [μ Hz]	Ref.	t_a	t_b	F_f [μ Hz]
E11	3280 s	5303 s	116,51	E21	12060 s	11941 s	41,66
E12	1782 s	3224 s	199,76	E22	6706 s	6495 s	75,75
E13	1675 s	2884 s	219,35	E23	3939 s	3871 s	128,04
E14	846 s	1617 s	406,01	E24	2565 s	2537 s	196,00
E15	426 s	1073 s	667,11	E25	1953 s	1823 s	264,83
E16	354 s	707 s	942,51	E26	1541 s	1513 s	327,44

tableau.1 : Récapitulation des valeurs des deux séries d'expériences

La série d'expérience n°1 reflète le fonctionnement d'une machine frigorifique à adsorption ; le temps t_b de la température du four de la thermobalance étant plus long que le temps t_a , le phénomène d'adsorption sera plus long que celui de désorption. La série d'expérience n°2 conforte notre méthode avec des temps t_a et t_b équivalents et pour une pression de vapeur saturante de l'eau différente.

5. Résultats et discussion

La masse adsorbée pour chaque fréquence est calculée de la manière suivante, $\Delta Mf = M_{ad\ maxi} - M_{ad\ mini}$. La fréquence du signal du chauffage du four de la thermobalance est calculée comme suite $F_f = 1/T_f$. Nous avons aussi M_{max} qui est la masse maximale adsorbable correspondant à la fréquence minimale. L'ensemble des résultats sont dans le [tableau.2](#) pour la série d'expérience n°1 et dans le [tableau.3](#) pour la série d'expérience n°2. Forme des réponses temporelles pour la série n°1 E12 [fig.3](#) et E21 pour la série n°2 [fig.4](#).

5.1 Série n°1

Série n°1	E11	E12'	E12	E13	E14	E15
$F_f \mu(Hz)$	116,51	199,76	219,35	406,01	667,11	942,51
ΔMf (mg)	2,99	2,04	1,82	0,84	0,43	0,23
$\Delta Mf/M_{max}$ (%)	100	68	61	28	14	0,08
$T_{four\ maxi}$ (°C)	65	64,98	64,98	64,72	63,1	60,7
$T_{four\ mini}$ (°C)	40,75	40,31	40,31	42,07	42,49	44,51

Tableau 2 Valeurs pour $P_{a,sat} = 1210$ Pa

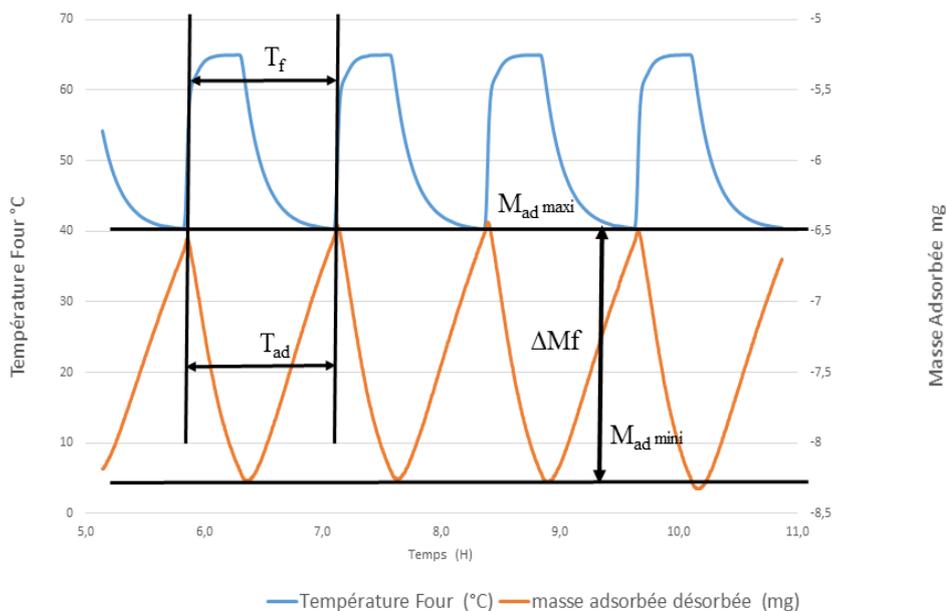


fig 3: Réponse temporelle E12 de la variation de masse adsorbée et de la température du four de la thermobalance

5.2 Série n°2

Série n°2	E21	E22	E23	E24	E25	E26
F_f μ (Hz)	41,6	75,755	128,04	196	264,83	327,44
ΔM_f (mg)	2,07	1,69	1,29	0,91	0,64	0,45
$\Delta M_f/M_{\max}$ (%)	100	80	61	43	30	21
$T_{four\ maxi}$ ($^{\circ}$ C)	65	65	65	65	65	65,45
$T_{four\ mini}$ ($^{\circ}$ C)	45	45	45	45	45	43,66

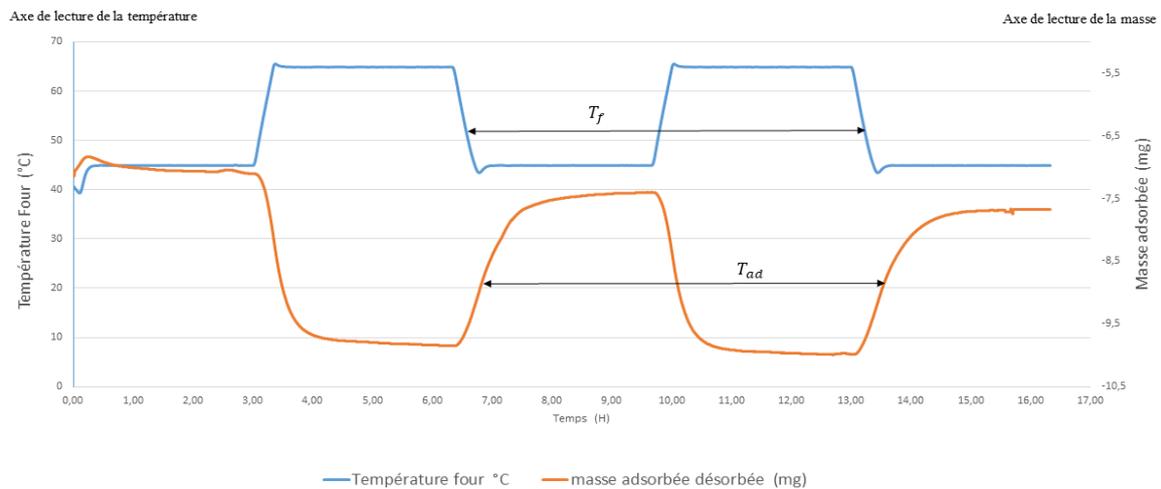
 Tableau 3 : valeurs pour $P_{a,sat} = 2485$ Pa


fig 4 : Réponse temporelle E21 de la variation de masse adsorbée et de la température du four de la thermobalance

Pour ces deux expériences (E11 et E21) de la série n°1 et n°2 on observe que les signaux d'adsorptions, désorptions ont la même fréquence que ceux de la mesure de température du four de la thermobalance [fig.3](#) et [fig4](#) $T_f = T_{ad} = 1/F_f$.

La [fig.5](#) donne une évolution du rapport $\Delta M_f / M_{\max}$ en fonction de la fréquence F_f . Cette première indication permet de déterminer la quantité d'adsorbat qui sera adsorbée puis désorbée en fonction de la fréquence du chauffage du four de la thermobalance (représentation spectrale de $\Delta M_f / M_{\max}$).

$$FmE(F_f) = \Delta M_f / M_{\max} \quad (10)$$

Les deux points pour les fréquences supérieures à 6 μ Hz ne sont pas pris en considérations car les masses adsorbées arrivent à la limite de la sensibilité de la thermobalance qui est de 0.1 mg.

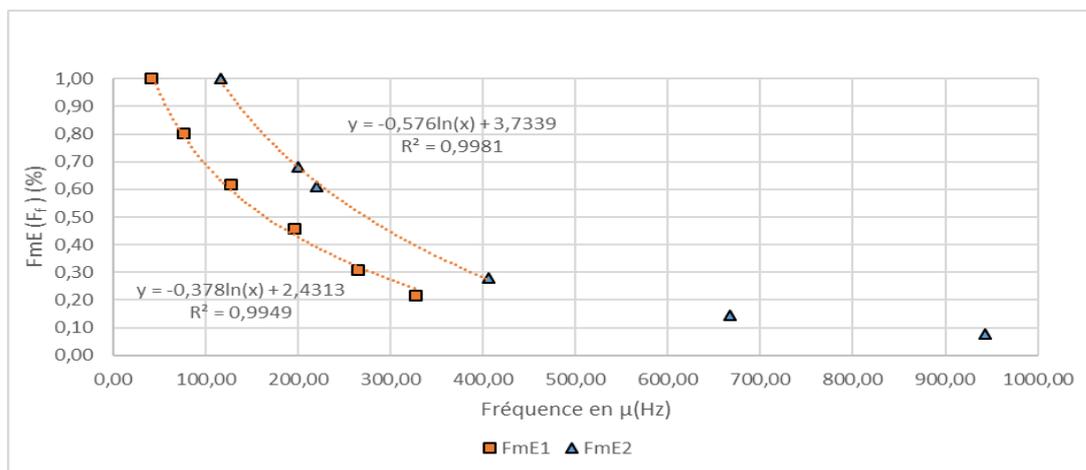


fig 5 : Résultat de la réponse en fréquence des deux séries d'expériences (E11 à E16) et (E21 à E26)

Les deux courbes FmE1 et FmE2 peuvent être modélisées avec un coefficient de corrélation ayant une signification contre zéro de 1 pour 1000 :

$$FmE1 = -0.576 \ln(F_f) + 3.7339 \quad (11)$$

$$FmE2 = -0.378 \ln(F_f) + 2.4313 \quad (12)$$

Pour nos essais nous avons donc une relation entre la fréquence et la masse échangée de la forme.

$$FmE = C \cdot \ln(F_f) + D \quad (13)$$

La machine transforme l'énergie d'adsorption en froid thermique dans son évaporateur : La masse d'eau adsorbée est directement liée au froid produit. Pour une durée Δt , on peut donc écrire qu'une quantité adsorbée, désorbée Q s'écrit comme suit :

$$Q = \left(\frac{\Delta t}{T_f} \right) \cdot FmE \cdot M_{\max} \quad (14)$$

$$Q = \Delta t \cdot F_f \cdot FmE \cdot M_{\max} \quad (15)$$

Débit massique moyen d'eau adsorbée, désorbée durant Δt .

$$\bar{Q}_m(F_f) = \frac{Q}{\Delta t} = F_f \cdot FmE \cdot M_{\max} \quad (16)$$

Pour déterminer la fréquence optimum F_{op} qui correspond au débit massique moyen maximum \bar{Q}_{mMax} , on calcule $\bar{Q}'_m(F_f)$.

$$\bar{Q}_m(F_f) = [F_f \cdot C \cdot \ln(F_f) + D \cdot F_f] \cdot M_{\max} \quad (17)$$

Dont la dérivée est:

$$\bar{Q}'_m(F_f) = [C [\ln(F_f) + 1] + D] \cdot M_{\max} \quad (18)$$

Elle possède un maximum:

$$\bar{Q}'_m(F_f) = 0 \quad F_{op} = e^{-\frac{D}{C}} - 1 \quad (19)$$

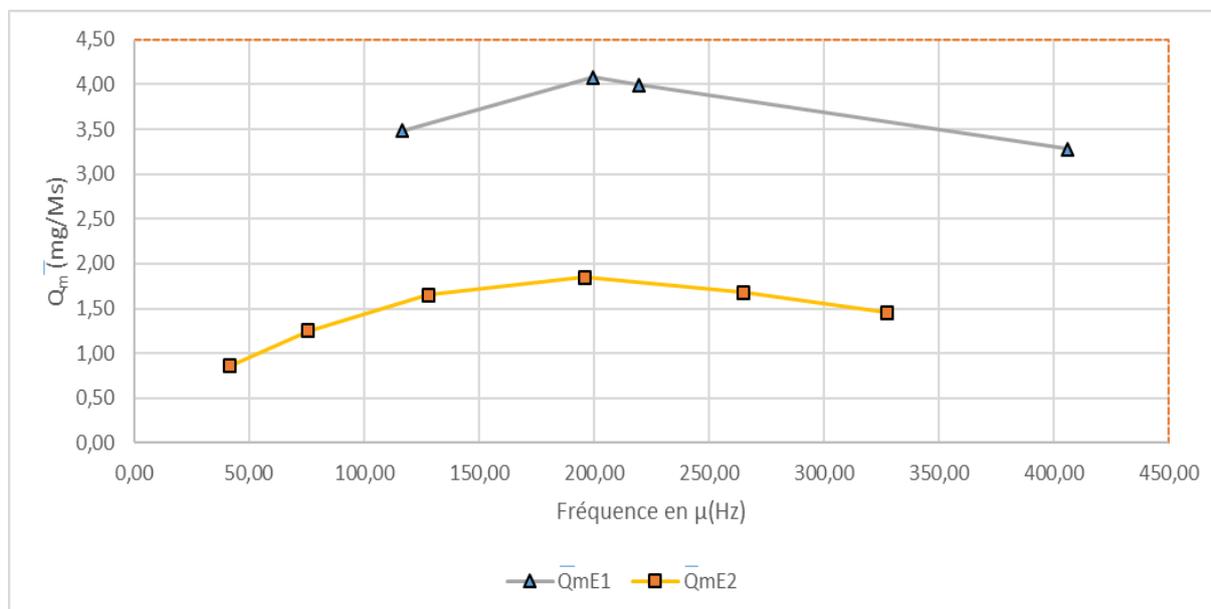
Les calculs donnent les résultats suivants pour FmE1 et FmE2 voir [Tableau.4](#).

FmE	C	D	F _{op}
FmE1	-0.576	3,7339	240,44
FmE2	-0.378	2,4313	228,61

Tableau 4 : calcul de F_{op}

Les courbes \bar{Q}_{mE1} et \bar{Q}_{mE2} de la [fig.6](#) montrent bien un maximum pour $F_f = F_{op}$. Cette méthode nous permet de déterminer une fréquence optimum pour un cycle d'adsorption, désorption. Elle donne aussi le débit massique moyen maximum qui servira à calculer le cycle optimum d'une machine frigorifique à adsorption couple silica-gel/eau :

$$\bar{Q}_{mMax} = \bar{Q}_m(F_{op}) \quad (20)$$


 fig 6 : Débit massique moyen en fonction de F_f pour FmE1 et FmE2

6. Conclusion

La nouvelle méthode d'analyse fréquentielle nous permet de prédire la masse que peut adsorber un adsorbant à l'équilibre ou hors équilibre en fonction de la fréquence de sa température, sans avoir besoin de connaître les coefficients de diffusion qui sont présentés dans les quatre équations de E. Glueckauf. Elle nous prédit aussi une fréquence optimum pour un cycle d'adsorption, désorption, cette fréquence F_{op} correspond au débit massique moyen maximum \bar{Q}_{mMax} .

Une nouvelle expérience pour laquelle une série de mesure est en cours d'élaboration permettra d'établir une relation entre les fréquences et la porosité du matériau. Notre réflexion nous laisse à penser qu'il pourrait avoir une corrélation entre les fréquences et les tailles de pores dans le matériau. Un autre axe est en réflexion pour l'établissement d'un modèle qui considérerait le matériau comme un filtre laissant passer certaines fréquences et pas d'autres.

Références

- [1] Langmuir, Irving. « THE ADSORPTION OF GASES ON PLANE SURFACES OF GLASS, MICA AND PLATINUM. » *Journal of the American Chemical Society* 40, n° 9 (September 1918): 1361-1403
- [2] Brunauer, Stephen, P H Emmett, et Edward Teller. « Adsorption of Gases in Multimolecular Layers » 60 (1938): 11.
- [3] Freundlich, Herbet. « Über die Adsorption à Lösungen ». *Zeitschrift für Physikalische Chemie (1907): Volume 57, publication 4, pages 385-470*, 1 octobre 1907.
- [4] Glueckauf, E. « Theory of Chromatography. Part 9. The "Theoretical Plate" Concept in Column Separations ». *Trans. Faraday Soc.* 51, n° 0 (1955): 34-44.

Remerciements : Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un projet européen INTERREG V A Grande Région. Programme Transfrontalier de Coopération Territoriale européennes 2014-2020. Réseau de Chambres Climatiques. RCC.

Thème 17

Transferts thermiques et Combustion

Caractérisation du refroidissement des parois d'une chambre de combustion par multiperforations avec angle de dérapage	785
Modélisation des transferts thermiques pariétaux et de la distance de coincement dans une chambre de combustion à volume constant	793
Simulation aux grandes échelles de la combustion diluée dans un four de 30kW	801

Caractérisation du refroidissement des parois d'une chambre de combustion par multiperforations avec angle de dérapage

Characterization of combustion chamber cooling by multiperforated wall with compound angle injection

Philippe REULET^{1*}, Emmanuel LAROCHE¹, David DONJAT¹

¹ONERA/DMPE Université de Toulouse, F-31055 Toulouse

*(auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

Résumé – Un banc d'essais à deux canaux séparés par une paroi multiperforée avec des trous inclinés à 30° et perpendiculaires à l'écoulement principal a été modifié pour créer un gradient thermique modéré entre les deux écoulements. Une base de données expérimentale a été générée par la caractérisation aérothermique détaillée de l'interaction entre l'écoulement principal et les jets issus de la paroi perforée. Elle a été complétée par la caractérisation des transferts de chaleur sur les deux faces de la paroi séparatrice. Enfin, une simulation numérique a permis de mieux comprendre la structure complexe tridimensionnelle de cet écoulement.

Mots-clés : Film cooling, Dilution giratoire, Transfert thermique, Simulation numérique

Abstract – An existing test-rig based on a multiperforated plate with 30° angle injection perpendicular to the main flow, was modified to generate a moderate temperature gradient between secondary and primary flows. An experimental database was created with a detailed aerothermal characterization of the interaction between main cold flow and hot injection jets. It was completed by the characterization of the heat transfers on both sides of the separation plate. For a better understanding of this complex tridimensional flow, a numerical simulation was conducted and its results compared to measurements.

Keywords: Effusion cooling, Compound injection, Heat transfer, Numerical simulation

Nomenclature

h coefficient d'échange (W.m⁻².K⁻¹)
 p pas des perforations (m)
 s espacement latéral (m)
 T température statique (K)
 V vitesse (m.s⁻¹)

$$\eta = \frac{T_{ad}-T_p}{T_s-T_p} \quad \text{efficacité adiabatique}$$

Indices et exposants

ad adiabatique
 j jet
 p canal primaire (froid)
 ref référence
 s canal secondaire (chaud)
 w paroi

Symboles grecs

α angle des trous d'injection (°)
 β angle de dérapage (°)
 ρ masse volumique (kg.m⁻³)

1. Introduction

La conception des chambres de combustion aéronautiques modernes nécessite l'utilisation de parois multiperforées qui permettent de protéger la paroi des gaz de combustion en créant un film froid. En vue de la modélisation des transferts de chaleur associés, des bases de données détaillées sont nécessaires pour les validations des solveurs RANS/LES, mais également pour la dérivation des corrélations de transfert de chaleur utilisées dans les codes internes 0D/1D développés par les industriels fabricant des moteurs aéronautiques.

Une piste d'amélioration de l'efficacité du refroidissement par effusion est de changer la direction d'injection par rapport à l'écoulement primaire en ajoutant un dérapage β , ce qui conduit à un mouvement de giration dans une chambre annulaire. Cet effet a été démontré par de nombreux auteurs : Schmidt et al [1] et Sen et al [2] pour une seule rangée de trous, Ligrani et al [3] pour une configuration à deux rangées en quinconce. Ils ont montré que l'amélioration du refroidissement est due à deux effets combinés : l'efficacité adiabatique du film et la modification du coefficient d'échange thermique. Cette analyse est confirmée par Mayle et al [4] qui ont étudié différentes plaques multiperforées percées de trous inclinés avec un dérapage $\beta=45^\circ$. Plus récemment, Zhang et al [5] ont comparé l'efficacité globale du refroidissement du film dans différentes configurations de perçages avec dérapage. D'un point de vue numérique, Arroyo et al [6] a montré la capacité des modèles $k-\omega$ SST et DRSM à reproduire la carte d'efficacité adiabatique, obtenue par Zhang et al.

À notre connaissance, il n'existe pas d'étude dans la littérature présentant une base de données détaillée combinant des mesures aérodynamiques de l'écoulement et les transferts de chaleur pariétaux générés par une plaque multiperforée, pour des conditions anisothermes et une injection avec dérapage $\beta=90^\circ$. L'étude présentée est donc consacrée à la construction d'une telle base de données. Une première validation CFD est présentée, ce qui permet de compléter l'analyse réalisée sur la base de données expérimentale.

2. Dispositif expérimental

2.1. Banc d'essais

Le montage expérimental et les conventions des axes peuvent être visualisés sur la Figure 1. Le montage reprend celui utilisé par Michel [7], pour mettre en œuvre un niveau de température différent pour les écoulements primaire et secondaire. Contrairement aux chambres de combustion, les deux canaux sont rectangulaires et séparés par une plaque multiperforée plane. Le flux primaire, situé dans le canal supérieur (section $448 \times 135 \text{ mm}^2$) est le flux froid, à température ambiante. Le flux secondaire chaud passe dans le canal inférieur (section $448 \times 36 \text{ mm}^2$), avec un système de chauffage créant un gradient de température modéré d'environ 20°C . Les deux flux sont générés par un ventilateur situé en aval de la section d'essai. Une vanne située en amont du canal secondaire contrôle la perte de charge et permet donc de définir le débit traversant les perforations.

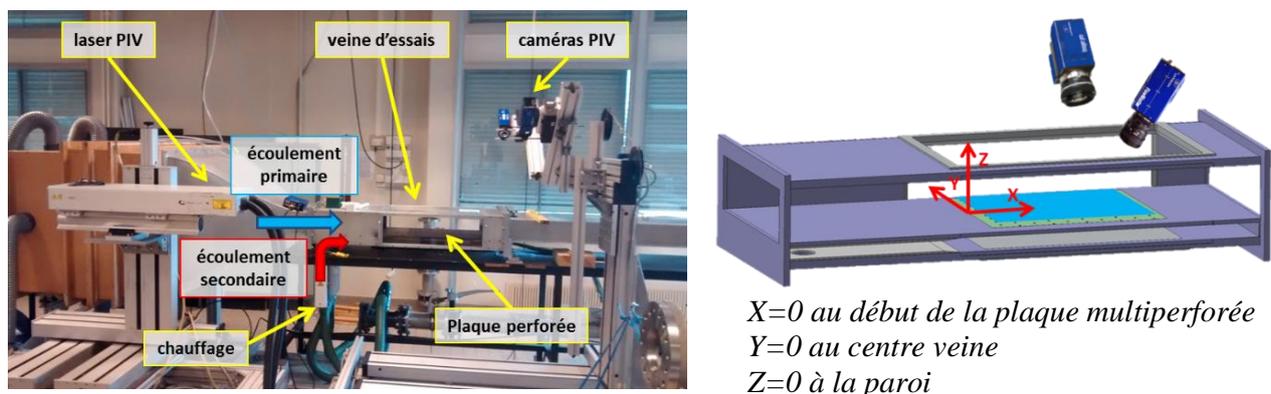


Figure 1 – Montage expérimental dans la configuration des mesures S-PIV (plans Z constant)

La plaque multiperforée a été définie suivant la géométrie réelle d'une paroi de chambre de combustion, à l'échelle 12:1. Son épaisseur est de 10 mm et sa longueur de 448 mm permet de répartir 10 rangées de 9 trous en quinconce, de diamètres 5 mm et d'angles d'inclinaison $\alpha=30^\circ$ et de dérapage $\beta=90^\circ$ (angles entre la vitesse des jets et la vitesse primaire amont). Le pas p entre les rangées est de 43.0 mm, l'espacement latéral s est de 40.25 mm. La vitesse

dans le flux primaire (à $T=20^{\circ}\text{C}$) est de 3.30 m/s. Pour le flux secondaire (à $T=44.2^{\circ}\text{C}$), la vitesse générée est de 2.88 m/s, conduisant à une vitesse moyenne de $V_j = 26$ m/s dans les trous. Même si le rapport de densité $\rho_j/\rho_p = 0.94$ est très différent des conditions des chambres de combustion aéronautiques, ces conditions d'essais permettent d'obtenir des paramètres adimensionnels régissant la pénétration des jets proches des valeurs typiques rencontrées en conditions réelles : rapport de vitesse $V_j/V_p = 7.88$, rapport de soufflage $\rho_j V_j / \rho_p V_p = 7.39$ et rapport de flux de quantité de mouvement $\rho_j V_j^2 / \rho_p V_p^2 = 58.2$.

2.2. Vélométrie par images de particules

La vélocimétrie par image des particules stéréo (S-PIV) est utilisée pour caractériser les champs de vitesse moyenne et des fluctuations dans l'écoulement primaire. L'ensemencement est réalisé avec des particules micrométriques de DEHS, générées avec deux injecteurs TOPAS placés à l'entrée des conduites primaire et secondaire. Le champ aérodynamique est acquis par un système LAVISION PIV 2D-3C. Le système est installé autour du banc d'essai avec un banc de déplacement pour pouvoir effectuer une analyse détaillée de l'écoulement le long de la plaque multiperforée selon les directions Z et X (voir la Figure 1 pour les conventions d'axe). Dans la configuration illustrée sur la Figure 1, les données sont acquises dans un plan Z constant. La zone de mesure couvre toute la longueur de la plaque, sur une largeur de 150 mm au centre de la veine. Elle est divisée en 12 fenêtres de 90×80 mm² avec recouvrement. Ces mesures sont réalisées dans 5 plans : Z=5, 11, 19, 26, 34 mm. À ceux-là s'ajoutent 7 plans transverses (X constant), de la 1^e à la 4^e rangée de trous avec une distance d'un demi-pas : $p/2$. Pour chaque fenêtre, 1500 doublets d'images sont acquis afin de garantir la bonne convergence des grandeurs statistiques (moyennes et écarts types).

2.3. Caractérisation des transferts thermiques

La caractérisation thermique s'appuie sur deux types de mesures : température de l'écoulement dans le canal primaire, transferts thermiques pariétaux sur la paroi multiperforée.

La température de l'écoulement est acquise par un système de thermométrie à fil froid DANTEC utilisant une sonde tungstène 55P15 de diamètre 5 μm , en explorant plusieurs plans. La zone étudiée couvre les 3 premières rangées, sur une largeur d'un pas latéral s.

Une méthode innovante a été mise en œuvre pour l'identification du coefficient d'échange pariétal et de l'efficacité adiabatique, elle s'inspire de la technique utilisée par Roux et al [8]. Il s'agit d'apporter une source de flux de chaleur supplémentaire à la paroi grâce à une peinture conductrice déposée sur sa face supérieure et alimentée par une source de courant stabilisée. Les cartographies de températures des faces supérieure et inférieure de la plaque sont acquises par un système de thermographie infrarouge avec une caméra FLIR SC7600, grâce à un déplacement vertical de la caméra et à deux jeux de miroirs situés aux positions 1 et 2 sur la Figure 2. Ces deux cartographies sont enregistrées en régime stationnaire pour 4 niveaux de puissance électrique générant une densité de flux comprise entre 0 et 460 W/m², faisant ainsi varier les températures de surface d'environ 10°C. La zone de mesure complète est couverte par trois champs de vue (112×90 mm²) avec un recouvrement de 35 mm, grâce au déplacement de tout l'ensemble caméra, miroirs et hublots suivant l'axe X. Pour chaque condition de chauffe et chacun des trois champs de mesure, un calcul thermique de la paroi perforée est réalisé par le solveur thermique ACACIA (intégré dans la plateforme CEDRE, Refloch et al [9]). En conditions aux limites du modèle sont appliquées les températures mesurées sur les faces supérieure et inférieure. Dans les trous, la corrélation de Latzko, reprise de Cottin et al [10], a permis d'estimer un coefficient de transfert thermique h_j . Le modèle thermique fournit la densité de flux thermique sur les deux faces de la plaque. En considérant

les quatre niveaux de puissance, il est possible d'identifier simultanément le coefficient d'échange pariétal et la température adiabatique sur chaque face (Figure 3), par une régression linéaire : $\varphi_w^{(i)} = h \cdot (T_w^{(i)} - T_{ref})$ avec $i = 1 \dots 4$.

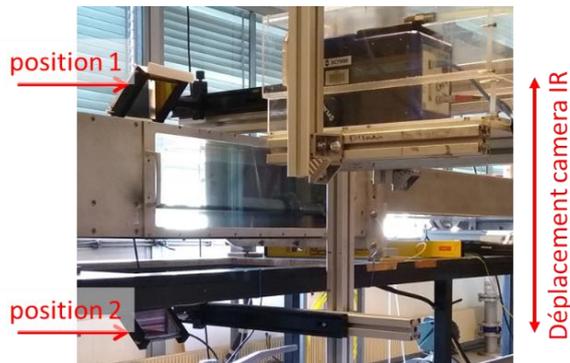


Figure 2 – Configuration des mesures par thermographie infrarouge

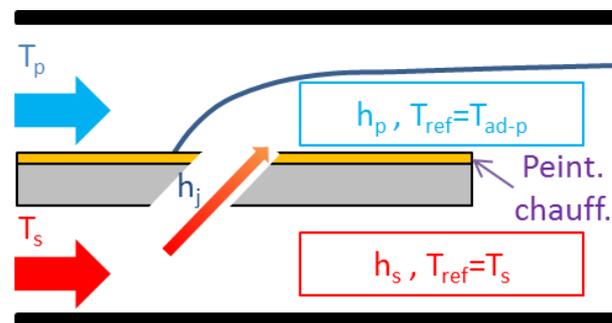


Figure 3 – Schéma de l'estimation des échanges thermiques

3. Modèle de simulation numérique

Le maillage (Figure 4) a été généré à l'aide du logiciel de maillage Centaur®. Ce maillage est hybride, constitué de prismes au niveau des parois, de tétraèdres éloignés des parois et d'un petit nombre de pyramides. La convergence en maillage a été vérifiée sur deux maillages de 50M puis 90M de cellules. L'une des principales différences est le niveau de discrétisation du maillage dans les trous qui passe de 15 cellules sur le diamètre pour le maillage grossier, à plus de 30 cellules pour le maillage fin. Les zones de raffinement successifs sont indiquées par des rectangles de couleurs différentes (Figure 4), avec un facteur deux appliqué dans toutes les directions entre chaque zone. Le calcul est effectué à l'aide du code CEDRE® de l'ONERA, voir Refloch et al [9].

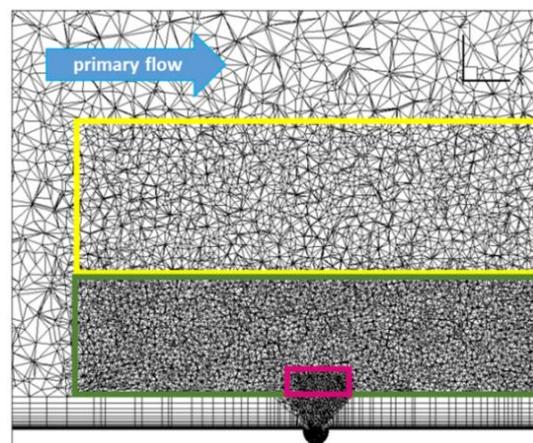


Figure 4 – Vue générale du maillage côté écoulement primaire

Concernant le choix des modèles RANS, le modèle $k-\omega$ SST a été choisi car c'est le modèle de référence utilisé par les industriels, Menter [11]. Les conditions aux limites sont définies à partir des conditions de l'expérience. Des entrées subsoniques sont prescrites pour les canaux chauds et froids aux vitesses et températures de l'expérience. Pour les deux canaux, k et ω sont pris respectivement égaux à $0.1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (valeur tirée des mesures dans le canal primaire) et 100 s^{-1} (valeur permettant d'obtenir un rapport μ_t/μ compris entre 10 et 100).

En ce qui concerne la modélisation thermique, deux calculs ont été effectués. Pour la première simulation, la plaque multiperforée a été considérée comme adiabatique, ce qui

permet d'identifier directement la carte de température adiabatique de paroi T_{ad} (Figure 9b). Pour le second calcul, une température $T_w = 34.6^\circ\text{C}$, égale à la température moyenne mesurée, a été prescrite. Le flux de chaleur à la paroi φ_w est calculé par la simulation, ce qui permet d'identifier le coefficient de transfert de chaleur en écrivant : $\varphi_w = h \cdot (T_w - T_{ad})$.

4. Résultats aérodynamiques

Les champs expérimentaux présentés dans ce paragraphe et le suivant montrent la zone de mesure complète (PIV, fil froid ou THIR). Les résultats des simulations couvrent l'ensemble de la veine, mais sont parfois coupés pour montrer des détails particuliers de l'écoulement.

L'écoulement est analysé dans la partie centrale de la veine, sur la base des mesures PIV. Cette analyse a été complétée par l'étude détaillée des simulations numériques qui ont permis une meilleure compréhension de la structure 3D de l'écoulement. La zone de mesure est présentée sur les Figure 5 et Figure 6, où sont représentées la norme de la vitesse et la composante axiale (suivant X) dans le plan à $Z=5$ mm au-dessus de la plaque multiperforée.

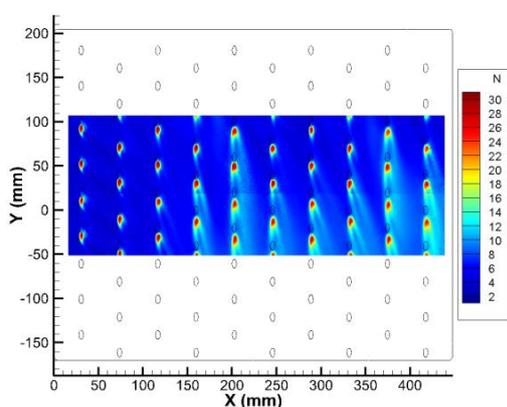


Figure 5 – Champ de la norme de la vitesse dans le plan $Z=5$ mm

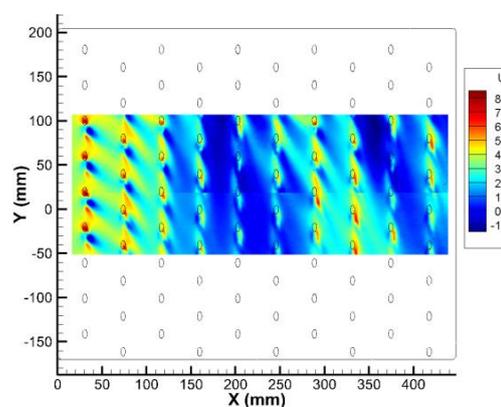


Figure 6 – Champ de la composante axiale U dans le plan $Z=5$ mm

Sur la Figure 5, les vitesses maximales correspondent à l'intersection du jet chaud avec le plan de mesure : l'alimentation des jets est homogène mais la cartographie ne présente aucun comportement périodique. Les trois premières rangées présentent une allure similaire, d'un trou à l'autre. À chaque injection, on distingue la présence de deux branches à grande vitesse séparées par une zone de plus faible vitesse, ce qui correspond à la trace des tourbillons contrarotatifs générés par les interactions entre l'écoulement primaire et les jets. Pour les rangées 2 et 3, le processus semble être plus diffusif, avec une zone de grande vitesse plus étendue. Cette différence de comportement est due à l'interaction des jets avec le film créé par les rangées précédentes alors que la rangée 1 interagit avec l'écoulement primaire non perturbé. Cependant, aucun régime périodique n'apparaît pour les rangées suivantes, et le comportement observé après la rangée 3 semble assez chaotique, avec une pénétration moins nette des jets pour les rangées 4 et 5. L'analyse de la composante axiale (Figure 6) après la rangée 3 montre des valeurs négatives qui correspondent à la présence de larges recirculations à l'aval des jets, dans la région de proche paroi. Ces recirculations sont dues à un mouvement latéral massif dans le canal primaire qui est créé par l'entraînement de l'air par les jets, comme mis en évidence sur la Figure 7. Les vitesses maximales sont observées à la sortie des trous, avec des valeurs locales de 30 m/s, à comparer avec une vitesse amont de 3.3 m/s. L'injection perpendiculaire à l'écoulement principal crée donc un mouvement global, qui interagit avec la paroi latérale de la veine qui dévie l'écoulement vers la paroi supérieure.

La Figure 7(b) montre le plan complet de la norme de la vitesse, issu de la simulation numérique. La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques révèle la même

topologie d'écoulement. Cependant, le champ expérimental se caractérise par une diffusion plus intense du champ de vitesse dans la zone d'injection. Les vitesses situées de 20 à 40 mm au-dessus de la paroi semblent être plus élevées dans l'expérience, caractérisant un entraînement plus important de l'écoulement par les jets. Ce comportement est cohérent avec la tendance bien connue des modèles de turbulence isotrope RANS de minimiser la diffusion de la turbulence dans les directions latérales (par rapport à la direction d'écoulement principale). Ce processus de diffusion turbulente est confirmé par l'analyse des champs d'énergie cinétique de turbulence (non présentés ici). Il apparaît que le niveau maximum de k est correctement prédit par le modèle $k-\omega$ SST. Cependant, l'extension de la région où l'énergie cinétique turbulente est élevée est largement sous-estimée par le modèle isotrope. La diffusion latérale de la température étant basée sur la diffusion turbulente, on peut s'attendre à une mauvaise prévision du mélange entre le jet chaud et le flux primaire froid.

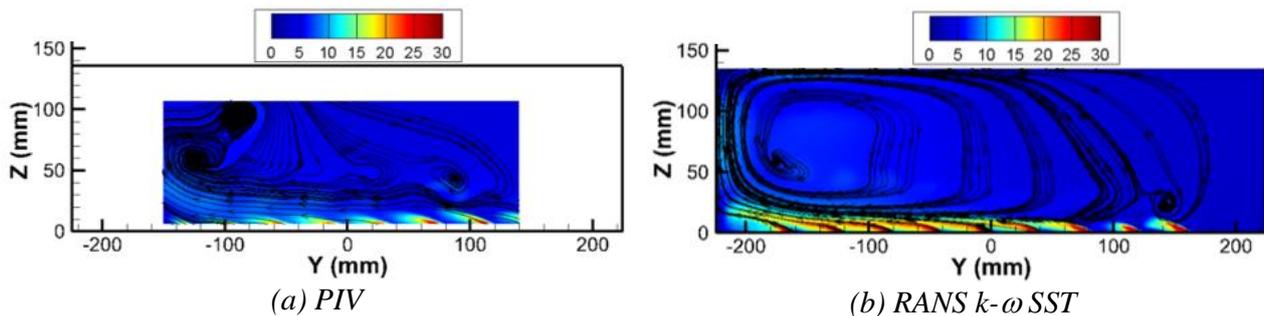


Figure 7 – Champ de vitesse dans le plan de la 4^e rangée

5. Résultats transferts thermiques

L'une des principales contributions de cette étude est la caractérisation thermique du champ d'écoulement autour des trous. Ceci est particulièrement intéressant pour la validation de la simulation numérique. 6 plans à X constant (situés entre les 1^e et 3^e rangées), ainsi qu'un plan à Y constant et un plan à Z constant (non représentés) sont étudiés et les valeurs correspondantes sont tracées sur la Figure 8, pour montrer l'empreinte thermique 3D de cette configuration. La température mesurée est adimensionnée par la relation suivante : $T_a = \frac{T - T_p}{T_s - T_p}$.

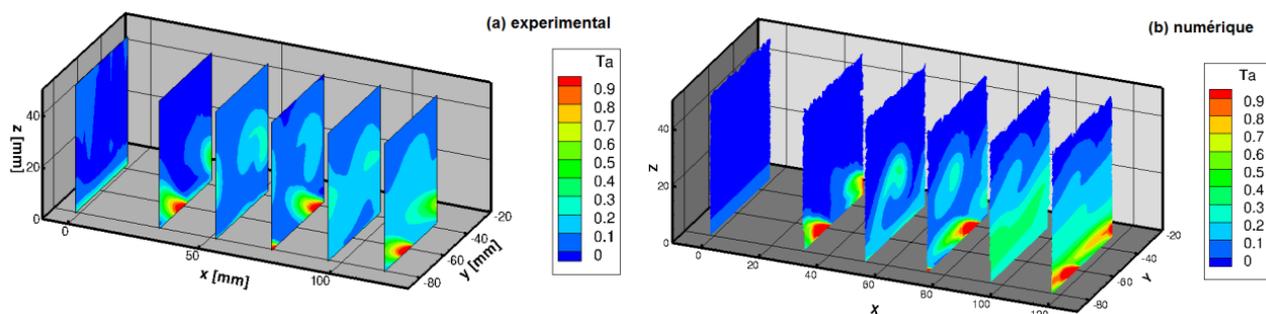


Figure 8 – Champ de température de l'écoulement

Le plan d'entrée ($X = -1.5$ mm) révèle un faible échauffement de la couche limite généré par le flux de chaleur à travers la paroi de séparation en amont des perforations. Le 2^e plan transverse présente un point chaud correspondant à l'emplacement d'un trou d'injection. L'angle de dérapage à 90° des jets génère un désalignement majeur entre le flux primaire et le jet. Il en résulte une température relativement froide immédiatement en aval du premier trou. Cependant, en passant par les différents plans transverses, la température augmente progressivement, ce qui correspond à la création et à la consolidation d'un film chaud de plus en plus efficace.

La Figure 9(a) présente des cartographies expérimentales du coefficient d'échange thermique pariétal et de l'efficacité adiabatique η (température de référence adimensionnée). La distribution du coefficient d'échange du côté injection (face supérieure) est déterminée par la distribution de vitesse près de la paroi (voir Figure 6). Les zones d'échange maximal sont situées proches des points d'injection et peuvent atteindre $150 \text{ W/m}^2/\text{K}$. La distribution du coefficient d'échange est fortement hétérogène en aval de la première rangée, avec de grandes disparités entre les régions de fluide à haute et basse vitesse. Dans la zone inter-rangée, le coefficient d'échange varie de 40 à $90 \text{ W/m}^2/\text{K}$. La distribution après la 3^e rangée diffère des rangées précédentes, sans trace claire du mélange du jet avec le flux principal. Le même schéma a été trouvé pour la vitesse près de la paroi et s'explique par le caractère 3D de l'écoulement, avec un mouvement latéral majeur du fluide à travers le canal primaire. La température de référence adimensionnelle présente le même comportement qualitatif, entraîné par le mélange entre le jet chaud et l'écoulement froid.

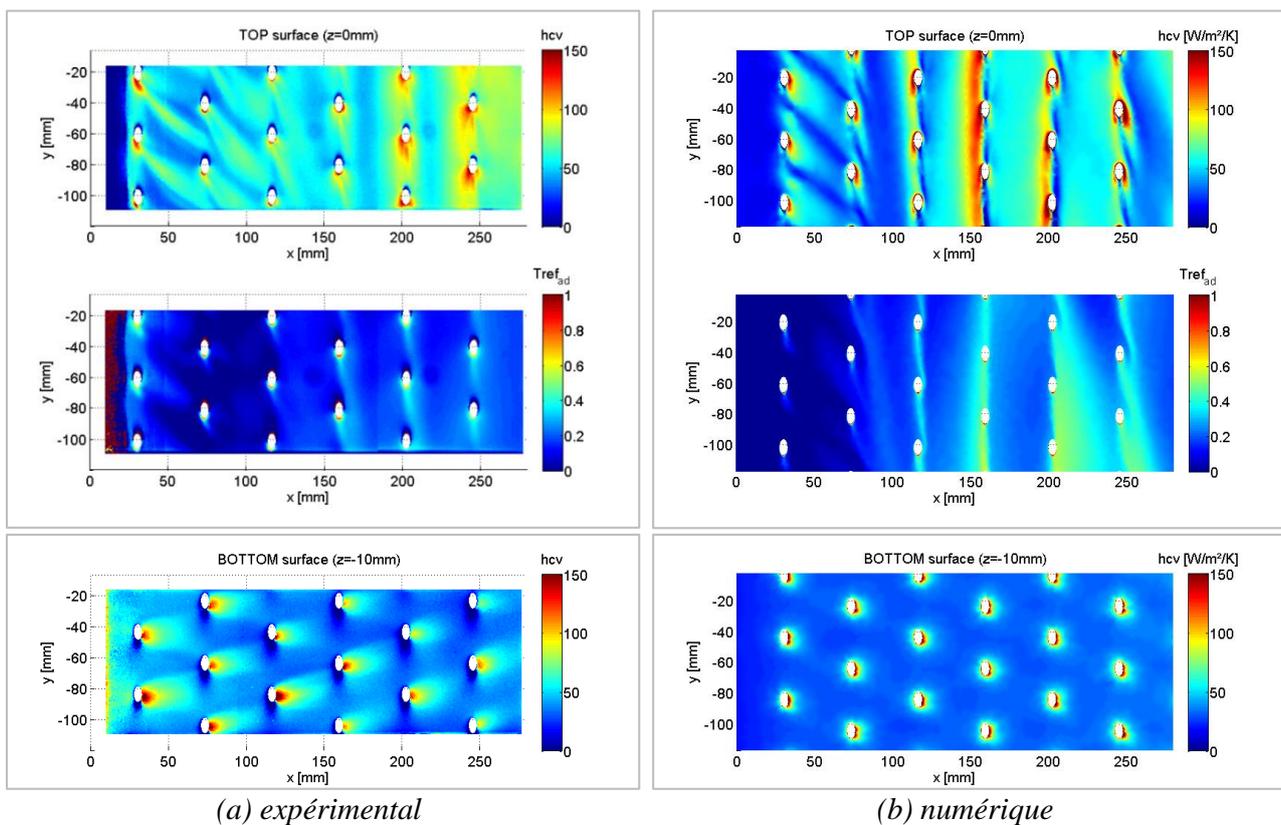


Figure 9 – Cartographies du coefficient d'échange thermique et de l'efficacité adiabatique

Sur la surface inférieure, la répartition du coefficient d'échange est plus homogène entre les trous. En aval de chaque trou, une augmentation significative du transfert de chaleur est présente. Comme mis en évidence par Byerley et al [12], cet accroissement apparaît en raison de l'aspiration de la couche limite par le trou et d'un impact local de l'écoulement en aval du trou. L'analyse de la température de référence adimensionnelle (non présentée sur la figure) révèle une valeur homogène proche de 1, qui correspond à la température du fluide chaud. Les résultats numériques Figure 9(b) sont comparés aux données expérimentales. L'accord est qualitativement satisfaisant. Cependant, quantitativement, des différences importantes apparaissent. Concernant la carte de température adiabatique, elle est généralement surestimée par le calcul, ce qui correspond à une température plus chaude que celle mesurée. La différence moyenne semble se situer entre 20 et 30%. Les faibles valeurs observées pour le coefficient d'échange dans le calcul en aval de la troisième rangée apparaissent dans l'expérience seulement après la quatrième rangée, avec des valeurs plus élevées. En d'autres

termes, la zone de faible vitesse au-delà de cette ligne semble être sous-estimée par le calcul. L'origine d'une telle zone étant l'enroulement de l'écoulement primaire avec les jets, elle semble difficile à prévoir avec un modèle isotrope turbulent classique. L'amplitude de la vitesse dans une telle région peut donc être très sensible à la modélisation de la turbulence.

6. Conclusions et perspectives

Un banc d'essai a été développé pour étudier le champ aérothermique généré par une paroi multiperforée à l'échelle 12:1, avec une direction d'injection perpendiculaire à l'écoulement primaire. Le taux de soufflage considéré est représentatif de celui rencontré dans les chambres de combustion aéronautiques. Le champ de vitesse a été caractérisé en utilisant la technique S-PIV. Le champ de température est acquis en utilisant la technique du fil froid, tandis que la thermographie infrarouge et un post-traitement approprié permettent d'estimer l'efficacité adiabatique et le coefficient d'échange convectif. La comparaison avec une simulation numérique réalisée avec le modèle de turbulence Menter $k-\omega$ SST montre un accord qualitatif sur les principales structures d'écoulement. Cependant, le mélange entre les jets, le film et l'écoulement primaire est sous-estimé par le calcul.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Union Européenne pour le soutien financier de cette étude réalisée dans le cadre du projet SOPRANO H2020 690724.

Références

- [1] Schmidt, D. L., Sen, B., Bogard, D. G., 1996, "Film Cooling With Compound Angle Holes: Adiabatic Effectiveness", *ASME J. Turbomach.*, 118(4), pp. 807–813.
- [2] Sen, B., Schmidt, D. L., Bogard, D. G., 1996, "Film Cooling With Compound Angle Holes: Heat Transfer", *ASME J. Turbomach.*, 118 (4), pp. 800–806.
- [3] Ligrani, P., Ramsey, A., 1997, "Film Cooling From Spanwise-Oriented Holes in Two Staggered Rows", *ASME J. Turbomach.*, 119 (3), pp. 562–567
- [4] Mayle, R., Camarata, F., 1975, "Multihole Cooling Film Effectiveness and Heat Transfer", *ASME J. Propul. Power*, 97 (4), pp. 534–538.
- [5] Zhang, C., Lin, Y., Xu, Q., Liu, G., Song, B., 2009, "Cooling Effectiveness of Effusion Walls With Deflection Hole Angles Measured by Infrared Imaging", *Appl. Therm. Eng.*, 29(5), pp. 966–972.
- [6] Arroyo-Callejo, G., Laroche, E., Millan, P., Leglaye, F., Chedevergne, F., 2016, "Numerical Investigation of Compound Angle Effusion Cooling Using Differential Reynolds Stress Model and Zonal Detached Eddy Simulation Approaches", *ASME. J. Turbomach.* October 2016; 138(10): 101001. <https://doi.org/10.1115/1.4033016>
- [7] Michel, B., 2008, "Caractérisation aérodynamique d'un écoulement avec injection pariétale de type dilution giratoire en vue de sa modélisation", Thèse de l'ISAE
- [8] Roux S., Fénot M., Lalizel G., Brizzi L., Dorignac E., 2011, "Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, no. 15-16, pp. 3277-3290
- [9] Refloch, A., Courbet, B., Murrone, A., Villedieu, P., Laurent, C., Gilbank, P., Troyes, J., Tessé, L., Chaineray, G., Dargaud, J.B., Quémerais, E., Vuillot, F., "CEDRE software", *Aerospace Lab J.* n°2, 2011
- [10] Cottin, G., Laroche, E., Savary, N., Millan, P., 2011, "Modeling of the heat flux for multi-hole cooling applications", *Proc. ASME*, pp. 1955-1965. <https://doi.org/10.1115/GT2011-46330>
- [11] Menter, F. R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605, 1994
- [12] Byerley, A.R, Joners, T.V., Ireland, P.T., 1992, "Internal Cooling Passage Heat Transfer Near the Entrance to a Film Cooling Hole: Experimental and Computational Results", *ASME Paper 92-GT-241*

Approche microscopique de la modélisation des transferts thermiques pariétaux dans une chambre de combustion à volume constant

Microscopic approach of parietal heat transfer modeling in a constant combustion vessel.

Taïssir KASRAOUI^{1*}, Karl JOULAIN², Rémi BERTOSSI¹,

¹IDRII, IPSA, 63, boulevard de Brandebourg, 94200 Ivry-sur-Seine, France

²Institut Pprime, département Fluide, Thermique et Combustion, UPR 3346

ENSIP, Bâtiment de Mécanique B25, 2, rue Pierre Brousse, TSA 41105, F86073 Poitiers Cedex 9

* (auteur correspondant : taissir.kasraoui@ipsa.fr)

Résumé – Pour évaluer les pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion, une alternative aux modèles macroscopiques existants de transfert de chaleur est suggérée. Cette étude présente une approche physique du transfert de chaleur pariétal basée sur la théorie cinétique des gaz afin de décrire les phénomènes de convection entre les particules de gaz et la paroi froide à petite échelle. Le modèle mentionné est implémenté dans un code FORTRAN 90 simulant la combustion dans une chambre sphérique à volume constant.

Mots-clés : Transfert thermique pariétal ; régime balistique ; théorie cinétique des gaz ; transfert thermique instationnaire ; combustion.

Abstract – To evaluate the wall heat losses in combustion vessel, an alternative to existing macroscopic models of heat transfer is suggested. This study aims to provide a physical approach for wall heat transfer based on kinetic theory of gases in order to describe the convection phenomena between gas particles and the cold wall in short scales. The model mentioned is implemented in a FORTRAN 90 code simulating combustion in a constant volume spherical chamber.

Keywords: unsteady heat transfer ; combustion ; kinetic theory of gases ; ballistic regime.

Nomenclature

C_p chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

k_b constante de Boltzmann, $J.K^{-1}$

Q densité de flux thermique, $MW.m^{-2}$

S_l vitesse de flamme laminaire non étirée, $m.s^{-1}$

T température, K

P pression, *Bar ou Pa*

Y_{fuel} fraction massique carburant dans gaz frais

Symboles grecs

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

Indices et exposants

u gaz frais

w paroi

g gaz

moy moyenne

1. Introduction

La modélisation des échanges de chaleur dans les chambres de combustion bénéficie d'une attention majeure du fait de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu et de la difficulté des mesures expérimentales. Dans notre étude, nous nous intéressons à la mise en œuvre d'un outil de simulation des transferts couplés d'une flamme laminaire de prémélange dans une chambre de combustion à volume constant.

2. Etat de l'art de la modélisation des pertes thermiques pariétales dans une chambre de combustion à volume constant

Au fil des années, plusieurs chercheurs se sont intéressés à déterminer expérimentalement le flux de chaleur pariétal Q_w et à établir des modèles simulant les pertes thermiques pariétales dans des chambres de combustion à volume constant. Pour reproduire l'effet des phénomènes rencontrés dans les écoulements réactifs, il faut généralement écarter les formulations théoriques qui introduisent le coefficient de Newton h et élaborer des modèles empiriques ou bien des modèles d'interaction fluide-paroi.

2.1. Aspects théoriques de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans une chambre de combustion à volume constant

L'interaction flamme-paroi est constituée de deux phénomènes distincts. Il s'agit de l'interaction flamme-paroi (phase de combustion), puis de l'interaction gaz brûlés-paroi. Pour une combustion dans une chambre à volume constant, la flamme s'éteint à une distance donnée de la paroi, δq , suite à la présence des pertes thermiques pariétales couplée ou non à l'étirement du front de flamme.

2.2. Travaux antérieurs concernant la modélisation du flux thermique pariétal

2.2.1. Modèles empiriques des pertes thermiques pariétales

Il s'agit d'une approche globale, thermodynamique, 1 zone ou 0D qui a accompagné le développement des moteurs à combustion interne depuis plusieurs années. Parmi les corrélations les plus connues et les plus anciennes, nous citons la formulation établie par Nusselt [1] à partir des expériences de combustion laminaire. Cette corrélation, basée sur la convection naturelle, a été établie dans le cas d'une bombe sphérique comme suit :

$$h = 1,15 \sqrt[3]{P^2 T_g} \quad (1)$$

avec P la pression en bar, T_g la température moyenne des gaz dans la chambre

Cette formulation, bien qu'elle prenne en compte les paramètres thermodynamiques moyens de l'écoulement, sous-estime le flux de chaleur à la paroi.

Pour contourner ce problème, d'autres formulations basées sur la convection forcée ont été établies. Nous citons la formulation de Woschni [2] qui inclut la vitesse caractéristique w , l'alésage D et le volume V_{cyl} du cylindre, la vitesse moyenne du piston $\langle V_{piston} \rangle$ et la température moyenne des gaz dans la chambre de combustion T_{moy} :

$$\begin{cases} h = 130 D^{-0,2} P^{0,8} T_{moy}^{-0,53} w^{0,8} \\ w = 2,28 \langle V_{piston} \rangle + 0,00324 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P - P_0) \end{cases} \quad (2)$$

avec P en bar et l'indice 0 correspond aux essais moteur en régime entraîné et l'indice 1 aux conditions du PMB (Point Mort Bas). Pour appliquer ce modèle dans une enceinte sphérique, certains paramètres ont été adaptés tels que l'alésage qui est pris égal au diamètre de la chambre et la vitesse caractéristique w qui néglige la vitesse moyenne du piston. La nouvelle formulation s'écrit comme suit :

$$\begin{cases} h = 130 D^{-0,2} P^{0,8} T_{moy}^{-0,53} w^{0,8} \\ w = 0,00324 \frac{T_0}{P_0} (P - P_0) \end{cases} \quad (3)$$

En conclusion, les corrélations empiriques bien qu'elles donnent un résultat à moindre coût, dépendent des coefficients empiriques caractéristiques du type du moteur considéré.

2.2.2. Lois de paroi

Pour remédier aux problèmes issus des modèles empiriques, des lois de paroi sont déduites. Parmi les modèles basés sur la couche limite thermique, nous citons le modèle établi par Rivère [3] qui fait appel à des notions de théorie cinétique des gaz. Le coefficient h de convection est alors établi comme suit :

$$h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{2/\pi} \left(\frac{R}{M}\right)^{3/2} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w}\right) \quad (4)$$

avec T_g représente la température locale des gaz frais au-delà de la couche limite thermique qui est égale à la température moyenne des gaz frais, M la masse molaire des gaz, ρ_g la densité des gaz frais, λ et κ des coefficients empiriques qui dépendent des propriétés de la paroi et η qui dépend de l'écoulement. L'évolution de η est déterminée à partir d'essais sur moteur dont la vitesse du piston est entre 2 à 10 m.s⁻¹. Elle est égale à :

$$\eta = 7e^{-4} + 7e^{-5} \langle V_{piston} \rangle \quad (5)$$

Cette approche locale, bien que constituant une avancée dans la compréhension des phénomènes de proche paroi, reste une formulation semi-empirique qui requiert l'expérience pour ajuster ses paramètres. En conclusion, la majorité des modèles proposés dans la littérature représentent des limites d'application. Une nouvelle approche basée sur l'estimation du flux de chaleur pariétal par choc entre particules de gaz et la paroi en régime balistique est présentée dans la suite de l'article.

3. Modélisation des pertes thermiques pariétales dans une chambre de combustion sphérique à volume constant

3.1. Description du code de calcul

Le code de calcul développé en Fortran 90 a pour but de simuler, par une approche monodimensionnelle, la propagation d'une flamme laminaire dans une chambre sphérique à volume constant. A chaque pas de temps, la flamme, à symétrie sphérique, se propage et brûle une tranche de prémélange de façon isobare. Elle génère ainsi une tranche de gaz brûlés. Quant aux gaz frais, ils sont divisés en N tranches. La dernière tranche, maintenue à côté de la paroi, est définie de manière à avoir une épaisseur égale au libre parcours moyen afin d'appliquer le modèle du transfert thermique en régime balistique (la nouveauté du présent travail). Le calcul passe par plusieurs étapes principales : une combustion isobare, la prise en compte des transferts thermiques par conduction et par rayonnement à travers toutes les tranches de gaz et l'évaluation des pertes thermiques pariétales ; une dilatation isobare et enfin, une recompression isentropique. Une fois la combustion terminée (selon le critère de coincement), le refroidissement est simulé de la même manière (excepté l'étape de combustion). La vérification du bilan énergétique au cours du temps est assurée pendant la combustion.

3.2. Diffusion thermique dans les gaz

Durant les deux phases de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi, la modélisation des transferts thermiques convectifs fait appel, toujours, au même modèle des pertes thermiques établi en passant par la résolution de l'équation de chaleur instationnaire 1D en coordonnées sphériques dans les différentes tranches de gaz brûlés et de gaz frais. La température de la

dernière tranche de gaz frais est déterminée en imposant une égalité des flux : à chaque pas de temps, le flux conductif issu de la diffusion est égal au flux convectif à la paroi.

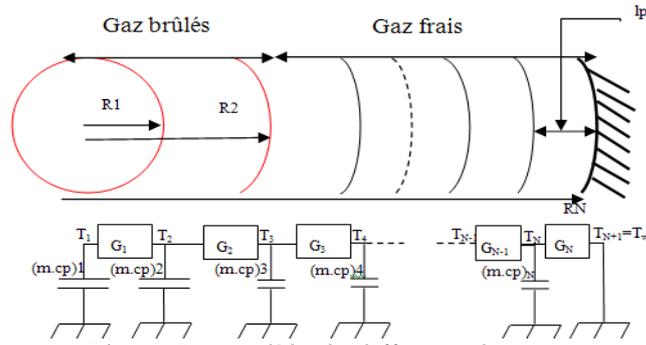


Figure 1 : modèle de diffusion thermique

Le modèle instationnaire 1D se base sur une approche nodale (cf. figure1). L'espace est discrétisé en N tranches selon des vecteurs de rayon $r_{i[1,N]}$ avec $r_N = R$. Les conductances thermiques sont définies comme suit :

$$\begin{cases} G_i = \frac{4\pi\lambda_i}{1/r_{i-1} - 1/r_i}, & i \in [2, N-1] \\ G_1 = \frac{4\pi\lambda_1}{1/\delta - 1/r_1}, & \delta = 10^{-4}m \\ G_N = h \cdot S_{chambre}, & \text{avec } h : \text{le coefficient de transfert convectif (cf. § 3.3.)} \end{cases} \quad (6)$$

La résolution temporelle et spatiale de l'équation de la chaleur fait appel à la méthode des différences finies. Le système d'équations obtenu est le suivant :

$$\begin{cases} (m \cdot C_p)_1 \frac{T_{1,t+\Delta t} - T_{1,t}}{\Delta t} = G_1(T_{2,t} - T_{1,t}) \\ (m \cdot C_p)_i \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t} = G_i(T_{i+1,t} - T_{i,t}) + G_{i-1}(T_{i-1,t} - T_{i,t}), & i \in [2, N-1] \\ T_{N,t+\Delta t} = \frac{(T_{N-1,t+\Delta t} + \frac{G_N \cdot T_w}{G_{N-1}})}{(1 + G_N/G_{N-1})}, & i = N \end{cases} \quad (7)$$

Pour toute résolution numérique, un problème d'instabilité de calcul peut apparaître. Une condition nécessaire à la convergence de la méthode des différences finies consiste à la prise en compte de la condition de Friedrichs-Lewy (CFL). Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour obtenir une solution stable. Sur la base d'une généralisation classique du schéma de Crank-Nicolson, la condition de stabilité devient alors :

$$0 \leq \alpha \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \quad (8)$$

Dans le code de calcul, la condition de stabilité est appliquée aux tranches de gaz frais ainsi qu'à celles des gaz brûlés.

3.3. Modèle balistique des pertes thermiques pariétales

Le modèle des pertes thermiques pariétales considéré dans cette étude est basé principalement sur la notion de fonction de distribution et sur l'équation de Boltzmann [4]. Il décrit les transferts thermiques dans les gaz dilués aux courtes échelles de longueur et de temps. Pour les systèmes hors équilibre thermodynamique local, le flux convectif en régime balistique entre deux parois séparées par une distance inférieure ou égale au libre parcours moyen (lpm) est décrit selon l'équation suivante :

$$Q_{conv} = h * \Delta T, \quad h = \frac{nT_w(2k_b)^{3/2}}{2\sqrt{\pi m T_w}} \quad (9)$$

Avec n la densité du gaz en proche paroi (exprimé en m^{-3}), k_b la constante de Boltzmann et m la masse d'une molécule de gaz frais (kg). Dans notre étude, il s'agit de considérer une paroi fictive dans les gaz frais séparée par une distance égale ou inférieure au libre parcours moyen

de la paroi afin d'assurer le régime raréfié. Il s'agit donc d'un flux convectif entre la paroi de la chambre et les molécules de gaz frais présents dans la dernière couche de gaz frais prédéfinie précédemment (voir figure 1).

3.4. Transfert radiatif à la paroi

Le rayonnement des gaz brûlés pour des mélanges riches est modélisé d'une manière simple basée sur la loi de Stefan en considérant les gaz brûlés comme un corps gris de température uniforme T_{gb} et d'émissivité ε . Seuls les rayonnements de CO_2 et de H_2O sont pris en compte. Pour une position donnée du front de flamme r tel que $r < R$ (rayon de la chambre), le flux surfacique radiatif reçu par la paroi d'absorptivité α est calculé comme suit :

$$Q_{wray}(r) = \frac{4\pi r^2}{4\pi R^2} \alpha * \varepsilon * \sigma * (T_{gb}^4 - T_w^4) \quad (10)$$

3.5. Distance de coincement

La fin de la combustion est caractérisée par le coincement de la flamme. La distance de coincement est alors choisie comme critère d'arrêt de cette phase. La formulation établie par Westbrook et al. [5] est alors adoptée de par sa validité à des hautes pressions (1- 40 atm) :

$$Pe_{gb} = \frac{\delta_q}{\lambda_{gb}/\rho_{gf} S_l c_{p_{gb}}} = 3.5P^{-0.06} \quad (11)$$

Avec Pe_{gb} le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés.

4. Résultats numériques

4.1. Données expérimentales de référence

Les données expérimentales sont fournies par Boust [6]; les expériences ont été réalisées dans une enceinte sphérique à volume constant. Ce choix a été retenu car cette géométrie représente les conditions locales du moteur où le volume reste quasi constant. Pour les expériences, seuls la pression et le flux de chaleur ont été mesurés. L'évolution temporelle de la pression est enregistrée avec un transducteur piézoélectrique (Kistler 601A) qui est monté affleurant à la paroi. Concernant la mesure locale de flux thermique, un capteur à thermocouple de surface (CFTM, société CRMT) monté affleurant en paroi de la chambre est utilisé. Ce capteur est muni de deux thermocouples Fe/constantan de type J, l'un en surface, l'autre en profondeur.

4.2. Validation du modèle balistique des pertes thermiques pariétales

Les simulations numériques sont faites pour les mêmes conditions expérimentales pour un mélange méthane-air stœchiométrique de pression initiale $P_0 = 0,4MPa$ et de température initiale égale à $T_0 = 300K$ dans une chambre ($\varnothing 82mm$) en acier inoxydable. Les variations temporelles du flux thermique pariétal et de la pression sont présentées dans la figure 2.

Le flux simulé indique deux phases majeures de transfert thermique : pour $t < t_{pic} = 47,55$ ms, le flux simulé est faible et ne dépasse pas $0,4MW/m^2$. Cet apport est négligeable devant le flux thermique simulé au moment du coincement de la flamme dont la valeur simulée atteint $2,2 MW/m^2$ comparativement à la valeur expérimentale qui est égale à $2,26MW/m^2$ (erreur relative=2,6%). La combustion s'arrête selon le critère de coincement basé sur le nombre de Peclet (cf. §3.5) avec une distance de coincement simulée égale à $95\mu m$. L'apparition d'un pic brutal au moment du coincement est expliquée par le fait que toute la chaleur de combustion destinée à la zone de préchauffage passe brutalement à la paroi par conduction à travers les gaz

frais. Après l’extinction de la flamme, le flux de chaleur décroît brutalement : c’est le refroidissement. Globalement, les phases de combustion et de refroidissement sont simulées correctement en termes de flux thermique. Cependant, la courbe de la pression simulée ne correspond pas parfaitement à la courbe expérimentale. Concernant la différence observée entre le pic de pression simulé qui est de 3,7 MPa et le pic de pression expérimental qui est de 2,9 MPa (l’écart relatif est estimé à 27%), elle peut être expliquée par les effets de l’expansion thermique dans les gaz frais après la diffusion qui s’accroissent en s’approchant de la paroi. En effet, les températures des tranches des gaz frais ont augmenté suite à la diffusion de la chaleur des gaz brûlés vers la paroi, alors que le fort gradient de température doit, normalement, être présent dans la zone de flamme et que la température des gaz frais augmente sous l’effet de la compression. Cette augmentation de température est suivie par une augmentation de la pression afin de conserver le volume total de la chambre.

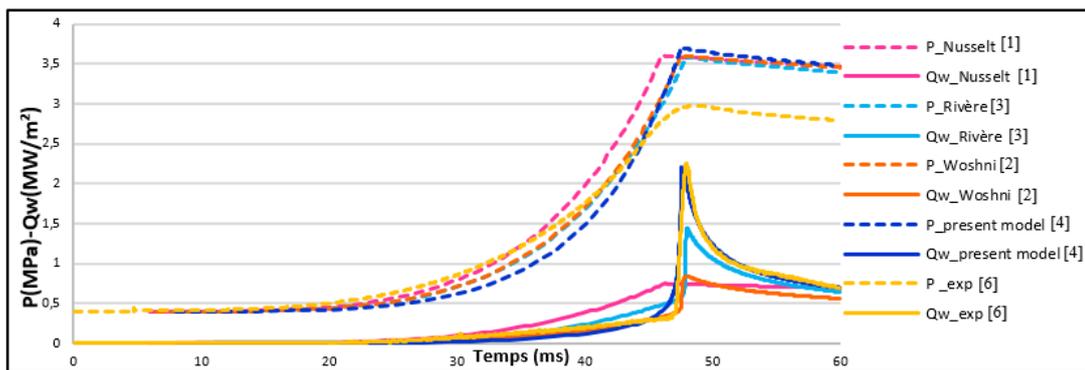


Figure 2 : Pression et flux thermique pariétal- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0.4MPa$, $\varnothing =82mm$

Dans cette étude, d’autres modèles des pertes thermiques pariétales présents dans la littérature ont été implémentés afin de comparer leurs résultats avec les résultats du présent modèle. Les simulations numériques montrent que le pic de flux au moment du coincement n’est reproduit avec satisfaction qu’avec les modèles basés sur l’approche microscopique y compris notre modèle et le modèle de Rivère [3]. Ce dernier rend compte du pic de flux qui apparaît après l’extinction de la flamme. Cependant, ce dernier est inférieur à celui simulé par le modèle balistique qui reste le plus proche du pic expérimental. La reproduction des valeurs expérimentales par le modèle balistique le met en valeur par rapport aux modèles de transfert diffusif ou convectif classiques qui reproduisent moins bien les valeurs expérimentales (surtout en termes de pic de flux de chaleur).

4.3. Comparaison entre la contribution convective et radiative

Durant les phases de combustion et de refroidissement, les différents modes de transfert de chaleur sont présents. Il s’agit de la diffusion thermique dans les gaz brûlés et les gaz frais, de la convection entre les gaz frais et la paroi et du rayonnement entre les gaz brûlés et la paroi. Dans ce travail, les pertes thermiques radiatives et convectives ont été prises en compte dès le début de la combustion : le rayonnement permet d’extraire de la chaleur des gaz brûlés du centre de la chambre tandis que la convection permet de refroidir les gaz frais en proche paroi. A partir des courbes présentées dans la figure 3, nous remarquons que la courbe de flux thermique convectif présente la même allure que l’évolution temporelle du flux thermique pariétal total. Pendant la combustion, les flux radiatifs et convectifs augmentent simultanément jusqu’au moment du coincement. Ensuite, la courbe de flux thermique convectif enregistre un pic brutal qui atteint 1,83 MW/m² ce qui représente environ 80% du flux thermique total suite à l’extinction de la flamme. Cependant, la contribution radiative diminue jusqu’à atteindre 20%

du flux thermique total au moment du coincement. Pendant la période de refroidissement, la convection reste supérieure au rayonnement jusqu'à la fin de la phase de refroidissement où la convection et le rayonnement restent respectivement égaux à 55% et 45%.

Au début de la phase de combustion, la contribution radiative des gaz brûlés prédomine sur la convection à travers les gaz frais. Les faibles valeurs de flux thermique pariétal total enregistrées sont dues, d'une part, à la faible émissivité des gaz brûlés maintenus à hautes températures et à basse pression [6] et d'autre part, à la faible diffusion de la chaleur vers la paroi au début de la combustion.

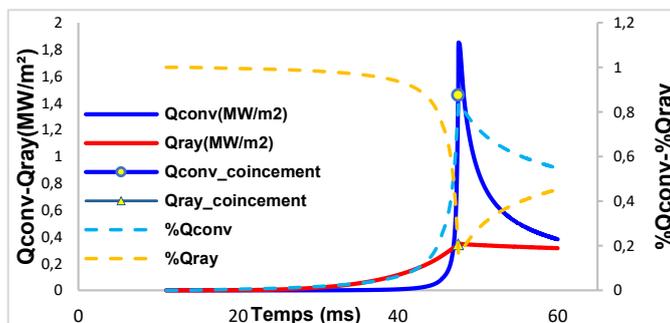


Figure 3 : comparaison entre la contribution radiative et convective dans les pertes thermiques pariétales- CH₄-air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

Ces résultats mettent en évidence l'importance des pertes thermiques convectives dans la combustion prémélangée en régime laminaire et peuvent, ainsi, être extrapolés à la combustion en régime turbulent (cas des moteurs à allumage commandé) où l'advection des gaz brûlés sur la paroi accentue le flux diffusé surtout en présence d'aérodynamique intense.

4.4. Profil de température des gaz

La figure 4 montre l'évolution spatio-temporelle de la température pour des positions radiales différentes allant de 0,1 mm à 1,7 mm de la paroi en fonction du temps relatif au temps de coincement ($\Delta t=0$ correspond au temps de coincement). Le but de cette étude est de comparer les résultats simulés aux résultats expérimentaux établis par Mann *et al.* [7] dans un injecteur assurant une propagation instationnaire d'une flamme de prémélange stœchiométrique méthane- contre une paroi froide maintenue à 300 K. Les mesures de la température sont fournies selon la direction axiale centrée de l'injecteur assurant une configuration de coincement frontal.

Les résultats montrent que l'évolution spatio-temporelle des températures simulées dans la chambre semble avoir la même allure que les températures mesurées. Ces positions sont maintenues à des distances supérieures à la distance de coincement simulée (0,094 mm) ce qui fait que toutes les températures simulées correspondent aux tranches de gaz brûlés au moment du coincement. Après le moment de coincement, les températures de toutes les positions diminuent rapidement à l'exception des positions les plus distantes de la paroi. Cependant, l'écart de température des gaz frais simulé est supérieur à 500 K contre 300 K mesuré. Il est de 2600 K contre 2000 K mesuré pour les gaz brûlés. Cette différence est due au fait que les simulations tiennent compte des effets de l'expansion thermique après la diffusion qui s'accroissent en s'approchant de la paroi alors que le fort gradient de température doit, normalement, être présent dans la zone de flamme (cf. §4.2). Concernant les courbes expérimentales, le moment de coincement est déterminé par le pic de la température au point le plus proche de la paroi qui coïncide à la diminution des fluctuations de température. Pour une position loin de la paroi ($r = 1,7$ mm), la flamme et sa zone de post oxydation ne sont pas perturbées et la température reste élevée durant tout le coincement [7]. Ces résultats sont

identiques aux résultats simulés ($r = 1,7$ mm et $r = 0,9$ mm) où les températures restent élevées et ne diminuent pas rapidement après le coincement.

En s'approchant de la paroi, les expériences montrent que les pics de la température diminuent par un facteur de 2 entre $r = 1,7$ mm et $r = 0,1$ mm. Cette diminution n'apparaît pas dans les courbes simulées qui gardent le même ordre de grandeur de température avant le coincement et diminuent après le coincement avec l'apparition de quelques oscillations probablement dues à un problème numérique. Il reste à noter que dans les simulations, les effets de diffusion de masse ont été négligés entre les tranches alors qu'ils s'accroissent lorsque les tranches voisines ont des compositions différentes ; par exemple, entre les tranches qui ont brûlé et les tranches de gaz frais après le coincement. Ce phénomène doit être alors pris en compte dans les simulations vu l'importance qu'il représente.

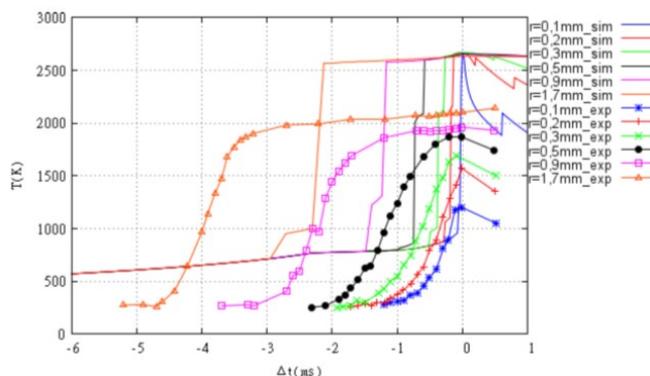


Figure 4 : Comparaison des températures simulées à des positions différentes par rapport aux valeurs expérimentales [7]

5. Conclusion

Ce travail considère la diffusion thermique instationnaire dans les tranches de gaz frais et applique un modèle de pertes convectives basé sur la théorie cinétique des gaz. La résolution instationnaire de l'équation de chaleur dans toute la chambre reproduit assez bien le phénomène d'interaction flamme-paroi et met en évidence des résultats proches des mesures expérimentales. Ce code nécessite cependant une bonne discrétisation spatio-temporelle pour assurer une bonne convergence numérique.

Références

- [1] Nusselt W., "Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine", V.D.I. Forschungsheft 264, 1923.
- [2] Woschni G., "A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine", SAE Technical Paper 670931, 1967.
- [3] Rivère J.P., Mechkor M., Modeling of the parietal heat exchanges in a combustion chamber, rapport RENAULT, 2005.
- [4] Carminati R., Transport en milieux dilués, ch 2 dans Micro et nanothermique, édité par S. Volz, Editions du CNRS, (Paris, France), 2007.
- [5] Westbrook C. K., Adamczyk A.A., Lavoie G.A., « A numerical study of laminar flame wall quenching », Combustion and Flame (40) 81-99, 1981.
- [6] Boust B., Etude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire. Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2006.
- [7] Mann M., Jainski C., Euler M., Böhm B., Dreizler A., « Transient flame-wall interactions: Experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentration measurements », Combustion and Flame, 161, 2371–2386, 2014.

Simulation aux grandes échelles de la combustion diluée dans un four de 30 kW

Large Eddy Simulation of MILD combustion in a 30 kW furnace

Marie CORDIER^{1*}, Alessio PAPPA¹, Pierre BÉNARD², Paul LYBAERT¹, Véronique FELDHEIM¹, Laurent BRICTEUX¹

¹ Université de Mons, Faculté Polytechnique, Département Mécanique
56, rue de l'Épargne – B7000 Mons, Belgique.

² Université de Normandie, INSA Rouen, UNIROUEN, CNRS, CORIA
Avenue de l'Université – 76801 Saint-Étienne-du-Rouvray.

*(auteur correspondant : marie.cordier@umons.ac.be)

Résumé - La combustion diluée est un régime de combustion qui permet de réduire significativement les émissions d'oxydes d'azote et est donc de plus en plus utilisée dans les fours industriels et systèmes thermiques fonctionnant avec de l'air préchauffé. Ce mode de combustion pose cependant des problèmes de simulation particuliers liés à la modélisation de l'interaction chimie-turbulence. L'objectif de ce travail est d'utiliser la simulation aux grandes échelles et de valider cette approche à l'aide de résultats expérimentaux obtenus sur un four de laboratoire de 30 kW.

Mots-clés : Combustion diluée ; Combustion sans flamme ; Simulation aux grandes échelles ; Fours industriels ; Interaction chimie-turbulence.

Abstract - The diluted combustion, also called MILD combustion, is a combustion mode that allows to reduce the nitrogen oxides emissions significantly and is thus more and more used in industrial furnaces and in thermal devices operating using preheated air. However, this combustion mode leads to specific numerical problems linked to the modeling of the turbulence-chemistry interaction. This work aims to perform Large Eddy Simulation and to assess this approach using experimental data taken on a 30kW lab-scale furnace.

Keywords: MILD combustion; Flameless combustion; Large Eddy Simulation; Industrial furnaces; Turbulence-chemistry interaction.

Nomenclature

a	taux d'étirement, s^{-1}	Y	fraction massique
Da	nombre de Damköhler	Z	fraction de mélange
q	débit massique, kg/s	<i>Symboles grecs</i>	
Re	nombre de Reynolds	Δ	taille caractéristique des mailles, m
T	température, K	ν	viscosité cinématique, m^2/s
U	vitesse, m/s		

1. Introduction

La combustion diluée, aussi appelée combustion MILD (Moderate or Intense Low-oxygen Dilution) ou combustion sans flamme, apparaît en effectuant une importante recirculation des fumées [1, 2]. Les réactifs sont ainsi dilués avec les produits de combustion, ce qui conduit à des concentrations locales en réactifs et par conséquent, à des dégagements de chaleurs locaux plus faibles qu'en combustion classique. La température est plus uniforme dans la chambre de combustion et la production de NO_x thermique est largement réduite.

La simulation numérique de combustion turbulente dans des chambres de combustion est très complexe car elle fait intervenir plusieurs phénomènes : turbulence, chimie et rayonnement. De plus, les réactions en combustion diluée sont lentes, menant à des temps caractéristiques pour le mélange t_{mix} et pour la chimie t_{ch} du même ordre de grandeur $Da = t_{\text{mix}}/t_{\text{ch}} \approx 1$, où Da est le nombre de Damköhler. Un Da proche de l'unité, comme c'est le cas en combustion diluée, signifie que la turbulence a une forte influence sur la chimie et réciproquement. On parle d'interaction chimie-turbulence (TCI - Turbulence-Chemistry Interaction). Jusqu'à présent, la finesse des maillages utilisés ne permet pas de résoudre directement ces phénomènes. Des modèles sont donc généralement utilisés pour compenser la partie non résolue de l'écoulement, de la combustion et du rayonnement. En ce qui concerne l'écoulement, plusieurs niveaux de modélisation de la turbulence existent. La modélisation RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) ne tient pas compte du caractère instationnaire de l'écoulement et modélise l'effet de toutes les échelles de turbulence. Entre la simulation directe des équations de Navier-Stokes (DNS) et la modélisation RANS, il existe un intermédiaire qui est la simulation aux grandes échelles (LES – Large Eddy Simulation). En LES, le maillage permet de résoudre les plus grandes échelles de la turbulence et un modèle de sous-maille modélise l'effet des petites échelles.

La littérature montre que, jusqu'à présent, la modélisation RANS a principalement été utilisée pour la simulation numérique de fours industriels [3, 4, 5, 6]. Elle a permis de mieux comprendre le fonctionnement de la combustion diluée mais présente certaines limitations quant à la prédiction de la forme et de la localisation de la zone réactionnelle ainsi qu'à l'obtention de niveaux de température corrects [3]. De plus, la nécessité d'utiliser un modèle d'interaction chimie-turbulence (modèle TCI), tels que les modèles "Eddy Dissipation Concept" [7] ou "Partially Stirred Reactor" [8], a largement été prouvée dans le cadre des simulations RANS [9, 10, 11]. Ces modèles font intervenir des coefficients, menant à des incertitudes de modélisation. Par ailleurs, l'augmentation constante des ressources de calcul a permis le développement de l'utilisation de la LES. Cependant, la plupart des études LES en combustion diluée ont été réalisées sur des cas académiques, tels que les "Jet-in-hot-Coflow" [12, 13, 14]. Pour cette raison, nous proposons, dans cette étude, de passer d'une modélisation RANS à une approche LES pour la simulation d'une configuration plus réaliste, où la dilution des réactifs est réalisée par une recirculation interne des fumées, et d'étudier l'amélioration des résultats numériques. Cet article présente, dès lors, la méthodologie, les paramètres de la simulation LES et une comparaison avec les mesures expérimentales et des résultats RANS.

2. Méthodologie

2.1. Description du four

Le four étudié a une puissance nominale de 30kW et a été conçu pour pouvoir fonctionner en conditions diluées. Bien qu'il s'agisse d'un four de laboratoire, cette configuration permet de contrôler les conditions opératoires du système (présence d'une charge, et préchauffage de l'air) et d'observer une importante recirculation interne des fumées, de la même manière que pour les fours industriels fonctionnant en combustion diluée. La chambre de combustion a une hauteur d'un mètre et une base à section carrée (0.35^2 m^2). Le brûleur est constitué de trois injections : une injection d'air, placée au centre de la base, et deux injections de combustible, situées dans un même plan de part et d'autre de l'injection d'air (Figure 1). Les injections de combustible sont inclinées d'un angle de 11° vers le jet d'air. L'air est préchauffé électriquement. La charge de ce four de laboratoire est matérialisée par quatre tubes en acier dans lesquels circule de l'eau et dont l'immersion dans le four est ajustable (0 à 0.9 m). Les fumées sont évacuées au travers

de 12 trous placés à une hauteur de 0.9 m sur les parois latérales. Les conditions opératoires que nous avons choisi de simuler dans cette étude correspondent à une campagne de mesures réalisées par Lupant [3], en utilisant du gaz naturel comme combustible et avec un excès d'air $E = 10\%$ (Tableau 1). Les cartes de température ont été mesurées grâce à un pyromètre à aspiration et les cartes d'espèces grâce à une sonde d'analyse refroidie.

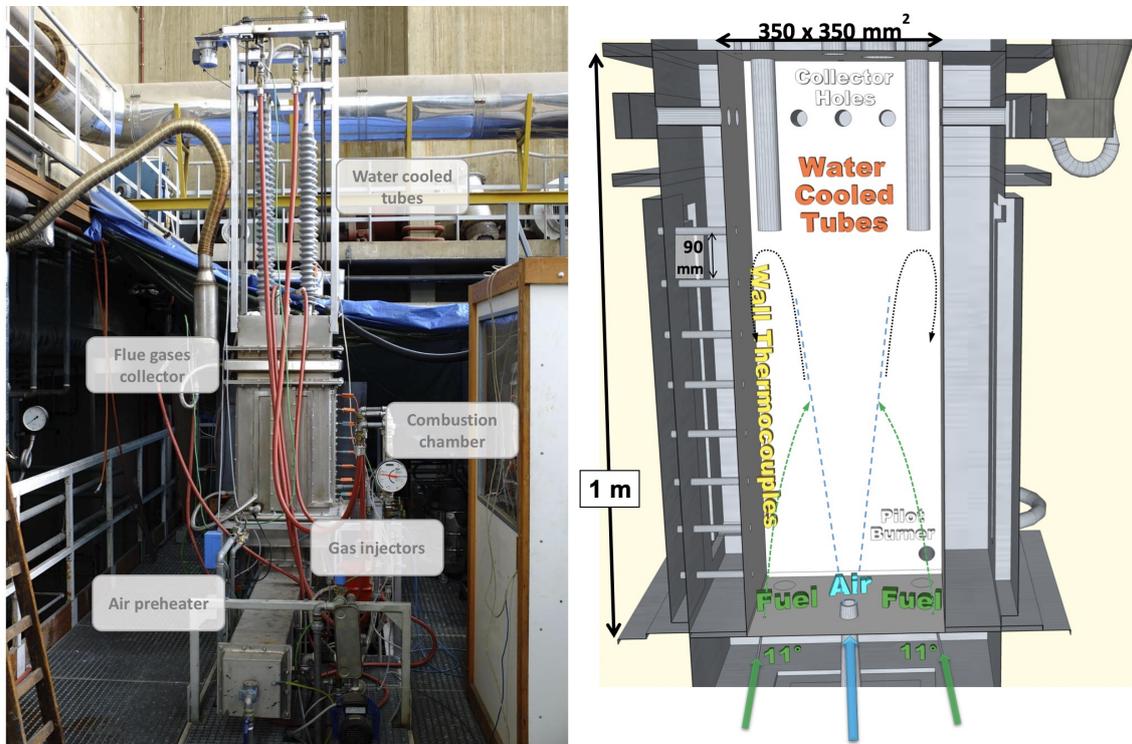


Figure 1 : Photo et schéma illustrant le four étudié [3].

	Débit	Vitesse	Température	Diamètre	Nombre de Reynolds
	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	K	m	/
Air	34.6	78.16	1073	0.0248	14700
Combustible	3.13	77.90	296	0.0028	14050

Tableau 1 : Conditions opératoires étudiées, conditions d'entrée [3].

2.2. Choix du schéma réactionnel

Comme mentionné dans l'introduction, la cinétique chimique, et donc l'interaction chimie-turbulence, ne peuvent pas être négligées en simulation de combustion diluée. Dans cette étude, on fait l'hypothèse que le maillage LES utilisé est suffisamment fin pour résoudre directement cette interaction et la cinétique chimique est prise en compte en appliquant le modèle "Finite Rate Chemistry" (FRC) combiné à un mécanisme réactionnel détaillé.

Afin de choisir correctement le schéma cinétique à utiliser pour la simulation LES, une comparaison de différents mécanismes détaillés et réduits a été réalisée, en simulant une flamme de diffusion 1D contre-courant avec l'outil Cantera [15]. Les conditions aux limites de température et concentrations sont celles du four étudié (voir Tableau 1) et l'étirement a a été choisi en accord avec les résultats LES : $a = \max\left(\frac{\Delta u_z}{\Delta z}\right) = 200 \text{ s}^{-1}$. La Figure 2 représente l'évolution de

la température et de la fraction massique des réactifs en fonction de la fraction de mélange Z . Cette dernière est la fraction massique locale de combustible et est calculée dans cette étude par la formule de Bilger [16]. Le mécanisme DRM22 [17] a été choisi pour cette étude car il permet d'obtenir les mêmes résultats que le GRI3.0, considéré ici comme référence, à coût réduit.

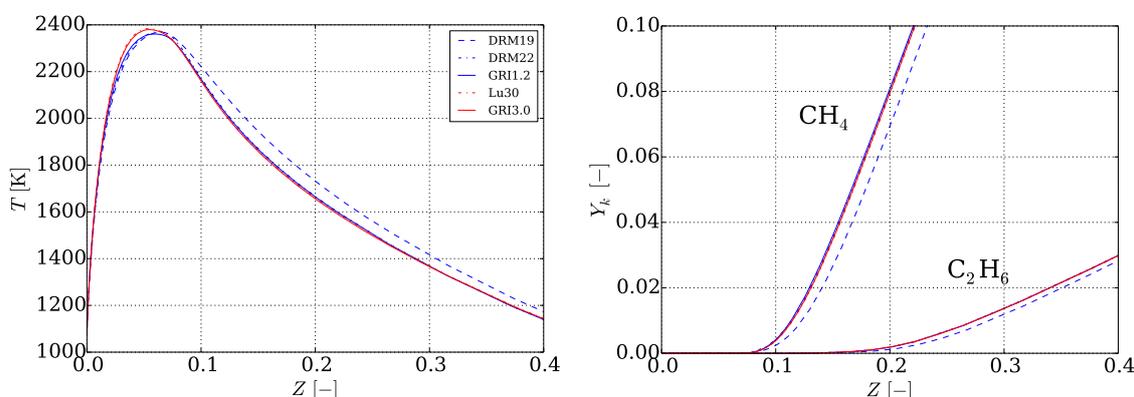


Figure 2 : Température et fraction massique des réactifs en fonction de la fraction de mélange Z pour l'étude d'une flamme 1D contre-courant.

2.3. Paramètres de la simulation

Le domaine de calcul est constitué du volume fluide à l'intérieur de la chambre de combustion et des injecteurs, duquel le volume des tubes refroidis est soustrait (longueur de 0.5 m pour les conditions considérées). Pour éviter des problèmes numériques de refoulement à la sortie, des tubes de sortie sont ajoutés sur une distance correspondant à 10 diamètres de l'orifice de sortie. Ce cas d'étude présente des échelles spatiales très différentes (diamètre des injections de combustible - hauteur de la chambre), ce qui nécessite l'utilisation d'un maillage tétraédrique. Dans ce maillage, des zones de raffinement sont présentes dans les injections et dans la continuité de celles-ci. Finalement, le maillage utilisé comporte 42 millions de cellules et la taille de maille caractéristique Δ dans les zones de raffinement est telle que le Reynolds de maille $Re_{\Delta} = U\Delta/\nu \approx 400$.

Pour les conditions aux limites, les débits expérimentaux $q_{\text{combustible}} = 0.00068 \text{ kg/s}$ et $q_{\text{air}} = 0.0124 \text{ kg/s}$ sont imposés. La turbulence aux entrées est générée grâce à des boîtes de turbulence homogène isotrope. Pour les transferts de chaleur, les températures du combustible et de l'air sont celles du Tableau 1. Les parois des injecteurs sont considérées adiabatiques. Les températures des parois latérales (1173 K) et des tubes refroidis (336 K), relevées expérimentalement, sont imposées. Des lois de paroi logarithmique sont appliquées sur toutes les parois du domaine car la résolution proche paroi n'est pas suffisante pour capturer correctement les profils de vitesse et de température à la paroi.

La simulation LES est réalisée avec le solveur dédié aux écoulements à densité variable et à faible nombre de Mach du code YALES2 [18]. La méthodologie développée consiste à appliquer le modèle de Smagorinsky dynamique comme modèle de sous-maille, une approche "Finite Rate Chemistry" combinée au mécanisme réactionnel DRM22, et le modèle de rayonnement de YALES2. Celui-ci combine une méthode aux ordonnées discrètes à un modèle global (SNB full-spectrum correlated-k) pour l'évaluation des propriétés radiatives. Dans cette étude, 24 directions et 7 quadratures spectrales sont considérées. La température et l'émissivité sont estimées pour chaque limite du domaine. De plus, le rayonnement est calculé une fois tous les 50 pas de temps pour limiter le coût calcul significatif lié au rayonnement.

3. Résultats

Le temps convectif, défini comme le temps nécessaire à l'air pour traverser la chambre à sa vitesse d'injection, $t_f = L/U_{air}$, est ici égal à 0.0125 s. Avec les paramètres numériques choisis et en utilisant 576 CPUs, un temps convectif nécessite 18800 heures CPU. Les statistiques présentées ont été réalisées sur environ $5 t_f$.

L'écoulement dans la chambre peut être visualisé à la Figure 3. Celui-ci peut être caractérisé grâce à plusieurs éléments : l'ouverture et la décroissance de vitesse du jet d'air, la trajectoire du combustible et les zones de recirculation.

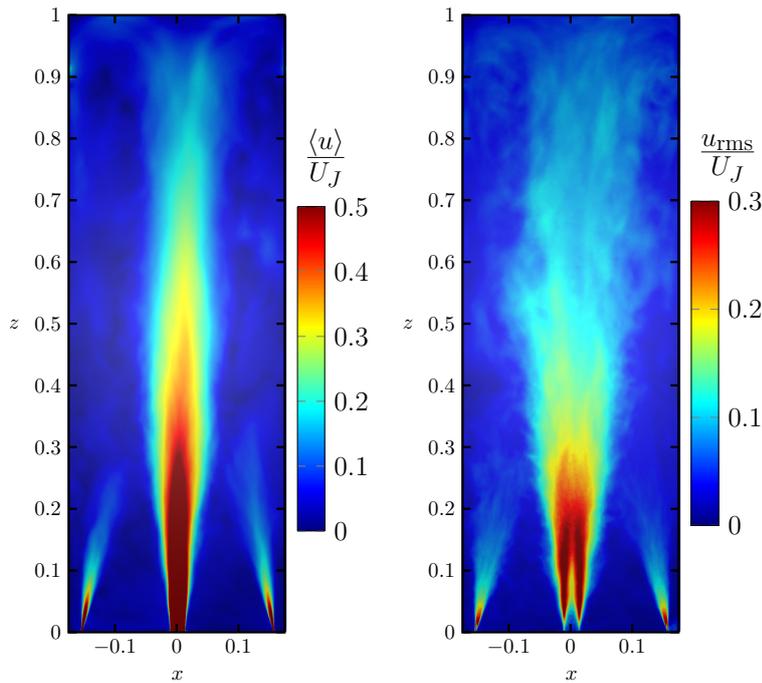


Figure 3 : Moyennes temporelles des vitesses et des fluctuations de vitesse dans le plan des injections de combustible (x,z).

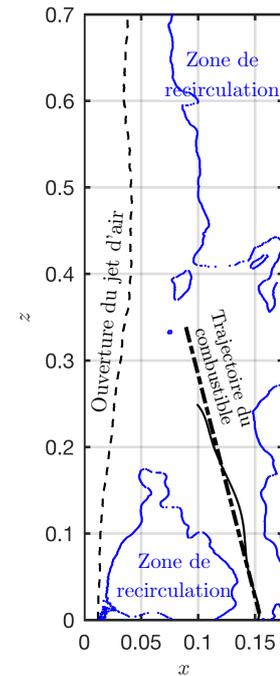


Figure 4 : Topologie de l'écoulement moyen.

Dans la théorie du jet libre [19], l'évolution de l'ouverture d'un jet S est linéaire et S est définie par :

$$r_{1/2}(z) = S(z - z_0), \quad (1)$$

où $r_{1/2}$ est la distance radiale pour laquelle la vitesse est égale à la moitié de la vitesse au centre du jet et z_0 est une origine virtuelle. La décroissance de vitesse axiale d'un jet libre est également linéaire et le coefficient de décroissance B peut être calculé comme suit :

$$\frac{U_0(z)}{U_J} = B \frac{D}{(z - z_0)}, \quad (2)$$

où $U_0(z)$ est la vitesse sur l'axe du jet et U_J est la vitesse à la sortie de l'injection. Dans notre cas d'étude, $S = 0.09$ et $B = 6.2$ sont proches des valeurs pour un jet libre, jusqu'à $z \approx 0.4$ m (trait pointillé fin sur la Figure 4). Au-delà, les parois et la zone de recirculation commencent à avoir une influence sur l'ouverture du jet d'air et, par conséquent, sur la vitesse de celui-ci. La trajectoire du jet de combustible est donnée par la position de la vitesse maximum dans la zone du combustible (ligne continue noire sur la Figure 4). En accord avec les observations expérimentales, les jets de combustible sont légèrement déviés. Il y a, en effet, un entrainement du jet d'air, dont la vitesse diminue moins rapidement que celle du combustible. Deux zones de

recirculation sont observées dans la chambre en utilisant les iso-lignes $\langle U_z \rangle = 0$ (en bleu sur la Figure 4) : une le long des parois latérales, due à la présence de la paroi supérieure et une autre entre les jets, près du brûleur.

En ce qui concerne l'analyse de la flamme, le champ de température a tout d'abord été comparé aux mesures expérimentales et à des résultats RANS utilisant différents modèles TCI : EDC, Eddy Dissipation/Finite Rate (EDFR) avec un coefficient $A = 4$ standard et un coefficient ajusté $A = 0.6$. Le niveau de température dans le four est du même ordre de grandeur que pour les données expérimentales (Figure 5). Le champ de température et la forme de la zone réactionnelle sont mieux prédits qu'en RANS, et ce même pour la RANS fournissant la meilleur prédiction (EDFR $A = 0.6$). Deux profils de températures sont également représentés en Figure 6 : un profil le long de l'axe du jet d'air, et l'autre à une distance $z/D \approx 24$ ($z = 0.59$ m) du brûleur, correspondant à la position du pic de température. Sur l'axe, la modélisation LES prédit mieux les températures dans la zone réactionnelle (à partir de $z/D \approx 14$) qu'en RANS, et ce quelque soit le modèle de TCI considéré. La sous-estimation de la température proche de l'injection peut s'expliquer par une vitesse axiale du jet d'air constante sur une trop longue distance, avec la résolution du maillage utilisé. Les trois profils de température obtenus en RANS mettent en évidence les incertitudes de modélisation mentionnées dans l'introduction. Sur le profil transversal $z/D \approx 24$, les températures sont correctement prédites au centre du four mais sont surestimées près des parois. La prédiction LES reste néanmoins plus fidèle à l'expérimental que le profil RANS le mieux prédit.

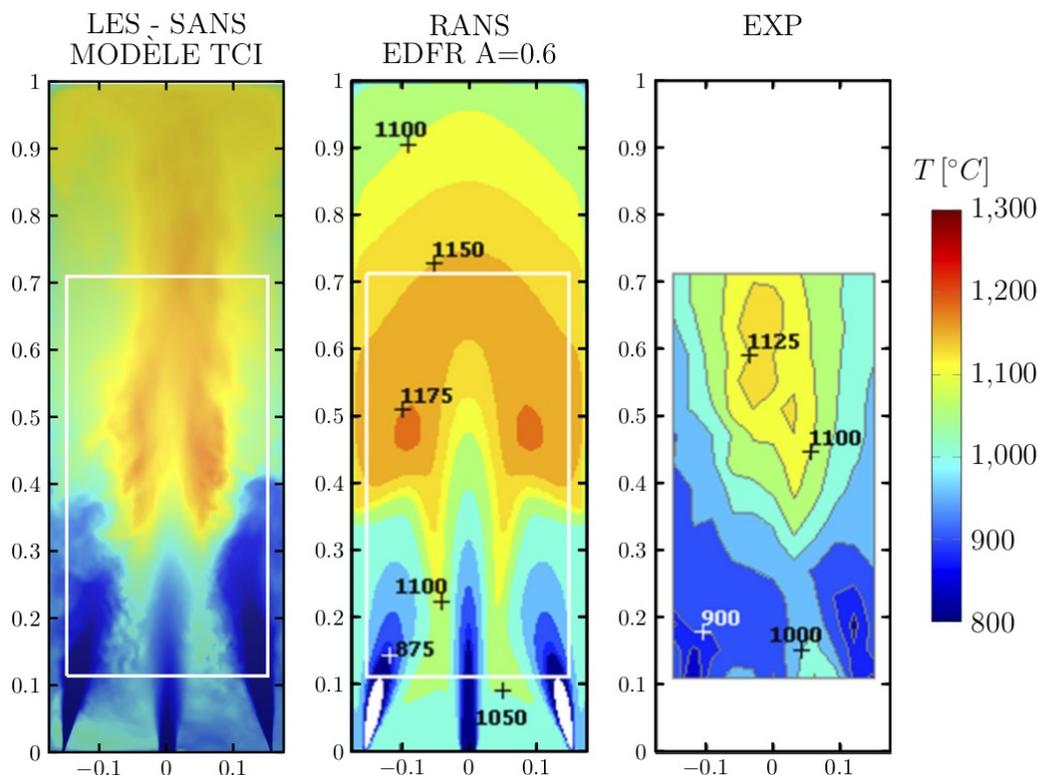


Figure 5 : Comparaison des champs de température dans le plan (x,z) obtenus avec la simulation LES, une simulation RANS et les mesures expérimentales.

L'analyse du maximum de la fraction massique CH_4 pour chaque profil transversal dans le plan (x,z) permet de vérifier la manière dont est consommé le combustible. La Figure 7 montre que la fraction massique maximale de CH_4 diminue rapidement après les injections, atteignant moins de 8% en $z/D = 10$. Après $z/D \approx 25$, le combustible est totalement consommé, signi-

fiant que la combustion est complète. La consommation du CH_4 est néanmoins plus rapide avec les résultats LES qu'expérimentalement. De la même manière, la fraction massique maximale de CO permet de localiser la zone de réaction. En accord avec la précédente observation, le maximum de CO est correctement estimé autour de 3000 ppm mais la zone de réaction prédite en LES est trop proche du brûleur. Ce décalage est dû à une sous-estimation du mélange des fumées avec l'oxygène de l'air, menant à des concentrations en oxygène trop élevées, en comparaison avec les mesures expérimentales.

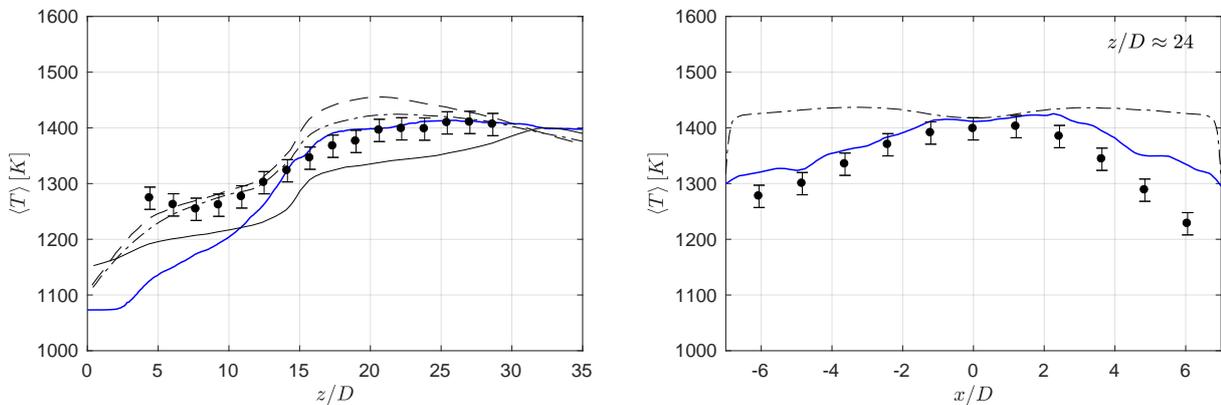


Figure 6 : Profils de température dans l'axe du jet (gauche) et en $z/D \approx 24$ dans le plan (x,z) (droite). Comparaison entre les résultats LES (trait continu bleu), les résultats RANS (EDC : trait continu noir; EDCR A=4 : tirets noirs, EDCR A=0.6 : trait pointillé noir) et les mesures expérimentales (points).

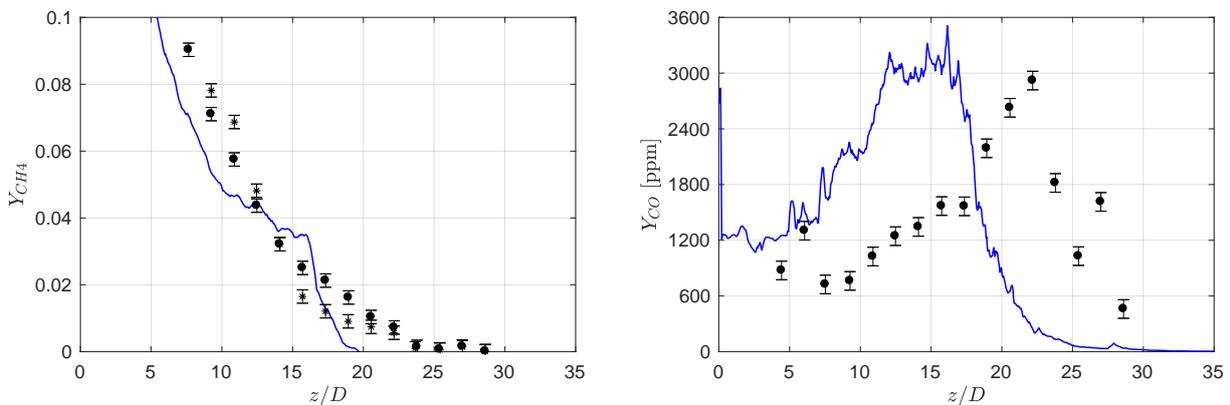


Figure 7 : Maximum de CH_4 et CO pour chaque profil transversal. Comparaison entre les résultats LES (trait continu bleu) et les mesures expérimentales (* pour $x > 0$ and • pour $x < 0$).

4. Conclusion

La LES réalisée dans cette étude, sur un four de 30kW, fournit des résultats en accord avec les données expérimentales. Cependant, les concentrations en oxygène au point de confluence sont trop élevées. Ceci est peut-être dû à une durée trop courte de simulation, ne permettant pas un calcul correct de la zone de recirculation et sous-estimant ainsi la dilution des fumées dans l'air. Il en résulte que la zone réactionnelle est trop proche du brûleur par rapport aux mesures expérimentales. Les champs initiaux de la simulation présentée ont été obtenus par interpolation des résultats d'une simulation LES utilisant un maillage de 5.3 millions d'éléments. Une perspective serait donc de réaliser une simulation préliminaire avec encore moins d'éléments de calcul, permettant de pouvoir renouveler une ou plusieurs fois le volume de la chambre et d'assurer un écoulement initial, zones de recirculation comprises, stabilisé.

Références

- [1] J. A. Wüning, J. G. Wüning, Flameless oxidation to reduce thermal NO-formation, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 23 (1997) 81-94.
- [2] A. Cavaliere, M. Joannon, Mild Combustion, *Prog. Energ. Combust.*, 30 (2004) 329-366.
- [3] D. Lupant, Caractérisation expérimentale détaillée et modélisation numérique de la combustion diluée du gaz naturel sur une installation de laboratoire de 30 kW, Thèse de l'Université de Mons, 2011.
- [4] A. Parente, C. Galletti, L. Tognotti. Effect of the combustion model and kinetic mechanism on the mild combustion in an industrial burner fed with hydrogen enriched fuels, *International Journal of Hydrogen Energy*, 33 (2008) 7553-7564.
- [5] M. Ferrarotti, D. Lupant, A. Parente. Analysis of a 20 kW flameless furnace fired with natural gas, *Energy Procedia*, 120 (2017) 104-111.
- [6] G. Sorrentino, U. Göktolga, M. de Joannon, J. van Oijen, A. Cavaliere, P. de Goey. An experimental and numerical study of mild combustion in a cyclonic burner, *Energy Procedia*, 120 (2017) 649-656.
- [7] I.R. Gran, B.F. Magnussen, A Numerical Study of a Bluff-Body Stabilized Diffusion Flame. Part 2. Influence of Combustion Modeling and Finite-Rate Chemistry, *Combust. Sci. Technol.*, 119 (1996) 191-217.
- [8] J. Chomiak, A. Karlsson, Flame Liftoff in Diesel Sprays, *Proc. Combust. Inst.*, 26 (1996) 2557-2564.
- [9] F.C. Christo, B.B. Dally, Modeling turbulent reacting jets issuing into a hot and diluted coflow, *Combust. Flame.*, 142 (2005) 117-129.
- [10] A. De, E. Oldenhof, P. Sathiah, D.J.E.M. Roekaerts, Numerical Simulation of Delft-Jet-in-Hot-Coflow (DJHC) Flames Using the Eddy Dissipation Concept Model for Turbulence-Chemistry Interaction, *Flow Turbul. Combust.*, 87 (2011) 537-567.
- [11] Z. Li, M. Ferrarotti, A. Cuoci, A. Parente, Finite-rate chemistry modelling of non-conventional combustion regimes using a Partially-Stirred Reactor closure : Combustion model formulation and implementation details, *Appl. Energy.*, 225 (2018) 637-655.
- [12] M. Ihme, Y.C. See, LES flamelet modeling of a three-stream MILD combustor : Analysis of flame sensitivity to scalar inflow condition, *Proc. Combust. Inst.*, 33 (2011) 1309-1317.
- [13] R.M. Kulkarni, W. Polifke, LES of Delft-Jet-In-Hot-Coflow (DJHC) with tabulated chemistry and stochastic fields combustion model, *Fuel. Process. Technol.*, 107 (2013) 138-146.
- [14] J.W. Labahn, C.B. Devaud, Large Eddy Simulations (LES) including Conditional Source-term Estimation (CSE) applied to two Delft-Jet-in-Hot-Coflow (DJHC) flame, *Combust. Flame.*, 164 (2016) 68-84.
- [15] D.G. Goodwin, H.K. Moffat, R.L. Speth, Cantera : An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes, *Journal of Thermodynamics* (2015).
- [16] R. W. Bilger, The structure of turbulent nonpremixed flames, *In Symposium (International) on Combustion* 22 (1989) 475-488.
- [17] A. Kazakov, M. Frenklach, Reduced Reaction Sets based on GRI-Mech 1.2.
- [18] V. Moureau, P. Domingo, L. Vervisch, Design of a massively parallel CFD code for complex geometries, *Comptes Rendus Mécanique*, 339 (2-3) (2011) 141-148.
- [19] S.B. Pope, Turbulent flows, Cornell University, Cambridge University Press (2000).

Remerciements

Les auteurs remercient G. Lartigue et V. Moureau du Coria pour l'accès au code YALES2. Les ressources de calcul ont été fournies par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif en fédération Wallonie Bruxelles (CECI), financé par le Fond de la Recherche Scientifique de Belgique (FRS-FNRS) et la Région Wallonne.

Troisième partie

Annexes

Liste des auteurs

A

A. Elsayed, Ahmed	585
Abahri, Kamilia	457
Abboudi, Saïd	21, 407, 481, 489
Abdou Tankari, Mahamadou	357
Abid, Chérifa	63
Achchaq, Fouzia	255, 317
Adelard, Laetitia	383
Admassu, Bimrew T.	129
Aghahadi, Mohammad	21, 407
Ait Oumeziane, Yacine	499, 647
Akinlabi, Esther	383
Andre, Phillipe	687
Anjorin, Malahimi	53
Aouali, Abderezak	263
Arnould, Sébastien	765
Arrayet, Fanny	221
Aumeunier, Marie-Hélène	595
Ayel, Vincent	301

B

Bahrani, Seyed Amir	21, 407
Basset, Philippe	585
Bataille, Françoise	425
Batsale, Jean-Christophe	263
Baucour, Philippe	29
Bédécarrats, Jean-Pierre	145
Bégot, Sylvie	129, 161, 417, 647
Belarbi, Rafik	317
Benabdesselam, Azzedine	153
Bénard, Pierre	801
Bendada, Mounia	655
Bendaoud, Issam	533
Benelmir, Riad	203, 711, 775
Benissaad, Smail	63
Benselama, Adel	561
Berrahil, Farid	63
Bertin, Yves	301
Bertossi, Rémi	301, 793
Besnard, Hugues	103
Beysens, Daniel	613
Bigot, Barbara	365

Billaud, Yann	561
Blanco, Stéphane	577
Blet, Nicolas	465
Bolot, Rodolphe	745
Bonnesoeur, Antoine	103
Bouchie, Remi	679
Boudehenn, François	213
Bougeard, Daniel	95
Bou Nader, Wissam	161
Bourouina, Tarik	585
Bouttout, Abdelouaheb	63
Bouvenot, Jean-Baptiste	221, 663
Bouyer, Baptiste	45
Bouzouidja, Ryad	695
Brest, Keryann	71
Bricteux, Laurent	801
Bruneau, Denis	695
Brunet, Philippe	273

C

Caballina, Ophélie	507
Caliot, Cyril	577
Cambon, Camille	533
Castaing-Lasvignottes, Jean	121, 383
Castanet, Guillaume	5, 507
Celzard, Alain	391
Chamagne, Didier	29
Chavez Castillo, Ana Gabriela	457
Chénier, Eric	283
Chevalier, Stephane	263
Chibouti, Dahia	283
Chouder, Ryma	153
Christian, Courtois	375
Cicala, Eugen	745
Collignon, Romain	507
Cordier, Marie	801
Costes, Jean Philippe	647
Costil, Sophie	441
Courtois, Mickaël	239

D

David, Martin	425
---------------	-----

Debray, François	137
Dedriche, Emmanuel	121
Degan, Gérard	53
Dehorter, Aymeric	71
Dejean, Guilhem	247
De Laroche Lambert, Thierry	169, 185, 229
Delaunay, Didier	45
Delmare, Jean-Christophe	29
Descieux, Damien	775
Desevaux, Philippe	449, 499, 647
Djetel, Steve	129, 161
Djossou, Armand	53, 687
Donjat, David	785
Donnot, André	203, 711, 775
Doya, Maxime	623
Dré villon, Jérémie	585
Dubar, Laurent	729
Dumoulin, Jean	603
Duquesne, Marie	255, 317, 757
Dutour, Sebastien	473

E

Elakhdar, Mouna	433, 449
El Alami, Mustapha	87
El Hafi, Mouna	247, 577
El Idi, Mohamed Moussa	357
El Mankibi, Fatima	499, 647
Eschbach, Romain	517
Espanet, Christophe	185, 229
Eymet, Vincent	473

F

Faraji, Hamza	87
Faraji, Mustapha	87
Farges, Olivier	541
Fasquelle, Thomas	639
Feldheim, Véronique	801
Ferry, Angélique	663
Feuillet, Vincent	671, 679
Fierro, Vanessa	391
Fitó, Jaime	137
Fois, Magali	703
Fouillien, Eric	29
Fournier, Richard	577
François, Adrien	671
Francoise, Ulrich	71
Frih, Intissar	721

G

Gaied, Sadok	721
Garcia, Yann	679
Gasnier, Marina	499
Gaspar, Jonathan	595

Gaume, Benjamin	569
Getie, Muluken Z.	129
Giraud, Florine	341
Girault, Manuel	561
Giurgea, Stefan	185, 229
Glantz, Tony	333
Gloriant, Francois	631
Gobin, Dominique	309
Gonnier, Christian	517
Gradeck, Michel	325, 333
Grados, Arnaud	309
Gritli, Souhir	449
Gualous, Hamid	113
Guechi, Mohamed-Rabie	37, 481, 489
Guillou, Paul	383
Guo, Xiaofeng	273

H

Haillet, Didier	145
Hamami, Ameer	317
Hammami, Rania	433
Haquet, Jean-Francois	365
Harribey, Dominique	473
Ha, Thanh-Tung	679
Hendel, Martin	655
Hissel, Daniel	551
Hodencq, Sacha	137
Houngan, Comlan Aristide	53, 687
Houngbeme, Carlos	53
Hu, Zejun	309

I

Ibos, Laurent	671, 679, 703
---------------	---------------

J

Jemeï, Samir	551
Joly, Frédéric	569
Joulian, Karl	793

K

Kadoch, Benjamin	399, 639
Karkri, Mustapha	357
Kasraoui, Taissir	793
Khan, Muhammad Shoaib Ahmed	203
Kiki, Gratien Jesugo Dieudonné	687
Koenen, Alain	679
Koithara, Libin Lalu	441
Kouchade, Clément	687

L

La Barbera Sosa, Jose Gregorio	729
Labergue, Alexandre	5, 333
Lafaye, Sebastien	745
Lagiere, Philippe	695

Lalau, Yasmine	145
Lambert, Hugo	551
Lannes, Guillaume	71
Lanzetta, François	129, 161, 177, 417
Lapertot, Arnaud	399, 639
Lapeyre, Paule	577
Laroche, Emmanuel	785
Latour, Benjamin	221, 663
Lavieille, Pascal	349
Le Bohec, Mickael	595
Le Bot, Cédric	317
Lebraud, Eric	255
Leclercq, Nicolas	193
Lecoanet, Alexandre	325
Le Dreau, Jérôme	623
Lefevre, Yvan	473
Legros, Philippe	255
Le Masson, Philippe	239
Le Masson, Stéphane	293
Le Maux, Dylan	239
Le Métayer, Olivier	399, 639
Lemoine, Fabrice	5, 507
Lemonnier, Denis	561
Lemort, Vincent	193
Le Niliot, Christophe	517, 595
Lepiller, Valérie	449, 499, 647
Le Sant, Véronique	679
Lesueur, Dylan	623
Lethuillier, Jérémie	349
Li, Jishuai	737
Liu, Yang	561
Llibre, Jean-François	473
Louahlia, Hasna	113, 293
Luna Valencia, Juan Esteban	333
Lybaert, Paul	801

M

M. Sabry, Yasser	585
Madyira, Daniel	383
Mailhé, Clément	757
Maillet, Denis	465, 525, 541
Mannucci, Antoine	745
Mantaropoulos, Patric	341
Manuel, Rémy	703
Maranzana, Gaël	391
Marc, Olivier	121, 383
Martineau, Flavien	301
Martin, Jean-François	121
Marty, Frédéric	585
Mathieu, Alexandre	721, 745
Mercader, Célia	45
Méresse, Damien	375, 729
Messaouden, Thya	71

Meulemans, Johann	671
Mevel, Laurent	603
Miscevic, Marc	349
Mongruel, Anne	613
Moreau, Florian	79
Moreau, Philippe	729
Morin, Céline	375
Mosser, Dominique	29
Moyne, Christian	541
Mozet, Kevin	391
Muratori, Francesco	517
Mutabazi, Innocent	103

N

Nahdi, Ezzedine	449
Nefzaoui, Elyes	585, 655
Nehdi, Ezzedine	433
Nguyen, Frédéric	517
Nguyen, Philippe	161
Nicolas, Vincent	391
Nivot, Christelle	375
Ntarmouchant, Ziad	103

O

Oliveira, Arthur	333
Olives, Régis	247
Ortega, Pascal	551

P

Padayodi, Essolé	21, 37, 407
Palomo Del Barrio, Elena	317
Pappa, Alessio	801
Parent, Gilles	541
Payot, Frédéric	325
Peiffer, Laurent	679
Peillon, Sébastien	13
Pellé, Julien	71, 375
Petitgirard, Julien	29
Pfortner, Benoît	525
Pham Minh, Doan	247
Phan, Hai Trieu	213
Piaud, Benjamin	473
Pierre, Thomas	239
Plait, Antony	185, 229
Pradere, Christophe	263
Prigent, Arnaud	103
Prisse, Lucien	473
Pron, Hervé	765
Puchi-Cabrera, Eli Saul	729
Py, Xavier	247

Q

Quéméner, Olivier	457, 569
Quintanilla, Martin	417

R

Rachik, Mohamed	737
Ramde, Emmanuel Wendsongre	95
Ramousse, Julien	137
Ranc, Pierre	177, 417
Raoelison, Rija Nirina	37, 441, 737
Ratovonkery, Julie	457
Rémy, Benjamin	525
Renaux, Maxence	375
Rendu, Manon	623
Reocreux, Lucas	765
Repetto, Georges	333
Reulet, Philippe	785
Richalot, Elodie	585
Rigal, Sacha	145
Rigollet, Fabrice	595
Rimbert, Nicolas	325
Roche, Robin	551
Rodiet, Christophe	13
Romestant, Cyril	301
Roudeix, Cyril	745
Rouizi, Yassine	457
Rouquette, Sebastien	533
Royon, Laurent	273, 309, 613

S

Salagnac, Patrick	623
Salem, Thouraya	703
Salengro, Stéphane	729
Morgan, Sans	541
Sanya, Emile	53
Sapanathan, Thaneshan	737
Saramito, Pierre	365
Sarkar, Sreyash	585
Saury, Didier	79, 561
Sbaity, Ahmad Alamir	293
Schaetzel, Pierre	113
Schiano, Thomas	365
Schick, Vincent	525, 541
Sdanghi, Giuseppe	391
Segond, Guillaume	639
Sempey, Alain	695
Septet, Cédric	399
Serebriakov, Ivan	729
Simo Tala, Jules Voguelin	95
Singh, Harminder	103

Siroux, Monica	631
Slobodeniuk, Maksym	301
Smutek, Claude	365
Sommier, Alain	263
Soudani, Alloua	775
Soulié, Fabien	533
Stiti, Mehdi	5
Stouffs, Pascal	153
Stutz, Benoit	137, 213
Sukamto, Dwinanto	631

T

Talatizi, Charly	595
Tanguier, Jean-Louis	711
Tardif, Xavier	45
Thuault, Anthony	375
Tobaly, Pascal	341
Tomashchuk, Iryna	745
Toullier, Thibaud	603
Toutant, Adrien	425
Touzo, Aubin	247
Tremeac, Brice	341, 655
Trosseille, Joachim	613
Trouette, Benoît	283

V

Vianou, Antoine	53, 687
Vincent, Benjamin	137
Vogt Wu, Tingting	695

W

Waeytens, Julien	679
Weppe, Alexandre	79
Wirtz, Mathilde	213
Wurtz, Frédéric	137

Y

Ybanez, Ludovic	473
Yu, Yiting	585
Yu, Zhewei	765

Z

Zacharie, Célien	525
Zhang, Chuanyu	273
Zhao, Jiancun	585
Ziat, Khalid	113
Zibouche, Kamel	679