

THERMIQUE EN CONDITIONS EXTRÊMES

JC. BATSALE, M. AZAIEZ

ACTES DU CONGRÈS ANNUEL DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2012

29 mai-1^{er} juin, Bordeaux-Talence

Tome1

Congrès organisé par

***Le Laboratoire I2M-Département TREFLE (Transferts Ecoulements
Fluides Energétique) UMR 5295 Université de Bordeaux1, IPB ,
ENSAM, CNRS, INRA***

COMITÉ DE PARRAINAGE

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2012, organisé sur le campus bordelais, par le laboratoire I2M-département TREFLE a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

Arts et Métiers Paris Tech
Le Centre National de la Recherche Scientifique
Le Conseil Régional d'Aquitaine
Université de Bordeaux 1
La Mairie de Bordeaux

Le Comité d'Organisation tient à remercier très chaleureusement la société Insight-Outside pour leur implication tout au long de la réalisation du site web et des actes du congrès, ainsi que Monsieur Christophe QUINTARD pour ses interventions lors de la mise en page.

© 2011, Éditions Société Française de Thermique. Tous droits réservés.
CNIF, 7 rue Lamennais, 75000 PARIS

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés réservés pour tous pays. En application de la loi du 1^{er} juillet 1992, il est interdit de reproduire même partiellement, la présente publication sans l'autorisation de l'éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (20 rue des Grands Augustins, 75006 Paris).

All rights reserved. No part of this publishing may be translated, reproduced, stored in a retrieval system or transmitted in any form or by any other electronic means, mechanical photocopying, recording or other wise, without prior permission of the publisher.

Imprimé en France
Par Ateliers de Reprographie INPL 54500 Vandœuvre les Nancy
Dépôt légal : 2^{ème} trimestre 2011

ISBN : 978-2- 905267- 81- 8
ISSN : 1259-164X

COMITE D'ORGANISATION DU CONGRES 2012

Président : Jean-Christophe BATSALE

Co-Président : Mejdî AZAIEZ

Tous les membres du laboratoire I2M-département TREFLE participent à l'organisation du congrès.

CONSEIL SCIENTIFIQUE DE LA SFT

Daniel BALAGEAS	(Onera – Chatillon)
Jean-Christophe BATSALE	(Trefle – Bordeaux)
Jérôme BELLETTRE	(Lab. Thermocinétique - Nantes)
Jocelyn BONJOUR	(Cethyl - Lyon)
Alain DEGIOVANNI	(Lemta - Nancy)
Bernard DESMET	(Lme - Valenciennes)
Mohammed EL GANAOUI	(Spcts - Limoges)
Michel FEIDT	(Lemta - Nancy)
Olivier FUDYM	(Rapsodee - Mines Albi)
Christophe JOURNEAU	(Cea - Cadarache)
Najib LARAQI	(Ltie - Ville d'Avray)
Joël LALLIER	(Thales)
Christophe LE NILIOT	(Iusti - Marseille)
Denis LEMONNIER	(Pprime - Poitiers)
Pierre MILLAN	(Onera)
Jacques PADET	(Grespi - Reims)
Daniel PETIT	(Pprime - Poitiers)
Michel PONS	(Limsi - Orsay)
Benoît ROUSSEAU	(Cemhti - Orléans)

LISTE DES EXPERTS

ABID Cherifa, AHMADI Azita, ALLANIC Nadine, ALLARD Francis, AMIROUDINE Sakir, ARQUIS Éric, AZAIEZ Medji, BAILLEUL Jean-Luc, BAILLIS-DORMANN Dominique, BAÏRI Abderrahmane, BALAGEAS Daniel, BASTIDE Alain, BATAILLE Françoise, BATSALE Jean-Christophe, BATTAGLIA Jean-Luc, BEDECARRATS Jean-Pierre, BELGHIT Abdelhamid, BELLETTRE Jérôme, BERTIN Yves, BEZIAN Jean-Jacques, BISSIEUX Christian, BODNAR Jean-Luc, BOISSON Henri-Claude, BONJOUR Jocelyn, BOUDENNE Abdel, BOUROUGA Brahim, BOZONNET Emmanuel, BREABAN Florin, BRUTIN David, CALTAGIRONE Jean-Paul, CASTELAIN Cathy, CHARRIER-MOJTABI Marie-Catherine, CHAUVELON Philippe, CHENIER Éric, CHIRTOC Mihai, COGNET Gérard, COMBEAU Hervé, COPPALLE Alexis, DEFER Didier, DEGIOVANNI Alain, DELAUNAY Didier, DESMET Bernard, DIDIERJEAN Sophie, DILHAIRE Stefan, DULUC Marie-Christine, DUMAS Jean-Pierre, DUVAUT Thierry, ECHEGUT Patrick, EL GANAOUI Mohammed, EL OMARI Kamal, FEIDT Michel, FELDHEIM Véronique, FONTAINE Jean-Pierre, FUDYM Olivier, GALIZZI Cédric, GARNIER Bertrand, GLOCKNER Stéphane, GLOUANNEC Patrick, GOYEAU Benoît, GRADECK Michel, HARION Jean-Luc, HARMAND Souad, HENRY Jean-François, IBOS Laurent, JEANDEL Gérard, JOSEPH David, JOUBERT Patrice, JOURNEAU Christophe, KOUSKSOU Tarik, KRAPEZ Jean-Claude, LALLEMAND André, LALLEMAND Monique, LANZETTA François, LARAQUI Najib, LARTIGUE Bérangère, LAURIAT Guy, LE BOT Cédric, LE GUER Yves, LE MAITRE Olivier, LE MAOULT Yannick, LE MASSON Philippe, LE MASSON Stéphane, LE PALEC Georges, LÉBOUCHE Michel, LEGUEN Émilie, LEMONNIER Denis, LOULOU Tahar, LYBAERT Paul, MAILLET Denis, MARCOUX Manuel, MATTEÏ Simone, MILLAN Pierre, MOJTABI Abdelkader, MORA Laurent, MOST Jean-Michel, NEVEU Alain, NICOLAS Xavier, OLIVIER Gérard, OULD EL MOCTAR Ahmed, PADET Jacques, PALOMO DEL BARRIO Elena, PARANTHÖEN Pierre, PETIT Daniel, PIERRE Thomas, PLOTEAU Jean-Pierre, PONCET Benjamin, PONS Michel, PRADÈRE Christophe, PRON Hervé, PUIGALY Jean Rodolphe, QUINARD Joël, QUINTARD Michel, RAYNAUD Martin, REBAY Mourad, REMY Benjamin, REULET Philippe, REUNGOAT David, RIGOLLET Fabrice, ROGEON Philippe, RUSSEIL Serge, SALAGNAC Patrick, SALVADOR Sylvain, SAURY Didier, SCUDELLER Yves, SEBASTIAN Patrick, SEMPEY Alain, SERGENT Anne, SERRA Jean-Jacques, SIMONIN Olivier, SIROUX Monica, SOLLIEC Camille, SOMMIER Alain, STOUFFS Pascal, STUTZ Benoit, TADRIST Lounes, TOPIN Frédéric, TOUTAIN Jean, VIDECOQ Etienne, VINCENT Stéphane, VOLTZ Sébastien, WURTZ Etienne, ZALOŽNIK Miha, ZEGHMATI Belkacem.

PRÉFACE

Comme chaque année le congrès de thermique est l'occasion de mettre en lumière les spécificités d'une région et d'un campus universitaire.

En région Aquitaine et plus particulièrement sur le campus bordelais, ce sont les paysages et les activités viticoles qui depuis plusieurs siècles ont marqué les esprits scientifiques. Élaborer un grand cru a, depuis l'antiquité, nécessité des efforts de compréhension des phénomènes physiques et des efforts technologiques liés au processus de vinification. La vis d'Archimède pour les pressoirs, le densimètre d'Hypathie d'Alexandrie 100 ans avant JC, puis de Baumée au 17^{ème} siècle, le thermomètre à « Extrait de vin » de Réaumur, le thermomètre de Beckmann précis au millième de degré à la fin du 19^{ème} siècle pour l'ébulliométrie de l'alcool, témoignent que la thermique et la fluidique n'ont jamais été des étrangères à Bordeaux.

La mutation récente de l'Aquitaine liée à l'implantation d'une industrie proche d'applications militaires (aéronautique et aérospatial, lasers, matériaux hautes températures...) a amené de nombreux laboratoires du campus à prendre en compte une thermique des conditions extrêmes, multi-échelles, loin des conditions ambiantes de température et de pression.

Cette dernière mutation du paysage industriel bordelais est moins visible et conviviale que les vignobles. Elle est porteuse de nombreux défis et questionnements scientifiques et elle doit nous interroger non seulement sur l'avenir de notre discipline, mais aussi sur celui de nos enfants et de nos étudiants.

Par ses différentes manifestations (soirée débat avec les jeunes des lycées, visite des laboratoires du campus, conférences, ateliers et affiches) nous souhaitons, pour cette vingtième édition du congrès de thermique, bien sûr le plaisir des rencontres, des découvertes et des débats sur l'avenir de notre discipline, mais avant tout une excellente dégustation scientifique.

Jean-Christophe BATSALE, Mejdî AZAIEZ
Directeurs du département I2M-TREFLE
Co-organisateurs du Congrès SFT2012

Quelques chiffres sur le Congrès SFT2012

Nous avons reçu, pour le congrès SFT2012, 178 propositions de résumés. 138 textes complets ont ensuite été proposés à l'expertise. 121 communications ont été acceptées pour être présentées sous forme d'affiches et publiées dans les actes du congrès. 8 ont été retenues pour être présentées sous forme d'affiches. Leur liste sera publiée dans l'édition électronique des actes du congrès.

Programme SFT 2012

THERMIQUE EN CONDITIONS EXTRÊMES

CONFÉRENCES PLENIÈRES

La thermique au cœur de la fusion thermonucléaire

Philippe GENDRHI

Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique,

CEA Cadarache

La présentation de la fusion thermonucléaire par confinement magnétique sera organisée en trois parties. La première abordera les principes de base pour utiliser les réactions de fusion comme source d'énergie et les conséquences pour la conception d'un réacteur utilisant ces réactions pour produire de l'énergie. On verra que les problèmes de thermique sont au cœur du dimensionnement d'ITER aussi bien pour les performances en terme de puissance fusion que pour le fonctionnement de la machine, ce qui inclut le refroidissement actif sous très haut flux d'énergie et le maintien du point de fonctionnement des bobines supraconductrices situées à ~2m du cœur thermonucléaire atteignant des températures de l'ordre de 100 000 000 K. Dans la deuxième partie seront abordés les aspects de transport de la chaleur dans les plasmas. On constate que plusieurs températures sont nécessaires pour décrire le système, des températures différentes entre espèces en raison du faible échange d'énergie par les collisions, mais aussi pour une espèce donnée en raison de la rupture de symétrie qui résulte de l'existence d'un champ magnétique intense. Différentes facettes de la dynamique de ce fluide associées à la thermique seront décrites, notamment le rôle des collisions, le transport turbulent de chaleur, les barrières de transport, etc. Dans la dernière partie intitulée, on montre que le plasma peut être décrit de manière cinétique comme un système de physique statistique classique quasi-isolé. La connaissance théorique de l'opérateur de collision permet alors d'aborder la thermodynamique de ce système à partir d'équations maîtresses fondamentales. Les simulations actuelles se font sur des architectures massivement parallèles, utilisant à l'heure actuelle plus de 30 000 processeurs pour des temps de calcul pouvant atteindre 20 millions d'heures CPU. Les résultats et les problèmes ouverts associés à cette physique, tels que le transport non-local d'énergie, les aspects fortement cinétiques du transport d'énergie, la génération d'écoulements à grandes échelles viendront conclure cet exposé.

Apport des sources laser Femtoseconde dans l'étude des propriétés thermiques des nano-systèmes et des matériaux massifs

Bernard PERRIN

Institut des NanoSciences de Paris, UMR 7588 CNRS - Université Pierre & Marie Curie

La disponibilité, à partir des années 1990, de sources laser femtoseconde fiables et d'un emploi aisé a largement contribué à élargir leur champ d'utilisation. L'étude des propriétés thermiques fait partie de ces nouveaux domaines d'application. L'association de sources laser ultrarapides et des techniques pompe-sonde donne accès à des échelles de temps très courtes (de quelques centaines de femtosecondes à plusieurs dizaines de nanosecondes) qui sont pertinentes pour l'étude des propriétés thermiques de nano-objets ou du couplage thermique de ces objets avec leur environnement. C'est ainsi que la conduction thermique de films minces, de multicouches ou le refroidissement de nanoparticules dispersées en phase liquide ou solide ont pu être étudiés.¹⁻² Par ailleurs, ces études aux temps courts permettent de révéler des comportements non diffusifs dans le transport de chaleur.³

L'échauffement consécutif à l'absorption d'une impulsion femtoseconde est inéluctablement lié à la production de phénomènes acoustiques et produit notamment des impulsions acoustiques d'une durée de

quelques picosecondes. Cela permet, à l'aide des mêmes dispositifs expérimentaux, de mesurer simultanément les propriétés thermiques, élastiques et l'adhésion de nombreux systèmes submicroniques ou nanométriques⁴ et a donné lieu à des applications dans les fabriques de composants électroniques (processeurs, mémoires de masse...). L'étude des propriétés vibrationnelles de multicouches présentant des périodes nanométriques a fait l'objet d'une attention particulière ; des vibrations dans le domaine du Terahertz (THz) ont en effet été couramment observées dans de telles structures, qu'il s'agisse de systèmes métalliques, semi-conducteurs ou hybrides.⁵ Nous étudions depuis plusieurs années le potentiel de multicouches semi-conductrices épitaxiées (plus communément appelées super-réseaux) pour la génération et la détection d'ondes acoustiques THz.⁶⁻⁷

La chaleur est essentiellement transportée dans les solides isolants ou semi-conducteurs par des ondes acoustiques incohérentes (ou phonons) dans le domaine du THz. Connaître précisément le temps de vie ou (libre parcours moyen) des phonons est donc d'une importance majeure pour comprendre le transport thermique dans les matériaux massifs ou les nano-objets (membranes, nano films, graphène...). Des expériences récentes⁸ ont permis d'étudier la propagation d'ondes acoustiques cohérentes THz sur des distances appréciables et la mesure de leur longueur d'absorption est désormais accessible. Des résultats précis pour des porteurs thermiques parfaitement définis (en polarisation, vecteur d'onde et énergie) permettent (et permettront) de revisiter quelques aspects de la théorie du transport de chaleur dans les solides et une confrontation exigeante avec les approches théoriques.

Références :

1. W.S. Capinski, H.J. Maris, T. Ruf, M. Cardona, K. Ploog, and D.S. Katzer, *Phys. Rev.* **B 59** (1999). 8105.
2. B. Perrin, in "Microscale and Nanoscale Heat Transfer", S. Volz (Ed.), *Topics in Applied Physics*, **107** (2007) 333-357
3. B. Perrin, E. Péronne, L. Belliard, *Ultrasonics*, **44** (2006) 1277
4. G. A. Antonelli, B. Perrin, B. C. Daly, D. G. Cahill, *MRS Bulletin* **31** (2006) 607
5. L. Belliard, A. Huynh, B. Perrin, A. Michel, G. Abadias, C. Jaouen, *Phys. Rev.* **B80**, 155424 (2009)
6. A. Huynh, B. Perrin, N. D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand, A. Fainstein, A. Lemaître, *Phys. Rev.* **B 78**, 233302 (2008)
7. B. Jusserand, B. Perrin, *Images de la Physique* **2008**, éditions du CNRS, 73-79
8. A. Huynh, B. Perrin, B. Jusserand, A. Lemaître, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 191908 (2011)

Thermique des accidents graves de réacteurs nucléaires

Christophe JOURNEAU

(CEA, Cadarache)

Lors d'un accident grave de réacteur à eau, le combustible n'est plus refroidi. La chute des barres de commandes et/ou l'ébullition de l'eau entraîne l'arrêt de la réaction neutronique en chaîne, mais il reste une puissance radiologique résiduelle (Pour un réacteur générant 784 MW de puissance électrique, comme les tranches 2 et 3 de Fukushima, la puissance thermique à pleine puissance est de 2381 MW. La puissance résiduelle de la centaine de tonne de combustible est de l'ordre de 170 MW lors de l'arrêt de la réaction en chaîne, de 30 MW environ 1 h après et d'environ 3 MW un mois après). Dans le cas de la perte totale du refroidissement (y compris des dispositifs de sécurité), la température du combustible va s'élever. Au-delà de 1200°C, une réaction exothermique entre le zirconium des gaines va élever leur température au-delà de leur fusion. On peut alors former un bain, dénommé corium, compris entre 2000 et 3000°C. Ce bain peut alors s'écouler et se mélanger avec les structures du réacteur. Depuis l'accident de Three Mile Island en 1979, un vaste programme international a été enclenché pour étudier le comportement de ce corium lors d'un accident grave alliant modélisation et expériences à hautes températures. On s'intéresse en particulier à la thermique de l'interaction corium-eau pouvant mener à une détonation thermique, à celle de bains de corium en fond de cuve ou interagissant avec le béton du puits de cuve. Ces études ont permis de proposer des solutions technologiques de récupération du corium.

Problématiques de recherche pour accroître la sécurité incendie et la survie des passagers dans les avions de nouvelle génération

Jean-Michel MOST

Institut Pprime, UPR 3346 au CNRS, ISAE-ENSMA, 86961 Futuroscope Cedex, France

courriel: Jean-michel.most@isae-ensma.fr

Dans le domaine du transport aéronautique, la sécurité des occupants a toujours été la préoccupation majeure des autorités de l'avion civile, des avionneurs et des exploitants. Elle consiste à renforcer les protections contre les risques liés au feu, à la turbulence, à la décompression, au facteur humain ainsi qu'aux urgences médicales. Parmi ces menaces, l'incendie est particulièrement redouté ce qui impose la mise en place d'une prévention stricte basée sur une normalisation internationale définie par la FAA en Amérique du Nord et l'EASA en Europe. Il en découle le déploiement d'efforts de recherche conséquents sur l'identification des risques et la manière de réduire efficacement le taux d'incidents / accidents afin d'accroître le taux de survie des passagers et de l'équipage.

Bien que la menace incendie ait largement été réduite depuis 20 ans, les autorités cherchent toujours à améliorer la sécurité dans les avions par une meilleure prévention et protection. Mais, dans la nouvelle génération d'avions du type Boeing 787 et Airbus 350, pour alléger l'aéronef et réduire ainsi son coût énergétique, les alliages métalliques pour les structures, le fuselage et la voilure sont de plus en plus substitués par des matériaux composites. L'emploi de ces polymères renforcés par des fibres de carbone, la demande croissante de puissance électrique à bord pour l'avionique, le confort des passagers, les commandes de vol, ainsi que l'introduction de nouveaux ou futurs équipements (piles à combustible, production d'oxygène ou azote à bord, etc.) sont susceptibles d'accroître encore cette menace incendie. Dans ces conditions, les tests normatifs de qualification, les outils de conception des avions, les détecteurs incendie et moyens de lutte, les procédures d'urgence et d'évacuation pour la survie des occupants restent-ils valides ?

Au cours de cette conférence, dans un premier temps, les problématiques feu sont identifiées afin que l'évolution des matériaux, des nouveaux composants et des équipements à bord puisse bien être pris en compte dans la prévention et protection incendie dès la conception des avions.

Dans la seconde partie de l'exposé, les objectifs et l'apport de la recherche pour l'augmentation de la sécurité incendie dans le domaine de l'aéronautique sont présentés au travers du projet européen du 7^{ème} PCRD en cours « AircraftFire ». Pour chacune des deux classes distinctes de feu considérées, en vol et lors d'un *post-crash*, les causes majeures du feu sont analysées. Les propriétés de flammabilité et la toxicité des matériaux sont déterminées, le comportement du feu dans ces configurations de feux génériques est étudié expérimentalement puis modélisé, l'efficacité des détecteurs multicritères et des systèmes d'extinction est évaluée. Enfin, l'ensemble de ces informations est utilisé pour valider un outil numérique de simulation du développement du feu dans la cabine (*SMARTFIRE*) couplé à un logiciel d'évacuation (*EXODUS*) des personnes lors d'un *post-crash*. Les fruits de cette recherche seront transformés en innovations technologiques par l'avionneur. Ce travail devra contribuer à l'évaluation du risque feu et proposer des pistes pour l'accroissement de la sécurité feu et de la survie des passagers.

Remerciements :

Associated European FP7 project: AircraftFire - EU Grant Agreement n°265612. "Fire risks assessment and increase of passenger survivability in new generation of Aircrafts". Durée du projet: 1/1/2011–31/12/2013; Budget total: 4.200.557 €; Contribution de l'UE: 3.220.690 €; Capital humain: 379 h.m.

Partenaires du projet: J-M Most (CNRS Pprime), Coordinateur, R. Alderliesten (TU Delft, NL), J-C. Batsale (TREFLE, F), A. Coppalle (CORIA, INSA Rouen), M. Delichatsios (FireSERT, Univ. Belfast, UK), E. Galea (Univ. Greenwich, UK), B. Karlsson (Haskoli Islands, Iceland), G. Luedtke (Fraunhofer FKIE, D), T. Panidis (Univ. Patras, Gr), S. Puglièse (Airbus, Toulouse), J. Torero (Univ. Edinburgh, UK).

La Fusion par Confinement Inertiel et les échanges d'énergie associés.

Philippe Nicolaï

Univ. Bordeaux, CEA, CNRS CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications), UMR 5107

Produire de l'énergie à partir de la fusion d'éléments légers tels que le deutérium, présent en grande quantité dans nos océans, est un objectif scientifique et sociétal de première importance en ce début de siècle. Depuis plusieurs décennies, d'importants travaux théoriques, numérique et expérimentaux ont été menés, associés à la construction d'installations de plus en plus gigantesques dans le but de comprendre et de contrôler la physique de la fusion thermonucléaire. Différents projets de fusion coexistent à travers le monde basés sur des approches différentes. Dans cette présentation nous nous attacherons plus particulièrement à la Fusion par confinement Inertiel [1,2] obtenue au moyen de lasers de puissance (projet LMJ). Nous présenterons les conditions nécessaires à l'obtention d'un gain énergétique et plus précisément les différents transferts d'énergie et de chaleur dans ces conditions extrêmes. Typiquement, lors du fonctionnement des cibles laser, les températures atteintes sont de plusieurs dizaines de millions de degrés, les densités d'un millier de fois la densité du solide et tous les processus ont lieu sur des échelles de temps variant de la nanoseconde à la picoseconde. Nous décrirons plus en détail certains transferts d'énergie comme la conduction thermique électronique et montrerons qu'un modèle basé sur des hypothèses d'équilibre thermodynamique ne s'applique pas [3]. Ou bien encore, nous nous intéresserons au transport et au dépôt d'énergie d'un faisceau d'électrons relativistes, utilisé en FCI comme possible « allumette » (ignitor) des réactions de fusion [4].

[1] « la fusion thermonucléaire inertielle par laser » édité par R. Dautray et J-P. Watteau, coll. Eyrolles (1993)

[2] J. Lindl et al, Phys. Plasmas, 339 (2004)

[3] Ph. Nicolaï et al, Phys. Rev. E, 84, 016402 (2011)

[4] Ph. Nicolaï et al, Phys. Plasmas, 13, 032701 (2006)

LISTE DES ATELIERS-DEBATS

Thermique et agro-alimentaire

animé par Alain Sommier (I2M-TREFLE, Bordeaux)

Simulations numériques et thermique

animée par Marc Médale (IUSTI, Marseille)

Thermique aux hautes températures

animée par Françoise Daumas-Bataille (PROMES, Odeillo)

Les relations universités-industrie à la SFT

animé par Joel Lallier (THALES)

Table des matières

Combustion couplages multiphysiques	19
Etude expérimentale et numérique de l'extinction d'un feu de bac par aspersion	20
<i>JENFT, Collin, Boulet, Pianet, Breton, Arnaud, Muller</i>	
Amélioration de l'état de surface des pièces obtenues en fabrication directe par projection laser à l'aide d'un modèle numérique thermo-hydraulique 2D	28
<i>MORVILLE, Carin, Le Masson, Carron, Gharbi, Peyre</i>	
Prédiction des émissions de monoxyde d'azote à la sortie des chambres de combustion des turbines à gaz	36
<i>TSOGO Joseph</i>	
Modélisation de la thermo-dégradation d'un composite aéronautique	43
<i>TRANCHARD Pauline, Thomas</i>	
Champs de température surfacique en face froide de panneaux plans à base de gypse soumis à une élévation de température normalisée de type incendie.	49
<i>ROJO, Melinge, Freslon, Guillou, Gloriant</i>	
Mesure de température par pyrométrie 2D à bande spectrale et pyrométrie spectrale de métaux chauffés par laser dans un environnement fortement oxydant	57
<i>MULLER, Fabbro, ElRabii, Hirano</i>	
Application des filtres de particules pour l'estimation de vitesse de propagation d'incendies	66
<i>FUDYM, Betencurte da Silva, Orlande, Colaço, Cuenot, El Hafij, Rochoux</i>	
<hr/>	
Contacts et interfaces	75
Modélisation du stockage et destockage d'énergie dans un fluide en contact avec une cellule contenant un matériau à changement de phase	78
<i>BATINA, Blancher, Kousksou</i>	
Étude des transferts thermiques dans le procédé de fonderie à modèle perdu en vue de l'amélioration des performances thermo-mécaniques des culasses automobiles	84
<i>BISSIEUX, Malherbe, Priot, Henry, Fohanno</i>	
Caractérisation expérimentale du contact thermoélectrique acier-cuivre	92
<i>LOULOU, Rogeon</i>	
Estimation de la distribution du flux thermique sur un disque par méthode inverse sur un essai frottant pion-disque	100
<i>MÉRESSE, Harmand, Watremez, Dubar</i>	
Comparaison de deux techniques radiométriques pour la mesure de la résistance thermique de couches minces	108
<i>BATTAGLIA, Martan, Kusiak, Rostislav</i>	
Séchage de gouttes de nanofluides	115
<i>BRUTIN, Sobac</i>	

Évaporation de gouttes sessiles volatiles en microgravité	123
<i>CARLE, Sobac, Brutin</i>	
Dynamique de croissance d'une bulle lors de l'ébullition de l'eau à basse pression	131
<i>RULLIERE, Sedeln, Haberschill</i>	
Étude expérimentale de l'influence de la thermique du substrat sur l'évaporation d'une goutte sessile	139
<i>SOBAC, Brutin</i>	
<hr/>	
Convection naturelle, mixte et forcée	147
Refroidisseur à évaporation des films liquides minces	148
<i>BAONGA, Louahlia-Gualous, Bédard</i>	
Étude de l'écoulement d'un fluide newtonien le long d'une plaque plane verticale soumise à un champ magnétique.	155
<i>BENKAHLA, Cherouana, Labsi</i>	
Convection mixte entre deux plans parallèles inclinés munis d'obstacles	161
<i>BENKAHLA, Boudiaf, Danane, Labsi, Boutra</i>	
Recherche des corrélations dans une configuration panache thermosiphon	166
<i>BOUTERRA, Jouini, Elcafsi, Belghith</i>	
Étude numérique de la ventilation naturelle dans un canal incliné chauffé asymétriquement à flux constant. Application au refroidissement de panneaux PV.	173
<i>BRANGEON, Bastide, Joubert</i>	
Étude expérimentale et modélisation des transferts thermiques de denrées alimentaires en contact avec un matériau à changement de phase.	180
<i>COGNE, Pelegris, Laurent</i>	
Étude numérique du refroidissement d'un centre de calcul par free cooling	188
<i>DURAND-ESTEBE, Le Bot, Mancos, Arquis</i>	
Prise en compte de protections solaires perméables semi-transparentes dans la modélisation des échanges bâtiment-environnement : proposition d'une modélisation simple et flexible.	196
<i>DUGUE, Bruneau, Sommier, Lagièr</i>	
Étude de l'écoulement et des transferts de chaleur autour d'un disque rotatif soumis à un courant d'air transversal	206
<i>LATOUR, Nguyen, Harmand</i>	
Convection mixte dans une cavité ouverte partitionnée munie de blocs chauffants soumise à un jet vertical descendant : effet de la taille des blocs	214
<i>MAHROUCHE, Najam, Elalami</i>	
Étude numérique de la convection forcée laminaire stationnaire en régime dynamique établi dans la zone d'entrée d'un échangeur de chaleur tubulaire	230
<i>MANSOURI, Balistrrou, Baudoin</i>	
Modélisation numérique d'un jet plan en régime turbulent : influence de la pulsation	230
<i>MARZOUK KHAIRALLEH, Mhiri, Le Palec</i>	

Méthodes d'ordre élevé pour la simulation numérique des phénomènes thermo-aérauliques dans les armoires de télécommunications	238
<i>MOGLAN, Danaila, Le Masson</i>	
CHARACTERISATION AERODYNAMIQUE D'UNE ONDE DE GRAVITE	246
<i>MOST, Claverie, Guigay, Delichatsios</i>	
Transferts de masse et de chaleur dans un entrefer ouvert de machine tournante discoïde soumis à un impact de jet	254
<i>PELLÉ, Nguyen, Harmand</i>	
Le cas-test ADNBATI, un benchmark sur la ventilation naturelle dans une pièce d'habitation	262
<i>PONS, Bastide, Wurtz, Jay, Maalouf, Salagnac, Brangeon, Stephan, Goffaux</i>	
Conditions limites de sortie et méthodes de projection pour l'écoulement de Poiseuille-Bénard dans un canal bidimensionnel	270
<i>POUX, Glockner, Azaïez</i>	
Simulation et analyse de distorsion rapide pour une turbulence homogène compressible cisailée	278
<i>RIAHI, Lili</i>	
Analyse de la structure de l'écoulement et des transferts thermiques dans un échangeur à ailettes hélicoïdales	284
<i>RUSSEIL, Nacereddine, Bougeard, Harion</i>	
Caractérisation de la dynamique d'un écoulement de convection naturelle et transferts de chaleur aux parois au sein d'un canal vertical non uniformément chauffée	292
<i>SANVICENTE, Giroux-Julien, Bouia, Ménézo</i>	
Modélisation numérique d'un canal vertical asymétriquement chauffé avec une condition limite à l'entrée de type vorticité	300
<i>SERGENT, Garnier, Sergent, Le Quéré</i>	
Influence des rugosités artificielles sur l'amélioration du transfert thermique dans un conduit d'air	308
<i>Boukadoum, Benzaoui, Mataoui</i>	
�tude théorique de l'influence des transferts thermiques au travers des parois des cylindres d'un moteur ERICSSON	316
<i>STOUFFS, Fula Rojas, Serra Vargas</i>	
caractérisation d'écoulements de gaz descendants aux voisinages des parois non-adiabatiques d'un local h�b�rgeant une source de chaleur	324
<i>TLIL, Mhiri, Bournot</i>	
Analyse locale des transferts autour d'une bulle unique de vapeur	332
<i>DIANA, Brutin, Steinberg</i>	
Convection au sein d'une couche poreuse saturée par un fluide binaire non-Newtonien	339
<i>BEN KHELIFA, Alloui, Beji</i>	

Énergétique et environnement	347
De la conception au retour d'expérience de maisons passives en pin maritime	348
<i>ARMAND-DECKER, Lagièr</i>	
Validation d'un modèle de moteur Stirling à pistons libres pour la micro-cogénération	356
<i>BEGOT, Lanzetta, Layes, Nika, Contreau</i>	
Modélisation et étude expérimentale d'une machine frigorifique au CO2 transcritique muni d'un éjecteur	364
<i>BOUZIANE, Haberschill</i>	
ETUDE DES PERFORMANCES ENERGETIQUES D'UNE MAISON PROTOTYPE EN ALGERIE	372
<i>DERRADJI, Imessad, Boudali, Amara, Maoudj, Hamid</i>	
Simulation numérique de l'injection d'azote super critique dans un réacteur chaud	380
<i>ERRIGUIBLE, Vincent, Subra-Paternault</i>	
Modélisation du comportement thermique dynamique des bâtiments : un outil adapté à l'échelle patrimoniale et à la problématique de rénovation.	387
<i>HENON, Dugue, Lagièr, Sébatian</i>	
Cinétiques de cristallisation non-isothermes et fusion de polymères de type polytetrahydrofuranes (pTHF)	396
<i>LE GUER, Modarczyk, Zéraouli</i>	
Impact des propriétés radiatives de revêtements de toiture sur la consommation énergétique d'un bâtiment industriel	402
<i>SALAGNAC, Bozonnet, Clerjaud, Trabelsi, Belarbi, Perrin</i>	
Etude du comportement thermophysique de composites à base de matériaux à changement de phase à l'état solide et liquide	410
<i>SARI-BEY, Fois</i>	
L'enjeu du réseau de chaleur dans un campus universitaire : une réponse aux attentes des différents usagers	418
<i>VALDERRAMA ULLOA, Schott</i>	
Développement et mise au point d'une technique de mesure du facteur d'absorption solaire à haute température	426
<i>SCOARNEC, Gréard, Hameury, Hay, Raulet</i>	
Modèle dynamique d'un compresseur centrifuge à palier magnétique fonctionnant avec de la vapeur d'eau	434
<i>CHAMOUN, Rullière, Haberschill, Berail</i>	
Intérêts écologique, énergétique, exergetique et économique des pompes à chaleurs industrielles à hautes températures	441
<i>CHAMOUN, Rullière, Haberschill, Berail</i>	
Analyse théorique d'un modèle de flamme pour l'étude des feux de forêts : de l'identification de paramètres au développement d'outils métrologiques	449
<i>COLLIN, Lamolette, Acem</i>	

Caractérisation thermophysique des solutions binaires macroscopiques par la méthode de la DSC. Application à la détermination de la capacité thermique massique apparente.	457
<i>ZERAOULI Youssef, Kouksou, Jamil, Ehmimed</i>	
L'analyse par intervalles pour une prévision fiable du comportement des bâtiments : cas d'une paroi multicouche	465
<i>MERHEB, Mora, Palomo</i>	
Impact des baies vitrées sur le comportement thermique d'un bâtiment de bureaux pour différent climat : froid, modéré et chaud	473
<i>IDCHABANI, Garoum, Khabbazi</i>	
Système thermodynamique de récupération de chaleur sur l'air extrait des bâtiments pour la production d'eau chaude sanitaire	480
<i>SEGOND, Launay, Serra, Tadrist, Marvillet</i>	
Modélisation et validation expérimentale d'un cycle ETM par la méthode des Systèmes Equivalents de Gibbs	488
<i>SINAMA, Martins, Marc, Journoud</i>	
Modélisation des déséquilibres thermiques dans les coulis de glace	500
<i>KOUSKSOU</i>	

TOME 2

Intégration thermique d'un réservoir d'hydrure de magnésium et d'une pile à combustible à oxyde solide	528
<i>DELHOMME, Lanzini, Ortigoza, Nachev</i>	
Optimisation thermique de l'enveloppe de bâtiment en vue de maximiser sa performance énergétique	536
<i>GOSSARD, Lartigue, Thellier, Bonte</i>	
Etude expérimentale et numérique des caractéristiques thermiques d'une paroi multicouche de béton de chanvre	543
<i>PIERRE, Colinart, Glouannec</i>	
Etude numérique des performances d'un échangeur-stockeur utilisant des matériaux à changement de phase en fonction des paramètres de conception	551
<i>ROUAULT, Buneau, Sebastian, Nadeau, Lopez</i>	
Incertitudes sur la prévision des performances énergétiques d'un logement à très basse consommation	559
<i>SPITZ, Mora, Jay, Wurtz</i>	
Gestion de l'eau dans les minicanaux des plaques bipolaires des piles à combustible	567
<i>COEURLOT, Didierjean, Dillet, Maranzana, Lottin</i>	
Nécessité de l'interprétation correcte de la calorimétrie pour l'utilisation des Matériaux à Changement de Phases	575
<i>DUMAS, Gibout, Zalewski, Johannes</i>	
Stockage de l'énergie à basse température pour une application au bâtiment	583
<i>DUQUESNE, Sempey, Ginestet, Toutain, Palomo Del Barrio</i>	

Mesures de températures internes et de flux de chaleur au sein d'une pile à combustible à membrane échangeuse de protons 591
THOMAS Anthony

Etude thermique des bains liquides et son effet sur l'état de surface des pièces fabriquées par le procédé de Fabrication Directe par Projection Laser (FDPL) 599
GHARBI, Peyre, Fabbro, Gorgny, Carin

Hautes température et hauts flux 607

Développement d'installations de référence pour la mesure des propriétés thermophysiques à haute température 608
HAY, Hameury, Fleurence, Scoarnec, Davee, Lacièrre

Simulations d'écoulements quasi-compressibles. 616
TOUTANT, Aulery, Bataille

Optimisation du nombre de longueur d'onde pour la mesure de température par méthode multi-spectrale sur matériaux opaques à émissivité variable dans la gamme Infrarouge-Ultraviolet 624
RODIET, Pierre, Remy, Degiovanni

Estimation des conditions limites thermiques à la surface d'un échantillon soumis à une flamme oxygène-acétylène 625
RUFFIO, beaudet, Saury, Petit, Cormier, Dragon

Etude du comportement thermique d'un matériau bicouche soumis à haut flux solaire concentré. Réalisation de tests de vieillissement accéléré en four solaire. 633
BOUBAULT, Claudet, Faugoux, Olalde, Serra

Caractérisation spatio-temporelle de la résistance thermique d'un dépôt fin : test numérique de faisabilité 641
GASPAR, Rigollet, Gardarein, Le Niliot

Simulation de l'apport de chaleur du procédé de soudage Hybride laser/MIG par l'approche sources équivalentes 649
MATTEI, Bendaoud, Cicala, Sallamand, Tomashchuk, Andrzejewski

Métrologie-identification 657

Transferts thermiques 3D dans des composites Silice - phénoliques : méthodes thermographiques et tomographiques 648
AHMADI, Vignoles, Ayvazyan, Caty, Bresson, Gregori

Estimation de la cartographie du coefficient d'échange convectif par thermographie infrarouge. 666
AWOROU, Batsale, Pradère, Sommier

Détection précoce et caractérisation de défauts à l'aide la méthode de thermographie stimulée par échelon de flux et comparaison à la méthode impulsionnelle 674
BALAGEAS Daniel

Thermographie infrarouge stimulée : Une aide quantitative à la restauration de peintures murales du patrimoine	682
<i>BODNAR, Mouhoubi, Detalle, Nicolas</i>	
Réalisation d'un capteur de flux de chaleur adapté à la mesure in-situ des propriétés des élastomères	690
<i>CHEHEB, Mousseau, Sarda, Madec</i>	
Estimation de l'évolution d'un front de fusion - application expérimentale au soudage TIG	698
<i>DAL Morgan, Carin, Le Masson</i>	
Suivi par caméra IR de l'évolution d'un dépôt représentatif de l'encrassement d'une boucle de Recirculation des Gaz d'Échappement (EGR) en motorisation Diesel	706
<i>GABORIEAU, Sommier, Toutain, Anguy, Crépeau, Gobin</i>	
Sonothermographie : Thermographie Infrarouge de Champ Ultrasonore en Vue de l'Evaluation et du Contrôle Non Destructif de Matériaux Composites	714
<i>KOUADIO, Bacon, Meziane, Biateau, Pradere, Batsale</i>	
Caractérisation de la mesure de température dynamique par microthermocouple refroidi par effet Peltier	723
<i>LANZETTA, Amrane, Gavignet, Baucour</i>	
Propriétés thermiques de composites de type diamant fritté utilisés pour le meulage	731
<i>MOUSSA, Garnier, Peerhossaini</i>	
Stratégies d'observations pour l'identification des trajectoires de plusieurs sources chauffantes	739
<i>PEREZ</i>	
CARACTERISATION THERMIQUE DE LA CUISSON DU PAIN	747
<i>PLOTEAU, Nicolas, Magueresse, Glouannec</i>	
Caractérisation des échanges radiatifs intervenant dans l'étude de la pyrolyse de contreplaqué à l'aide d'un cône calorimètre.	755
<i>ACEM, Parent, Boulet, Rogeume, Fateh, Zaida, Richard</i>	
Nouveau concept de caméra TeraHertz à température ambiante basé sur la thermo-conversion de photons couplée à une caméra Infrarouge	763
<i>PRADÈRE, Caumes, Balageas, Batsale</i>	
Application des séries de Volterra non entière à l'identification de systèmes thermiques en conditions extrêmes	770
<i>MAACHOU, Malti, Melchior, Battaglia</i>	
Estimation de la diffusivité thermique de composites C/SiC sous chargement mécanique	778
<i>LORRETTE, El Yagoubi, Coupe, Caty, Sauder, Batsale</i>	
Modélisation du transfert thermique au sein de matériaux poreux multiconstituants	785
<i>NIEZGODA, Rochais, Enguehard, Rousseau, Echegut</i>	

Micro et nano thermique **793**

Intensification de réactions chimiques exothermiques dans un microéchangeur multifonctionnel pulsé	794
<i>AMMAR, Garnier, Ould El Moctar, Peerhossaini</i>	

Simulation par méthode Monte Carlo du transport des phonons aux interfaces entre semi-conducteurs dans les matériaux nanostructurés 802
JEAN, Fumeron, Lacroix

Mesures des propriétés thermiques d'un dépôt submicrométrique d'Al₂O₃ amorphe déposé par ALD 811
SCHICK, Cappella, Battaglia, Kusiak, Wiemer, Lamagna

Convection inverse dans un mini-canal : application à l'estimation de la vitesse débitante par thermographie infrarouge 819
ROUIZI, Maillet, Jannot, Perry

Rayonnement 827

Opacité et visibilité à travers un brouillard d'eau : évaluation à l'échelle du laboratoire et à grande échelle en situation de feux réels 828
LECHENE, Parent, Boulet, Acem

Effet de l'intégration des matériaux à changement de phase sur les performances thermiques d'un capteur solaire auto-stockeur 836
CHAABANE, Mhiri, Bournot

Systèmes et procédés thermique – Contrôle 844

Contrôle non destructif des œuvres d'art par infrarouges moyens et lointains 845
BODNAR, Metayer, Mouhoubi, Detalle

Evaporation d'eau à basse pression par film ruisselant sur une plaque ondulée. 853
GONDA, Lancereau, Bandelier, Luo, Fan, Benezech, Peyret

Mesures de températures intrusives dans un écoulement d'élastomère 861
LAUNAY, Allanic, Mousseau, Deterre, Madec

Modélisation dynamique, simulation et éléments de validation expérimentale d'une machine à absorption, utilisée dans une installation de rafraîchissement solaire 869
MARC, Praene, Letexier, Castaing-Lasvignottes, Lucas, Sinama

Caractérisation thermique du procédé d'adhésion caoutchouc/acier 879
SQUID, Sarda, Leroy, Deterre

Caractérisation expérimentale du comportement thermique de différents matériaux soumis à une fontaine ultrasonique 887
TINGAUD, Bontemps, Colasson, Ferrouillat

Modélisation du comportement thermique d'un mur à inclusions de MCP 895
EL OMARI, Le Guer, Kouksou, Zeraouli, Dolado

Thermique des systèmes 901

Etude expérimentale d'un concentrateur solaire intégré au bâtiment 902
JOURDAN, Ladevie, Beziau, Boute

Refroidissement sec de centrales solaires thermodynamiques par sondes géothermiques <i>OLIVÈS, Delaleux, Py, Dominguez</i>	908
--	-----

Thermique du vivant 916

Application de la thermographie infrarouge comme outil de diagnostic d'arthrose du genou <i>ARFAOUI</i>	917
---	-----

Transferts en milieux polyphasiques 925

Conductivité thermique effective des composites renforcés avec des inclusions polydispersées <i>AADAMI, Elhamouti, Karkri</i>	926
---	-----

Echanges de chaleur et de masse à l'impact d'une goutte en situation de Leidenfrost - Modèles et expériences <i>GRADECK, Maillot, Lemoine, Castanet, Dunand</i>	934
---	-----

Critères de sélection de fluides de substitution pour l'étude de la condensation convective dans des échangeurs à plaques <i>LAUNAY, Sarraf, Tadrist, Marvillet</i>	942
---	-----

Simulation numérique d'écoulements gaz-liquide induits par actuation thermique <i>PRIGENT, Dulc, Le Quere</i>	950
---	-----

Estimation des coefficients de transfert thermique en milieu diphasique millifluidique par thermographie infrarouge <i>ROMANO MUNGARAY, Hany, Toutain, Pradère, Batsale</i>	958
---	-----

Etude expérimentale des transferts de chaleur en ébullition nucléée : Influence de la pression de saturation du fluide <i>ZAMOUM, Tadrist, Combeau</i>	966
--	-----

Transferts en milieux poreux 974

Approche Boltzmann Sur Réseau de la dispersion dans les mousses : évaluation de la longueur d'établissement <i>JOBIC, Occelli, Topin, Pavan</i>	975
---	-----

Détection des fuites dans les digues en terre par thermométrie et identification de modèle convolutif <i>KERZALÉ, Maillot, Girard,</i>	963
--	-----

Liste des auteurs principaux 992

Combustion couplages multiphysiques

Etude expérimentale et numérique de l'extinction d'un feu de bac par aspersion

Alexandre JENFT^{1,2*}, Anthony COLLIN¹, Pascal BOULET¹, Grégoire PIANET², Arnaud BRETON², Armelle MULLER²

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée – Université de Lorraine, CNRS 2, avenue de la forêt de Haye, BP 160 – F-54504 Vandœuvre-lès-Nancy

²Centre National de Prévention et de Protection

Route de la Chapelle Réanville, BP 2265 – F-27950 Saint-Marcel

*(auteur correspondant : alexandre.jenft@univ-lorraine.fr)

Résumé – Le but de ce papier est de présenter l'étude des interactions eau-feu-fumées pendant l'extinction d'un feu généré dans une pièce ventilée à l'aide d'essais expérimentaux et de simulations numériques. Le volet expérimental implique une vingtaine de capteurs permettant l'enregistrement en continu de la perte en masse de combustible, des températures du milieu gazeux en divers points de la pièce, des vitesses et de la composition des gaz à l'extraction. Les simulations sont réalisées à l'aide d'une version modifiée du logiciel FDS incluant notamment la mise en place de bilans de masse et d'énergie en post-traitement pour évaluer les modes d'action des gouttes d'eau sur le feu.

1. Introduction

L'extinction d'un feu par aspersion d'eau sous forme de gouttelettes fait appel à différents phénomènes physiques complexes et fortement couplés [1,2] : le refroidissement du milieu gazeux et de la surface solide, l'atténuation du rayonnement thermique, ou encore l'effet d'inertage dû à l'évaporation des gouttes. La pulvérisation de petites gouttes (technique communément appelée « brouillard d'eau ») permettrait de favoriser l'effet de bouclier radiatif et de créer un puits thermique important grâce à la vaporisation des gouttes d'eau, dont la chaleur latente est élevée. Néanmoins, leur faible inertie pénaliserait leur capacité à atteindre la surface de combustible et donc à le refroidir [3]. On conçoit alors qu'une étude approfondie est nécessaire pour mieux comprendre ces phénomènes, les caractériser et les quantifier en fonction du type d'aspersion et du type de foyer.

Le CNPP et le LEMTA ont entrepris une collaboration qui permettra l'étude des interactions eau-feu-fumées pendant l'extinction d'un feu de bac généré dans une pièce ventilée, pour différents types de pulvérisation et des bacs de différentes tailles. L'analyse expérimentale sera effectuée sur les deux phases qui nous intéressent : le développement du feu avant aspersion, sa maîtrise après aspersion. En parallèle une étude numérique basée sur le logiciel FDS (Fire Dynamics Simulator v.5, développé par le NIST) permettra de vérifier la capacité prédictive de ce code couramment utilisé par la communauté incendie et de tester son modèle d'extinction. En effet, si un certain nombre de travaux ont été réalisés sur la comparaison entre des simulations sur FDS et des résultats expérimentaux à échelle réelle dans des configurations type bâtiment [4, 5, 6] ou tunnel [7, 8], peu se sont intéressés au modèle d'extinction intégré dans FDS [9]. A ce stade, un travail de post-traitement permettra d'établir des bilans de masse et d'énergie pour mieux comprendre les modes d'action de l'eau [8,10], avant de modifier le modèle d'extinction lui-même. Dans ce qui suit, le dispositif expérimental est d'abord décrit avec présentation de l'instrumentation et des incertitudes de mesure, puis le volet simulation numérique est abordé. Enfin, une section consacrée aux résultats permet l'analyse des données et la confrontation des résultats.

2. Dispositif expérimental

2.1. Description de la salle d'essais

La salle utilisée pour les essais expérimentaux est présentée sur la figure 1, avec les principales caractéristiques listées dans le tableau 1.

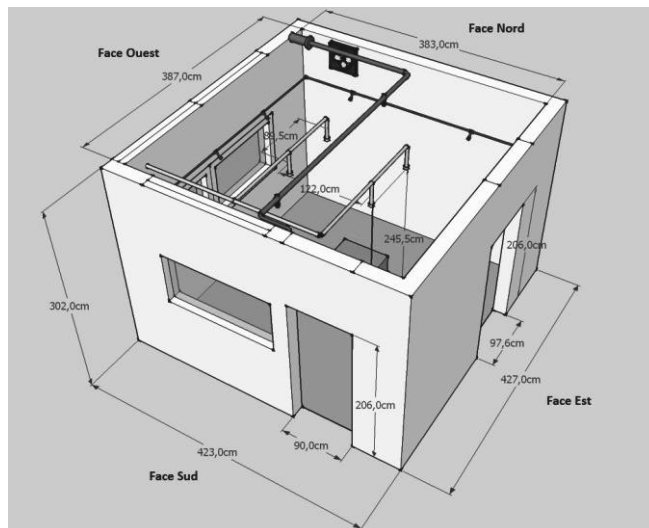


Figure 1 : Salle expérimentale

Murs	Béton, 20cm d'épaisseur
Plafond	Contreplaqué, 2cm d'épaisseur. Au centre, 2 plaques de plâtre de 1m x 0.5m, 2cm d'épaisseur
Autres caractéristiques	Face Ouest : 2 fenêtres en verre de 1.30m x 0.80m Face Est : 1 porte en acier de 2.06m x 0.97m, 3mm d'épaisseur. Présence de volets en partie basse pour créer une ouverture sur l'extérieur. Face Nord : ventilation contrôlée en partie haute, débit = 0.43m/s ² soit un renouvellement horaire d'environ 30h ⁻¹ . Face Sud : 1 porte en verre de 2.06m x 0.90cm, 5mm d'épaisseur et 1 fenêtre en verre de 1.60m x 0.80m, 5mm d'épaisseur.

Tableau 1 : Caractéristiques de la salle d'essais

Le local est équipé d'un réseau brouillard d'eau (4 têtes). Les caractéristiques des buses utilisées sont décrites dans le tableau 2.

Buse	7 orifices
Pression nominale	10 bars
Débit	6.3l/min
Angle de projection	130°
D ₃₂	112mm
Facteur k	2l/min/atm ^{0.5}

Tableau 2 : Caractéristiques du brouillard d'eau

Compte-tenu des dimensions du local, le taux d'application surfacique maximal est de l'ordre de 1.7l/min/m² et le taux d'application volumique de 0.56l/min/m³. Le foyer est généré par un bac de fioul de diamètre 35cm, placé à l'aplomb des buses et centré sur un axe vertical passant au milieu des buses, elles-mêmes situées à une hauteur de 2,45m. Un tel foyer permet d'obtenir des puissances de l'ordre de 60kW à l'état stationnaire.

2.2. Instrumentation

La salle a été équipée de 13 thermocouples. Un premier arbre de 4 thermocouples (A1) se situe au dessus de la flamme, le second (A2) sur la diagonale Nord-Est, à 1.40m du centre. Sur chaque arbre, les thermocouples sont placés à des hauteurs de 0.50m, 1.50m, 2.50m et 2.90m. Trois autres thermocouples ont été installés près des faces Sud et Nord à 2.90m du sol, nous permettant de bien mesurer la température dans la couche haute. Enfin, deux thermocouples ont été placés sur les fenêtres des faces Sud et Ouest, afin de prévenir les risques liés à une montée en température des vitres.

Un analyseur d'O₂ prélève les gaz sortant par la ventilation mécanique. Il est dans certains essais accompagné d'analyseurs de CO₂ et CO. Ces mesures permettent ensuite de déterminer la puissance du feu après activation du brouillard d'eau.

Enfin, une balance placée sous le bac permet de mesurer la variation de masse de combustible (soit le débit de pyrolyse) qui nous permet ensuite d'estimer la puissance du feu lorsque le brouillard d'eau n'est pas activé.

Toutes ces données sont ensuite recueillies par la centrale d'acquisition DAQSTATION DX200 qui traite les signaux.

2.3. Incertitudes de mesures

Les températures mesurées par les thermocouples sont estimées précises à ± 2°C.

L'incertitude sur la masse vaut ε(m) = 0.0375kg. On écrit ensuite le HRR (dégagement de chaleur ou Heat Release Rate) à partir du débit de pyrolyse $\dot{m}(t)$, du rendement de la réaction χ et de la chaleur de réaction ΔH_c sous la forme

$$HRR = \dot{m}(t) \chi \Delta H_c \tag{1}$$

Les données de χ et ΔH_c sont issues de la littérature et ne sont donc pas soumis à des calculs d'incertitudes. Cependant, on ne peut négliger la possibilité d'un écart avec la réalité sur ces termes et une analyse de sensibilité a donc été menée, dont les résultats sont présentés plus loin. Au final, nous obtenons une incertitude sur le HRR de 3kW (pour un HRR stationnaire de 60 kW). L'incertitude de l'analyseur d'O₂ est de 2% sur la concentration.

2.4. Répétabilité des essais

Cinq essais ont été réalisés la même journée afin de vérifier la répétabilité des essais. Différentes grandeurs ont été étudiées dans cette optique, soit : la température aux différentes hauteurs de l'arbre de thermocouples A2 (figure 2), la masse pyrolysée (figure 3), le taux d'oxygène mesuré à l'extraction (figure 4) et le flux radiatif reçu par le fluxmètre (figure 5).

Il est à préciser que la figure 3 n'a de sens que lors de la phase croissante des courbes. En effet, le brouillard d'eau est déclenché à t ≈ 640s, l'impact des gouttes sur la surface du combustible ne permet plus alors de mesurer directement le taux de pyrolyse. De même, on peut apercevoir des remontées de ces courbes à différents temps, correspondant à l'arrêt du brouillard d'eau. On peut raisonnablement penser que de l'eau ayant impacté la surface du combustible continue de s'évaporer, faisant diminuer la masse du bac.

Compte tenu des commentaires qui précèdent, les figures 2 à 4 montrent une excellente répétabilité des essais sur toutes les grandeurs.

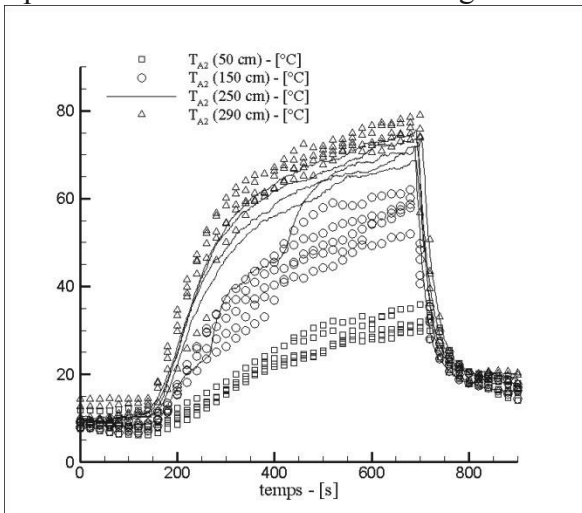


Figure 2 : Répétabilité de la température au niveau de l'arbre A2

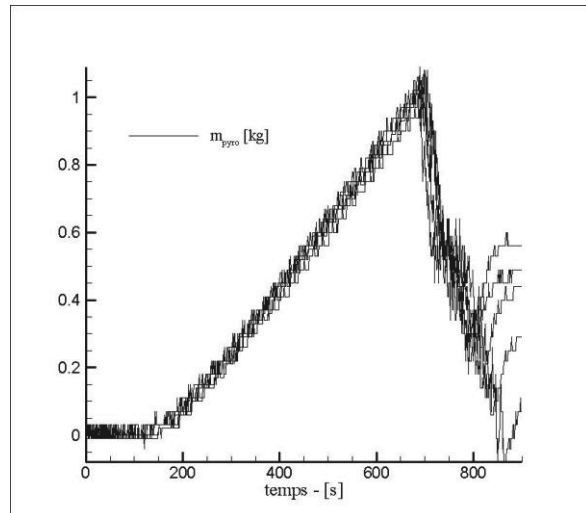


Figure 3 : Répétabilité de la masse totale perdue par pyrolyse

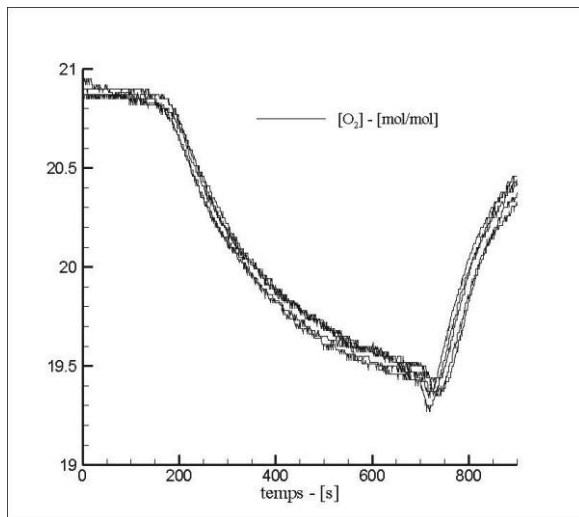


Figure 4 : Répétabilité du taux d'oxygène à l'extraction

2.5. Détermination du HRR

Deux méthodes peuvent être utilisées afin de déterminer la puissance du feu à tout instant. Avant le déclenchement du brouillard d'eau, celle-ci est calculée à partir des mesures de débit de pyrolyse, comme indiqué dans l'équation (1). Néanmoins, comme on peut le constater sur la figure 3, l'utilisation de la masse mesurée par la balance n'a de sens qu'avant aspersion. En effet, un certain nombre de gouttes vont impacter la surface du combustible et donc engendrer l'augmentation de la masse du bac. C'est pourquoi le HRR est ensuite déterminé par la méthode dite de consommation d'oxygène, déduite des mesures de concentration par l'analyseur de gaz après déclenchement du brouillard d'eau. Les équations permettant le calcul de la puissance du feu par consommation d'oxygène ont été développées par Parker [11] et Janssens [12]. Elles ne sont pas reprises ici. Cette méthode n'est pas appliquée dès les premiers instants car la phase instationnaire induit des variations de concentration en oxygène qui ne sont perçues à l'extraction qu'avec un décalage impossible à définir. Le suivi de la puissance du feu est donc effectué à partir des deux méthodes utilisées successivement : par évaluation de la perte de masse avant aspersion, par consommation d'oxygène ensuite, l'accord entre les résultats des deux méthodes ayant été vérifié juste avant aspersion.

3. Simulation numérique

3.1. Présentation du logiciel FDS

FDS est un logiciel CFD open source, dont la première version est sortie en février 2000. C'est la version 5 qui est utilisée ici. Il résout numériquement une forme d'équations de Navier-Stokes adaptée aux écoulements à petite vitesse, anisothermes, avec l'accent mis sur le transport de fumées et de chaleur issues du feu. [13]. L'aspersion est quant à elle traitée par approche Lagrangienne. La puissance du feu (montée puis décroissance due à l'aspersion), tirée des résultats expérimentaux, est imposée directement comme donnée d'entrée dans notre cas.

3.2. Présentation de la simulation

Les principales caractéristiques de la simulation associée aux essais présentés dans la partie précédente sont répertoriées dans le tableau 3.

Maillage	Mailles de 5cm x 5cm x 5cm. Domaine : 4.30m x 4.50m x 3.20m soit 86 x 90 x 64 mailles. Celui-ci est plus grand que la pièce suivant y et z afin de fournir un nombre de mailles optimisé pour le solveur de pression [13].
Conditions aux limites	Suivant les z inférieurs, mur infini avec continuité du flux à la surface correspondant au sol. Sur toutes les autres faces, le domaine donne sur l'air ambiant avec continuité du flux.

Températures	initiale : 9°C ambiante : 8°C.
Combustion	$\Delta H_c = 42200$ kJ/kg. Combustible : fioul, identifié par $C_{12}H_{23}$ HRR déterminé expérimentalement. Bac : 30cm x 30cm x 10cm. Placé à une hauteur de 20cm (représentatif de la balance). Contient une hauteur de 5cm de combustible. Parois en acier de 1mm d'épaisseur. Rendement de combustion 0.9 [14].
Brouillard d'eau	Débit volumique de chaque buse : 6.3l/min Angle du spray : 130° Température initiale des gouttes : 20°C Pression : 10atm Diamètre des orifices des buses : 0.0008m Diamètre de Sauter des gouttes : 112µm

Tableau 3 : Caractéristiques de la simulation

3.3. Modifications de FDS : bilans de masse et d'énergie

En plus de la résolution standard intégrée dans FDS, un post-traitement a été ajouté, consistant en un bilan de masse et un bilan d'énergie, permettant de séparer la contribution de chacun des termes impliqués. L'intérêt est notamment de permettre de quantifier les différents modes d'action de l'eau pulvérisée.

3.3.1. Bilan de masse

Un bilan est tout d'abord réalisé sur la phase gaz + gouttes. Celui-ci s'écrit :

$$\dot{m}(t) = \dot{m}_{pyro}(t) + \dot{m}_{adv,g}(t) + \dot{m}_{adv,p}(t) \quad (2)$$

Avec \dot{m}_{pyro} le débit de pyrolyse, $\dot{m}_{adv,g}$ les variations de masse de la phase gazeuse dans les ouvrants et $\dot{m}_{adv,p}$ la différence entre le gain par injection des gouttes et la perte par sortie des gouttes par les ouvrants.

Cette formulation ne nous permet pas de capter tous les effets, notamment l'évaporation des gouttes (\dot{m}_{evap}). C'est pourquoi un second bilan, réalisé uniquement sur les gouttes, a également été mis en place, celui-ci s'écrivant donc :

$$\dot{m}_p(t) = \dot{m}_{adv,p}(t) + \dot{m}_{evap}(t) \quad (3)$$

3.3.2. Bilan d'énergie

A l'instar du bilan de masse, une seule formulation ne suffit pas à représenter tous les effets souhaités, pour les raisons évoquées précédemment. C'est pourquoi deux bilans ont été intégrés au logiciel : un sur la phase gazeuse et un sur les gouttes. Le premier s'écrit

$$\dot{Q}(t) = \dot{Q}_{EI,g}(t) + \dot{Q}_{g/w}(t) + \dot{Q}_{adv}(t) + \dot{Q}_p(t) \quad (4)$$

Avec \dot{Q} correspondant au HRR, $\dot{Q}_{EI,g}$ la variation d'énergie interne de la phase gazeuse, $\dot{Q}_{g/w}$ les pertes convecto-radiatives des gaz aux murs, \dot{Q}_{adv} les pertes vers les ouvrants et \dot{Q}_p les pertes dues aux échanges avec les gouttes, qui s'écrivent dans ce bilan

$$\dot{Q}_p(t) = \dot{Q}_{conv,g/p}(t) + \dot{Q}_{ray,g/p}(t) \quad (5)$$

Avec $\dot{Q}_{conv,g/p}$ et $\dot{Q}_{ray,g/p}$ respectivement les échanges convectifs et radiatifs entre les gouttes et les gaz. Le bilan sur les gouttes s'écrit

$$\dot{Q}_{EI,p}(t) + \dot{Q}_{evap}(t) = \dot{Q}_{p,w}(t) + \dot{Q}_{conv,g/p}(t) + \dot{Q}_{ray,g/p}(t) + \dot{Q}_{adv,p}(t) \quad (6)$$

Avec $\dot{Q}_{EI,p}$ la variation d'énergie interne des gouttes, \dot{Q}_{evap} l'énergie utilisée pour l'évaporation des gouttes, $\dot{Q}_{p,w}$ les échanges entre les gouttes et les murs et $\dot{Q}_{adv,p}$ la variation due à la variation de masse présentée précédemment dans le terme $\dot{m}_{adv,p}$. Chacun de ces termes est évalué d'après la modélisation intégrée dans FDS [15].

4. Résultats

4.1. Comparaison expérimental/numérique

La comparaison entre les résultats de la simulation numérique et les mesures expérimentales porte d'abord sur les températures sur l'arbre de thermocouples A2 et sur le taux d'oxygène en extraction. Les résultats expérimentaux utilisés sont issus du premier des cinq essais de répétabilité réalisés.

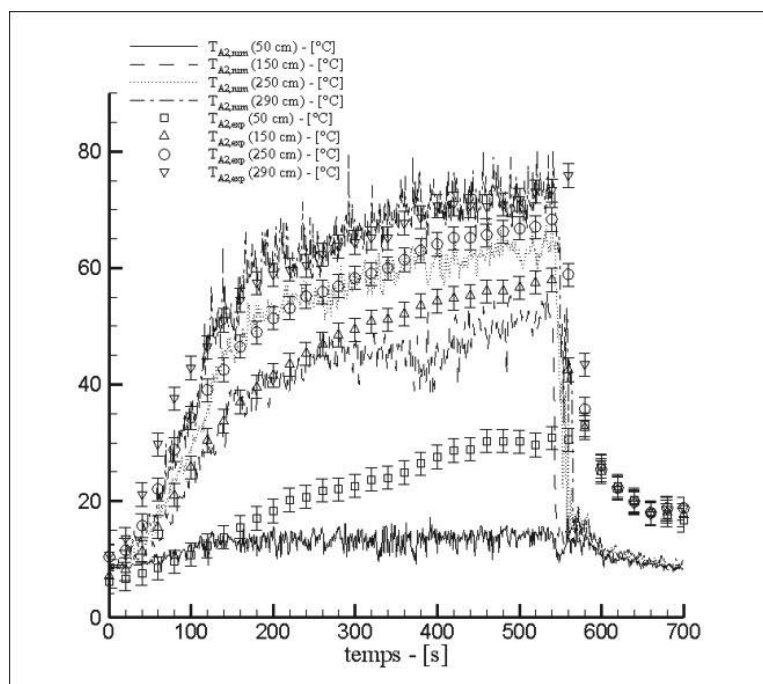


Figure 5 : Comparaison numérique / expérimental : température sur l'arbre A2

On peut voir sur la figure 5 que les températures en couche haute sont très proches des résultats expérimentaux tandis que pour les hauteurs plus faibles, le calcul numérique les sous-estime et même très fortement pour $h = 50\text{cm}$. Cette différence pourrait être expliquée par un flux d'air frais important par l'ouverture au travers de la porte, qui aurait un effet sur la stratification des températures dans la pièce.

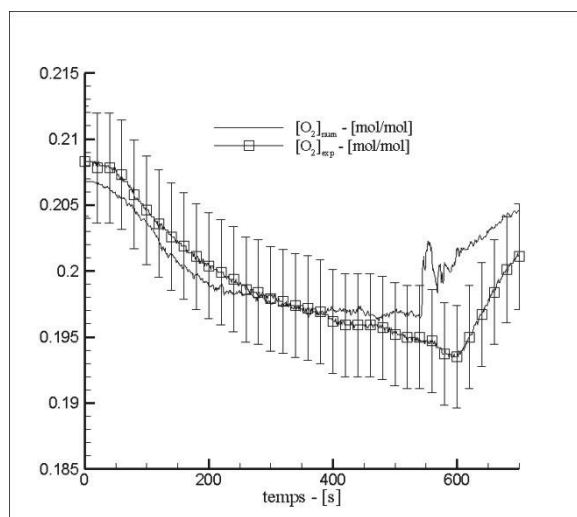


Figure 6 : Comparaison numérique / expérimental : taux d'oxygène à l'extraction

La figure 6 montre que les résultats numériques sur le taux d'oxygène sont plutôt en bon accord avec les valeurs expérimentales puisqu'elles sont comprises dans les barres d'erreurs associées aux mesures. Néanmoins, on peut noter que la consommation d'oxygène est inférieure aux données de l'analyseur, notamment à partir de 200s environ. Plusieurs phénomènes pourraient expliquer cette observation : une sous-estimation de la puissance du feu (ce qui induirait une consommation d'oxygène par la combustion inférieure à la prédiction), ou une surestimation du débit d'extraction qui amènerait un milieu mieux ventilé.

Ces différentes remarques ont amené à différentes analyses de sensibilité :

- au rendement de la réaction de combustion ;
- au débit volumique d'extraction ;
- à l'aire de l'ouverture dans la porte.

Seule cette dernière sera présentée ici, les deux premières amenant des résultats très prévisibles : des variations du taux d'oxygène et des températures en couche haute.

4.2. Analyse de sensibilité

La figure 7 présente la comparaison entre les données expérimentales, identiques à la partie précédente, avec une nouvelle simulation dans laquelle l'aire de l'ouverture dans la porte a été divisée par 3. En la comparant avec la figure 5, on constate que l'on obtient une prédiction de la température bien meilleure à 50cm du sol, tandis que l'on n'observe pas de grandes différences sur les températures à de plus grandes hauteurs. L'évolution temporelle de la concentration en oxygène ne présente pas de variations notables avec la version précédente.

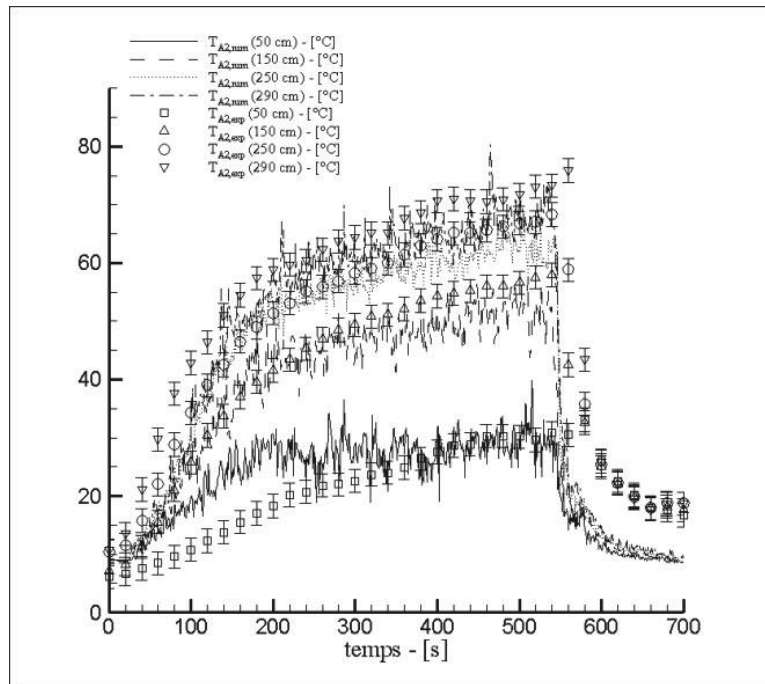


Figure 7 : Comparaison numérique / expérimental : température sur l'arbre A2

4.3. Bilans de masse et d'énergie

Comme indiqué dans la section 3.3, les bilans de masse et d'énergie nous permettent de quantifier les différentes pertes occasionnées. Ainsi, durant l'extinction, 74% de l'énergie perdue est occasionnée par les transferts avec les gouttes en moyenne, tandis que 19% sont perdus par la phase gazeuse dans les murs et les derniers 7% représentent la chaleur accumulée dans les gaz advectés à travers les ouvertures.

Parmi les 74% des pertes dues aux échanges avec les gouttes évoqués ci-dessus, seuls vont intervenir la convection (90%) et le rayonnement (10%) avec l'air, comme précisé dans (5).

Il est à préciser que dans notre cas, les gouttes ont tendance à chauffer les surfaces solides plutôt qu'à les refroidir. En effet, le feu n'étant pas très puissant (60kW), les parois ne vont

pas beaucoup s'échauffer avant activation du brouillard d'eau tandis que les gouttes, du fait de leur petite taille, vont rapidement voir leur température augmenter au-delà de celle des murs durant leur temps de séjour dans l'air.

5. Conclusions, perspectives

Une étude de l'extinction d'un feu de fioul en milieu confiné-ventilé a été réalisée expérimentalement et numériquement avec FDS, afin d'évaluer les capacités prédictives du code et d'analyser les modes d'actions de l'eau sur le feu. Les comparaisons montrent un accord satisfaisant avec des écarts relatifs de l'ordre de 6% sur les températures et de 3% sur la consommation en oxygène. Les bilans de masse et d'énergie sur l'eau pulvérisée montrent que la part des pertes de la phase gazeuse est à hauteur de 7% pour l'advection, 19% pour les échanges avec les murs, 7% pour le rayonnement vers les gouttes et 67% pour les échanges convectifs avec les gouttes. Ces résultats doivent être étendus à d'autres configurations (différentes puissances de feu, différentes tailles de gouttes, modification du positionnement des buses), avant de travailler sur un modèle d'extinction à implémenter dans le code.

Références

- [1] G. Grant, J. Brenton, D. Drysdale, Fire suppression by water sprays, *Progress in Energy and Combustion Science*, 26 (2000), 79-130.
- [2] Z. Liu, A.K. Kim, A review of water mist fire suppression systems – fundamental studies, *Journal of Fire protection Engineering*, 10-3 (2000), 32-50.
- [3] A. Jones, P.F. Nolan, Discussions on the use of fine water sprays or mists for fire suppression, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 8-1 (1995), 17-22.
- [4] S.C. Kim, H.S. Ryou, The effect of water mist on burning rates of pool fire, *Journal of Fire Sciences*, 22 (2004), 305-323.
- [5] C.J. Chen, W.D. Hsieh, W.C. Hu, C.M. Lai, T.H. Lin, Experimental investigation and numerical simulation of a furnished office fire, *Building and Environment*, 45 (2010); 2735-2742.
- [6] P. Yang, T. Liu, X. Qin, Experimental and numerical study on water mist suppression system on room fire, *Building and Environment*, 45 (2010), 2309-2316.
- [7] J. Trelles, J.R. Mawhinney, CFD investigation of large scale pallet stack fires in tunnels protected by water mist systems, *Journal of Fire Protection Engineering*, 20 (2010), 149-198.
- [8] E. Blanchard, S. Desanghere, P. Boulet, Quantification of energy balance during fire suppression by water mist in a mid-scale test tunnel, *10th International Symposium on Fire Safety Science*, (Université du Maryland, Etats-Unis, Juin 2011).
- [9] J. Vaari, J. Floyd, R. McDermott, CFD Simulations on extinction of co-flow diffusion flames, *10th International Symposium on Fire Safety Science*, (Université du Maryland, Etats-Unis, Juin 2011).
- [10] A. Hamins, E. Johnsson, M. Donnelly, A. Maranghides, Energy balance in a large compartment fire, *Fire Safety Journal*, 43 (2008), 180-188.
- [11] W. Parker, Calculations of the heat release rate by oxygen consumption for various applications, *Journal of Fire Sciences*, 2-5 (1984), 380-395.
- [12] M. Janssens, Measuring rate of heat release by oxygen consumption, *Fire Technology*, 27 (1991), 234-249.
- [13] K.B. McGrattan, S. Hostikka, J.E. Floyd, *Fire Dynamics Simulator (version 5), User's Guide*, 2007.
- [14] A. Tewarson, Generation of heat and chemical compounds in fires, *SFPE Handbook of fire protection engineering*, (2002), 3.82-3.161.
- [15] K.B. McGrattan, S. Hostikka, J.E. Floyd, *Fire Dynamics Simulator (version 5), Technical Guide*, 2007.

Amélioration de l'état de surface de pièces obtenues en fabrication directe par projection laser à l'aide d'un modèle numérique thermohydraulique 2D

Simon MORVILLE¹, Muriel CARIN^{1*}, Philippe LE MASSON¹, Denis CARRON¹, Patrice PEYRE², Myriam GHARBI², Rémy FABBRO²

¹ LIMATB, Université de Bretagne-Sud / UEB

Centre de recherche C. Huygens, Rue de Saint Maudé, BP 92116 – 56321 LORIENT Cedex

² PIMM - ENSAM (CNRS)

UMR 8006-Arts et Métiers Paris Tech, 151 boulevard de l'Hôpital - 75013 PARIS

*(auteur correspondant : muriel.carin@univ-ubs.fr)

Résumé : La Fabrication Directe par Projection Laser (FDPL) est un procédé novateur issu du prototypage rapide et du rechargement laser. Cette technologie permet de fabriquer des pièces 3D pleinement densifiées par injection de poudre métallique dans un bain de métal en fusion obtenu au moyen d'une source laser mobile. La géométrie finale est obtenue par superposition des couches. Une des limites actuelles de ce procédé est l'état de surface final, jugé insuffisant par rapport aux procédés classiques d'usinage et de moulage. Ce travail s'appuie sur la modélisation numérique pour, d'une part, mettre en évidence le lien entre les paramètres opératoires et l'état de surface final, et d'autre part, apporter une solution en vue d'améliorer la qualité des pièces obtenues en FDPL. Les équations de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la masse sont résolues dans un repère 2D transverse. La présence de la surface libre et l'apport de matière lié au jet de poudre sont gérés à l'aide d'un maillage mobile (utilisant la méthode ALE) pour prendre en compte la déformation de l'interface. Ce modèle permet ainsi de prédire les ondulations périodiques induites par la superposition des couches. Les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales obtenues par caméra rapide et par profilométrie. Une étude paramétrée est menée pour montrer comment améliorer l'état de surface en fonction de la puissance laser, de la vitesse d'avance et du débit de matière. L'étude est réalisée avec un alliage de titane Ti-6Al-4V, largement utilisé dans les domaines aéronautique et biomédical.

Nomenclature

b	coefficient du terme de Darcy	x, y	système de coordonnées, m
C	coefficient du terme de Darcy, $kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$	\vec{V}_p	vitesse de l'apport de matière, $m \cdot s^{-1}$
c_p	chaleur spécifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	\vec{V}_s	vitesse de déplacement du laser, $m \cdot s^{-1}$
c_p^*	chaleur spécifique apparente, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	W_t	distance « peak-to-valley » du profil (μm)
D_m	débit massique de poudre, $kg \cdot s^{-1}$	<i>Indices, exposants</i>	
f_L	fraction liquide	f	fusion
g	accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$	S, L	Solidus, Liquidus
h	coefficient d'échange, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	n, t	normale, tangentielle
H_0	hauteur du bain, m	T	transposée
Δh	hauteur du dépôt, m	<i>Symboles grecs</i>	
ΔH_f	chaleur latente de fusion, $J \cdot kg^{-1}$	α	absorptivité
I	matrice identité	β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
I_0	distribution d'énergie, $W \cdot m^{-2}$	γ	coefficient de tension de surface, $N \cdot m^{-1}$
L_0	longueur du bain, m	ε	émissivité
N_p	coefficient de constriction	η_p	rendement d'interaction
\vec{n}, \vec{t}	vecteur normal, vecteur tangent	θ	angle d'incidence, rad
p	pression, Pa	κ	courbure, m^{-1}
P_l	puissance du laser, W	λ	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
Q_v	terme source, $W \cdot m^{-3}$	ν	viscosité dynamique, $Pa \cdot s$
r_l	rayon de la source laser, m	ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
r_p	écart-type de la gaussienne, m	σ	tenseur des contraintes, Pa
T	température, K	σ_b	cte de Stefan-Boltzmann, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
t	temps, s		
\vec{u}	vitesse du fluide $m \cdot s^{-1}$ (vecteur)		
\vec{u}_m	vitesse du maillage, $m \cdot s^{-1}$ (vecteur)		

1. Introduction

La fabrication directe par projection laser (FDPL) est un procédé à la croisée du prototypage rapide et du rechargement laser. Un jet de poudre est distribué par une buse coaxiale avec un faisceau laser se déplaçant à une vitesse d'avance V_s au-dessus d'une surface plane. Le faisceau laser permet, d'une part, la formation d'un bain fondu par échauffement local de la surface du substrat et d'autre part, l'échauffement des grains de poudre avant leur chute dans le bain fondu. Les grains de poudre atteignant la surface libre font augmenter le volume de la zone fondue. De part le déplacement du laser, la matière en fusion se solidifie rapidement et un dépôt solide est alors formé. La compréhension des phénomènes intervenant au niveau de la frontière libre est essentielle puisqu'elle conditionne l'énergie absorbée par le substrat, la quantité de matière déposée et la dynamique de la zone fondue. Cette frontière libre fait intervenir des phénomènes physiques complexes principalement couplés au transfert de la chaleur. C'est ainsi le cas des phénomènes de tension de surface responsables de la forme du dépôt après solidification. Au cours d'une opération de fabrication multicouche, la superposition des dépôts engendre des ondulations périodiques à la surface de l'objet caractérisées par le paramètre W_t (écart maximal creux-bosse du profil) comme l'illustre la Figure 1. Une bonne maîtrise des paramètres opératoires est alors nécessaire pour minimiser ces ondulations et améliorer l'état de surface des pièces ainsi conçues.

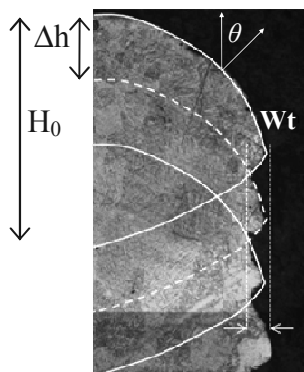


Figure 1 : Demi-coupe transversale d'un mur fabriqué par FDPL

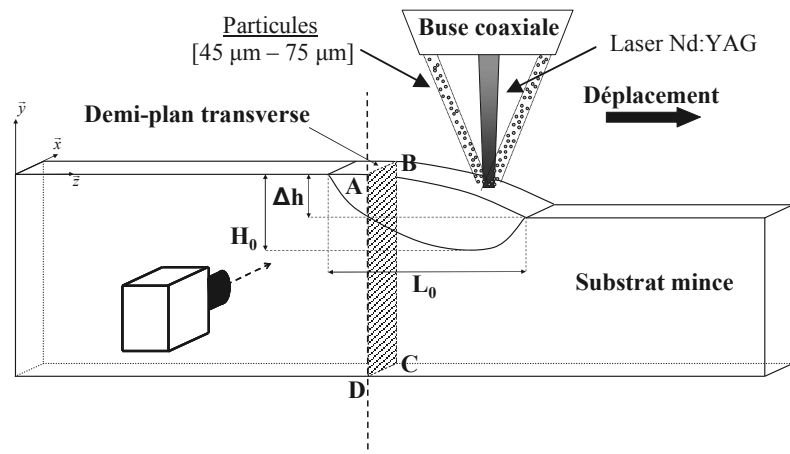


Figure 2 : Schéma du procédé de FDPL sur substrat mince

La littérature fait état de différents modèles numériques et analytiques développés en vue d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques couplés entre le faisceau laser, le jet de poudre et le substrat. Weerasinghe *et al.*[1] proposent un modèle 2D purement thermique utilisant la méthode des différences finies pour calculer les champs de température au cours du procédé. L'absorption de chaleur par les particules de poudre et l'atténuation du faisceau laser sont prises en compte. Les travaux de Jouvard *et al.*[2] introduisent par la suite une puissance limite permettant d'assurer un dépôt de bonne qualité ; le modèle d'interaction entre le faisceau laser et la poudre est défini par la loi de Beer-Lambert. Picasso *et al.*[3] ont développé un des premiers modèles 3D thermique pour estimer les paramètres opératoires à appliquer en fonction des propriétés du laser et de la hauteur du dépôt attendue. Picasso et Haodlay [4] présenteront par la suite un modèle 2D basé sur la méthode des éléments finis. Les équations de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement ainsi que l'équation de continuité sont résolues dans le repère du laser. La pression capillaire et la thermocapillarité sont prises en compte sur la frontière libre.

Kong et Kovacevic [5] ont développé un modèle 2D thermohydraulique de type longitudinal où le plan est positionné sur l'axe de déplacement de la buse. L'apport de matière est traité avec la méthode level-set. Les auteurs prédisent l'évolution de la température maximale et la profondeur du bain fondu sur trois couches déposées successivement, sans arrêt de la source laser. Alimardani *et al.*[6] présentent également les résultats numériques

d'un modèle thermique 3D sur plusieurs couches, en supposant une interaction découplée entre le faisceau laser et le jet de poudre. La quantité de matière déposée est calculée analytiquement à partir du débit de poudre, du temps et de la surface d'interaction entre le jet de poudre et le bain liquide. Malgré l'intérêt des résultats publiés, ces modèles thermiques ne permettent pas de rendre compte de l'état de surface final des pièces. A ce jour, aucun des modèles 3D de la littérature n'a prédit les ondulations responsables de l'état de surface. Pour ce faire, la mécanique des fluides avec prise en compte de la tension de surface est nécessaire afin de simuler la redistribution de la matière induite par les phénomènes d'écoulement.

Ce type de simulation se heurte néanmoins au problème des temps de calcul, puisque la modélisation correcte des écoulements requiert un maillage très fin. On comprend dès lors les difficultés de modéliser un dépôt multicouches. Une alternative est alors de ramener le problème à un modèle 2D dans le plan transversal au déplacement de la buse, ce qui a été fait par Fachinotti et Cardona [7], Kelly [8] et Peyre *et al.*[9]. Toutefois, aucun de ces travaux ne propose de couplage entre l'équation de la chaleur et celle de la mécanique des fluides. Manvatkar *et al.*[10] ont utilisé une méthode d'activation des cellules du domaine afin de rendre compte de l'apport de matière, ce qui a permis de faire apparaître les ondulations suite aux dépôts successifs. Cependant, ce modèle reste incomplet dans la prédiction de l'influence des paramètres opératoires sur l'état de surface des pièces. Pour rendre le modèle plus physique et plus prédictif, il est nécessaire de calculer le champ de vitesse dans la zone fondue.

Dans cet article, nous présentons les résultats d'un modèle numérique thermohydraulique 2D transversal de FDPL. Ce modèle permet de prédire le profil de la pièce élaborée sur un substrat mince et son évolution couche après couche. Les équations de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la masse sont résolues de manière couplée avec le code de calcul basé sur la méthode des éléments finis Comsol Multiphysics® v4.2a. Le suivi de l'interface liquide/gaz et l'apport de matière sont traités à l'aide d'un maillage mobile basé sur la méthode ALE (Arbitrary-Lagrangian Eulerian, [11]). La tension superficielle et l'effet Marangoni sont pris en compte, ainsi que l'enthalpie de changement de phase. Le matériau considéré pour cette étude est l'alliage de titane Ti-6Al-4V dont les propriétés thermophysiques (ρ , c_p , λ) sont fonction de la température (Boivineau *et al.*[12]).

2. Dispositif expérimental

Les essais ont été réalisés à l'aide d'un faisceau laser continu Nd :YAG 8002 TRUMPF d'une puissance maximale de 8 kW. La tête optique est constituée d'une sortie de fibre optique de 200 μm , d'une lentille de collimation et d'une lentille de focalisation. Une buse coaxiale avec le faisceau laser permet de distribuer la poudre à la surface du bain liquide. La poudre utilisée est un alliage de titane de granulométrie comprise entre 45 et 75 μm . Le plan focal du jet de poudre est positionné à la surface du bain. Les débits de poudre sont compris entre 1 et 3 $\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ avec une distribution quasi-gaussienne d'après les mesures effectuées par pesée locale de la poudre. Afin de limiter l'oxydation, un jet d'argon est utilisé qui joue le rôle à la fois de gaz de protection et de gaz porteur. Une caméra rapide (PHOTRON IMAGER FASTCAM) permet d'analyser la dynamique du bain, l'interaction entre les grains de poudre et le bain liquide ainsi que les tailles de bain grâce à des observations latérales (Figure 2). Des murs sont ainsi construits couche par couche. L'état de surface est caractérisé par profilométrie pour déterminer le paramètre Wt .

3. Formulation mathématique

3.1. Equations de conservation

Le domaine 2D de calcul est initialement constitué d'un rectangle de 1 x 20 mm, représentant un demi-plan transverse (plan ABCD, Figure 2). Les équations de conservation

de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la masse s'écrivent, en supposant le fluide comme incompressible Newtonien et pour un écoulement laminaire :

$$\rho(T)c_p^*(T)\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} - \vec{u}_m) \cdot \vec{\nabla} T\right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda(T)\vec{\nabla} T) + Q_v \quad (1)$$

$$\rho_0\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + ((\vec{u} - \vec{u}_m) \cdot \vec{\nabla})\vec{u}\right) = \vec{\nabla} \cdot \left(-pI + \mu_0\left(\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T\right)\right) + \rho_0(1 - \beta(T - T_f))\vec{g} + \vec{F}_{Darcy} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{F}_{Darcy} = -C\frac{(1 - f_L)^2}{(f_L^3 + b)}(\vec{u} - \vec{u}_m) \quad (4)$$

$$c_p^*(T) = c_p(T) + \frac{\Delta H_f}{\sqrt{\pi}(T_L - T_S)^2} \exp\left(-\frac{(T - T_f)^2}{(T_L - T_S)^2}\right) \quad (5)$$

La chaleur latente de fusion est modélisée à l'aide de la méthode du c_p apparent (Eq. 5) avec $\Delta H_f = 3.10^5 \text{ J.kg}^{-1}$, $T_L = 1923 \text{ K}$, $T_S = 1873 \text{ K}$ et $T_f = (T_L + T_S) / 2$. Une condition de type Darcy est utilisée pour annuler la vitesse dans la phase solide (Eq. 4) avec $b = 0.001$ et $C = 10^{10} \text{ kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Les forces de flottabilité permettant de représenter le phénomène de convection naturelle sont prises en compte (Eq. 2) avec $\rho_0 = 3600 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\beta = 2.10^{-4} \text{ K}^{-1}$. La viscosité dynamique est prise égale à $\mu_0 = 4.10^{-3} \text{ Pa.s}$. Le terme source Q_v de l'équation de la chaleur (Eq. 1) permet de prendre en compte les pertes de chaleur en amont et en aval du plan transverse. Compte tenu de la difficulté pour l'estimer précisément, celui-ci est ajusté de façon à obtenir des niveaux de température réalistes à l'issue de chaque passe. Le matériau est supposé être initialement à la température ambiante avec un champ de vitesse et un champ de pression nuls.

Se rajoute à ces équations le problème de déplacement des nœuds nécessaire pour traiter l'apport de matière et la déformation de la surface libre. Celui-ci est traité à l'aide de la méthode ALE proposée par le logiciel COMSOL Multiphysics®, associée à une technique de lissage hyperélastique.

3.2. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont précisées dans le tableau 1 avec AB la frontière supérieure, BC la frontière latérale, AD le bord du demi-plan de symétrie et CD la frontière inférieure.

Frontières	AB et BC	AD	CD
Thermique	$-\lambda\vec{\nabla}T \cdot \vec{n} = I_0 - h(T - T_0)$ $-\varepsilon\sigma_b(T^4 - T_0^4) \quad (6)$ $-\rho_0 c_p^* \vec{V}_p \cdot \vec{n} (T - T_p)$	$-\lambda\vec{\nabla}T \cdot \vec{n} = 0 \quad (7)$	$T = T_0 \quad (8)$
Mécanique des fluides	Direction normale : $\sigma \vec{n} = -\kappa \gamma \vec{n} \quad (9)$ Direction tangente : $\sigma_t = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \vec{\nabla} T \cdot \vec{t} \quad (10)$	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad (11)$	$\vec{u} = \vec{0} \quad (12)$
Maillage mobile	$V_n = \vec{u} \cdot \vec{n} + \vec{V}_p \cdot \vec{n} \quad (13)$	$V_n = 0 \quad (14)$	$V_n = 0 \quad (15)$

Tableau 1 : Conditions aux limites pour les trois problèmes couplés.

La distribution énergétique du laser, supposée uniforme, est définie par :

$$I_0(x, t) = \frac{\alpha \cos(\theta) P_l}{\pi r_l^2} \quad \text{si } (x^2 + f_d(t)^2) \leq r_l^2 \quad (16)$$

avec $\alpha = 0,4$ et $r_l = 650 \mu\text{m}$. L'angle d'incidence θ évolue au cours de la déformation de la surface libre (Figure 1), induite notamment par l'apport de matière et les effets de tension de surface. La fonction $f_d(t)$ représente la distance à un instant t entre la source laser et le plan transverse. Elle est définie par morceaux afin de rendre compte du passage de la source laser à travers le plan transverse ainsi que du temps de pause entre chaque couche (ici 10 s). Ainsi pour simuler la création d'un mur de 30 mm de long, la source laser doit parcourir 15 mm avant le plan transverse et de nouveau 15 mm après (ex : si $V_s = 0,2 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$, on aura un temps de déplacement de 9 s). Par ailleurs, l'atténuation du laser due à la présence des grains de poudre n'est pas prise en compte, du fait des débits de poudre relativement faibles. Celle-ci peut, cependant, être évaluée en utilisant des modèles comme ceux proposés par Pinkerton [13] ou Peyre *et al.* [9]. Ces modèles appliqués à notre configuration donnent une atténuation de l'ordre de 5 à 7%.

Le dernier terme de l'équation 6 représente l'échange de chaleur entre la surface du bain et les grains de poudre chutant dans le bain liquide. Pour les calculs présentés ici, les grains de poudre arrivant à la surface sont supposés être à la même température que le bain. La distance d'interaction entre la poudre et le laser est suffisamment grande pour assurer la fusion des particules avant leur arrivée dans le bain. Il est cependant possible d'obtenir la distribution de température des grains en utilisant les modèles disponibles dans la littérature ([9], [13]). A noter que l'énergie nécessaire pour fondre la poudre représente moins de 10% de l'énergie du laser. Au voisinage de la frontière AD, le terme prépondérant dans l'équation 6 est le terme I_0 . Il devient nul lorsque la paroi est verticale ($\cos(\theta) = 0$). Celle-ci ne subit alors plus que des pertes par convection ($h = 20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$) et par rayonnement ($\varepsilon = 0.7$).

Pour prendre en compte l'apport de matière, on impose une vitesse de déplacement de la surface libre dépendant de la vitesse de l'apport de matière V_p définie à partir de la distribution gaussienne de poudre :

$$\vec{V}_p = N_p \frac{\eta_p D_m}{\rho_p \pi r_p^2} \exp\left(-N_p \frac{(x^2 + f_d(t)^2)}{r_p^2}\right) \vec{j} \quad (17)$$

avec $r_p = 2,2 \text{ mm}$, $N_p = 4$ et $\eta_p = 0,7$. Ces deux dernières valeurs ont été déterminées expérimentalement par pesée. A noter que la vitesse V_p est supposée égale à zéro lorsque la température de la surface est inférieure à la température de fusion. Sur la surface libre, le modèle prend en compte la tension de surface ($\gamma = 1,52 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$) selon la direction normale et l'effet Marangoni ($\partial\gamma/\partial T = -2,7\cdot 10^{-4} \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) selon la direction tangentielle.

4. Résultats et discussion

La résolution est effectuée avec le solveur direct PARDISO associé au solveur temporel α -généralisé. Le maillage est composé de 2050 éléments triangulaires avec une taille maximale de 20 μm sur la frontière supérieure et de 100 μm dans le bain liquide. Des éléments de type quadratique sont retenus pour les problèmes ALE et Navier-Stokes et des éléments linéaires pour l'équation de la chaleur. Les calculs sont effectués sur un ordinateur ayant une configuration de 24 x 3,33 GHz – 96 Go RAM. Les temps de calcul pour simuler le dépôt de 5 couches de 30 mm de longueur varient de 6 à 12 h en fonction des paramètres du procédé.

Les figures 3 et 4 présentent respectivement les isothermes et le champ de vecteur vitesse au cours de la 5^{ième} couche avec $P_l = 320 \text{ W}$, $V_s = 0,2 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ et $D_m = 2 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$. Les températures maximales sont observées à la surface du bain et sont de l'ordre de 2640 K,

donc bien inférieures à la température d'évaporation (3558 K). Les vitesses sont également maximales à la surface en raison de l'effet Marangoni et sont de l'ordre de $1,5 \text{ m.s}^{-1}$. Nous observons un bain fondu de faible épaisseur au voisinage du plan de symétrie, qui augmente sur les bords avec la formation d'un rouleau de convection. En effet, le gradient de tension superficielle $\partial\gamma/\partial T$ étant négatif pour l'alliage Ti-6Al-4V, l'écoulement sur la surface libre est dirigé vers le bord latéral du bain liquide, amenant ainsi l'énergie du laser déposée en surface vers la périphérie. Ce phénomène est, cependant, accentué par l'effet 2D transverse, qui ne prend pas en compte l'effet Marangoni dans la direction longitudinale. Lors de travaux précédents, nous avons montré qu'un modèle 2D longitudinal avait tendance, au contraire, à prédire des bains de fusion trop longs, pour les mêmes raisons [14]. A noter que les ondulations visibles sur la surface extérieure sont induites par la superposition des différentes couches.

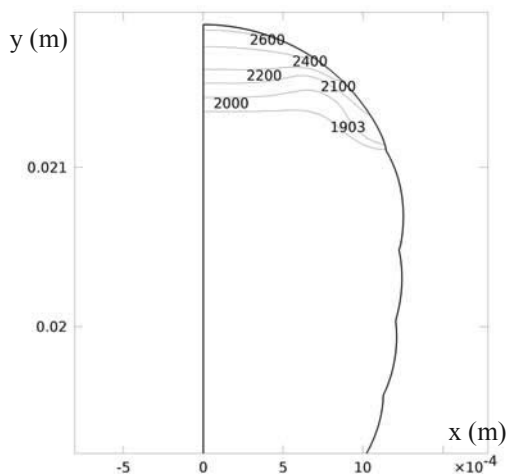


Figure 3 : Isothermes obtenues au cours de la 5^{ème} couche ($P_l = 320 \text{ W}$, $V_s = 0,2 \text{ m.min}^{-1}$, $D_m = 2 \text{ g.min}^{-1}$)

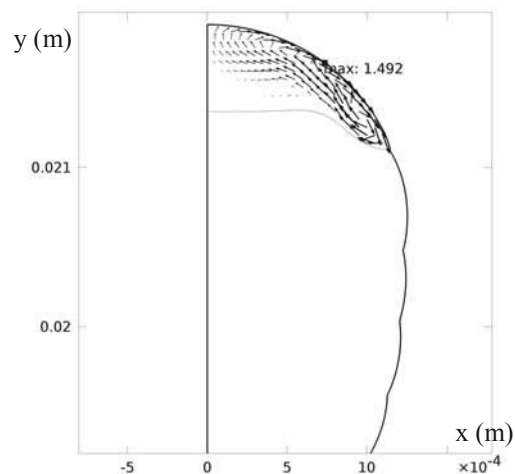


Figure 4 : Vecteurs vitesse obtenus au cours de la 5^{ème} couche ($P_l = 320 \text{ W}$, $V_s = 0,2 \text{ m.min}^{-1}$, $D_m = 2 \text{ g.min}^{-1}$)

Les figures 5 et 6 présentent les profils obtenus au cours du dépôt des 5 couches pour respectivement deux débits massiques (1 et 2 g.min^{-1}) et deux puissances laser (320 et 400 W). Lors de la fusion du métal, le bain fondu prend une forme arrondie sous l'effet de la tension de surface. L'augmentation du volume due à l'apport de matière est clairement visible. Un débit massique plus important conduit bien à un volume et une hauteur de dépôt plus importants. De même, on observe des ondulations plus importantes pour le débit le plus élevé. Lorsque la puissance laser augmente pour un même débit massique, le volume fondu est plus important, conduisant à un mur plus large.

Pour mieux comprendre l'influence des ondulations en fonction des paramètres opératoires (D_m , V_s , P_l), une étude paramétrée a été réalisée pour des débits massiques D_m de 1 et 2 g.min^{-1} , des vitesses de déplacement de la buse V_s de 0,1, 0,2 et $0,4 \text{ m.min}^{-1}$ et des puissances laser P_l de 320, 400 et 500 W . La figure 7 montre l'évolution des ondulations W_t en fonction du facteur de dilution $H_0/\Delta h$ issues du modèle 2D transverse et des mesures pour l'ensemble des paramètres opératoires. Il apparaît clairement que le paramètre W_t diminue avec le facteur de dilution, aussi bien pour les données expérimentales que numériques. Ainsi un meilleur état de surface sera obtenu pour un facteur de dilution élevé. On peut néanmoins noter que les ondulations prédites par le modèle 2D transverse sont largement sous-estimées. Ceci s'explique par l'hypothèse 2D transverse qui ne permet pas de reproduire précisément les phénomènes de transferts thermiques et de mécanique des fluides dans la direction longitudinale. En particulier, les longueurs de bain sont sous-estimées, ce qui conduit à un apport de matière moins important et donc une déformation de la surface libre plus faible.

Les figures 8 et 9 permettent de mieux comprendre quels sont les paramètres opératoires conduisant à un facteur de dilution élevé et donc un meilleur état de surface. Ainsi pour une vitesse de déplacement donnée, le facteur de dilution est plus élevé pour les puissances laser élevées et les faibles débits massiques de poudre. Une augmentation de la vitesse de

déplacement permet également d'augmenter le facteur de dilution quelque soit le débit de poudre ou la puissance laser. On peut donc conclure qu'un meilleur état de surface sera obtenu pour des puissances laser et des vitesses de déplacement élevées avec de faibles débits de poudre.

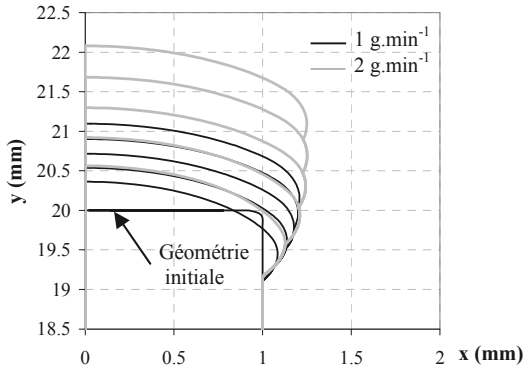


Figure 5: Evolution du profil transverse pour 5 couches pour $D_m = 1 \text{ g.min}^{-1}$ et 2 g.min^{-1} ($P_l = 320 \text{ W}$, $V_s = 0,2 \text{ m.min}^{-1}$)

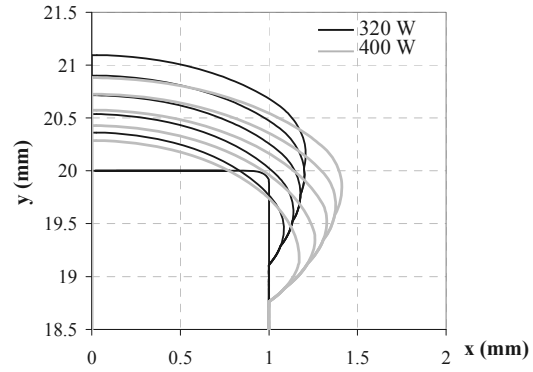


Figure 6: Evolution du profil transverse pour 5 couches pour deux puissances laser $P_l = 320 \text{ W}$ et 400 W ($D_m = 1 \text{ g.min}^{-1}$, $V_s = 0,2 \text{ m.min}^{-1}$)

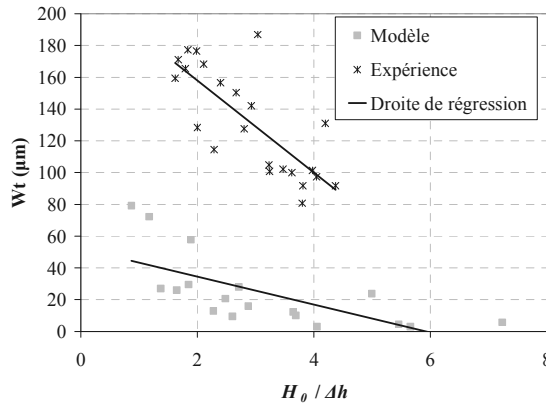


Figure 7: Evolution du paramètre Wt (ondulation) en fonction du facteur de dilution $H_0 / \Delta h$

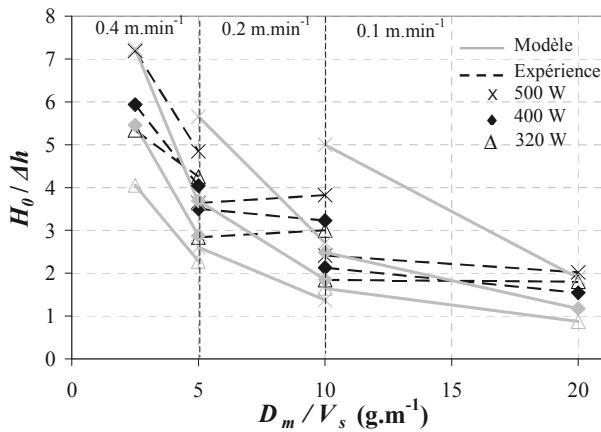


Figure 8: Evolution du taux de dilution en fonction de D_m/V_s

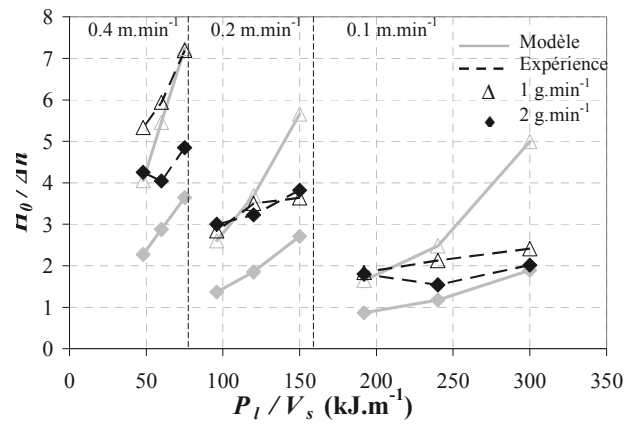


Figure 9: Evolution du taux de dilution en fonction de P_l/V_s

Conclusion

Ce travail présente un modèle 2D transverse thermohydraulique pour simuler la fabrication directe par projection laser. Les principaux phénomènes physiques sont pris en compte, tels que l'apport de matière et les effets de tension de surface. Ceci permet d'obtenir un modèle auto-consistant pour prédire les champs de température et de vitesse au cours du procédé ainsi que l'état de surface final obtenu après la superposition de plusieurs couches. Les temps de calcul de 6 à 12h pour ce modèle 2D ont permis d'envisager une étude paramétrée en fonction des paramètres opératoires. Il a ainsi été montré que l'état de surface caractérisé par les ondulations pouvait être amélioré en utilisant des puissances laser et des vitesses de

déplacement élevées avec de faibles débits de poudre. La comparaison avec les données expérimentales a, cependant, montré certains écarts dus à l'hypothèse 2D transverse qui ne permet pas de prendre en compte correctement les effets dans le plan longitudinal. Le développement de modèles 3D similaires est actuellement en cours.

Références

- [1] V. Weerasinghe et W. Steen, Laser cladding by powder injection, *Proceedings of the 1st International Conference on Lasers in Manufacturing* (1983), 125–132.
- [2] J. M. Jouvard, D. Grevey, F. Lemoine, et A. B. Vannes, Dépôts par projection de poudre dans un faisceau laser Nd:YAG : cas des faibles puissances, *Journal de Physique III*, 7 (1997), 2265-2274.
- [3] M. Picasso, C. Marsden, J. Wagniere, A. Frenk, et M. Rappaz, A simple but realistic model for laser cladding, *Metallurgical and Materials Transactions B*, 25(2) (1994), 281-291.
- [4] M. Picasso et A. F. A. Hoadley, Finite element simulation of laser surface treatments including convection in the melt pool, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 4(1) (1994), 61-83.
- [5] F. Kong et R. Kovacevic, Modeling of Heat Transfer and Fluid Flow in the Laser Multilayered Cladding Process, *Metallurgical and Materials Transactions B*, 41(6) (2010), 1310-1320.
- [6] M. Alimardani, E. Toyserkani, et J. P. Huissoon, A 3D dynamic numerical approach for temperature and thermal stress distributions in multilayer laser solid freeform fabrication process, *Optics and Lasers in Engineering*, 45(12) (2007), 1115-1130.
- [7] V. D. Fachinotti et A. Cardona, Computational simulation of shaped metal deposition, *Mecanica Computacional*, 27 (2008), 1531-1543.
- [8] S. M. Kelly, Thermal and Microstructure Modeling of Metal Deposition Processes with Application to Ti-6Al-4V, PhD dissertation, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, (2004).
- [9] P. Peyre, P. Aubry, R. Fabbro, R. Neveu, et A. Longuet, Analytical and numerical modelling of the direct metal deposition laser process, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(2) (2008), 025403.
- [10] V. D. Manvatkar, A. A. Gokhale, G. Jagan Reddy, A. Venkataramana, et A. De, Estimation of Melt Pool Dimensions, Thermal Cycle, and Hardness Distribution in the Laser-Engineered Net Shaping Process of Austenitic Stainless Steel, *Metallurgical and Materials Transactions A*, 42 (2011), 4080-4087.
- [11] C.W. Hirt, A.A. Amsden, J.L. Cook, An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds, *Journal of Computational Physics*, 14(3) (1974), 227-253.
- [12] M. Boivineau et al., Thermophysical Properties of Solid and Liquid Ti-6Al-4V (TA6V) Alloy, *International Journal of Thermophysics*, 27(2) (2006), 507-529.
- [13] A.J. Pinkerton, An analytical model of beam attenuation and powder heating during coaxial laser direct metal deposition, *Journal of Physics D: Applied Physics* (2007) 40, 7323-7334.
- [14] S. Morville, M. Carin, D. Carron, P. Le Masson, P. Peyre, M. Gharbi, C. Gorny, R. Fabbro, 2D finite element modelling of heat transfer and fluid flow during multilayered DMD laser process, ICALEO 2011, 23-27 Octobre 2011, Orlando, USA, paper # 125.

Remerciements

Ce travail est financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à travers le projet ASPECT référencé ANR-09-BLAN-0014-02.

Prédiction des émissions de NO à la sortie des chambres de combustion des turbines à gaz.

Joseph TSOGO

Département de génie maritime
 Collège de la garde côtière du Canada
 1190 Westmount Road, Sydney, NS, Canada, B1R 6J6
 jtsogo@yahoo.fr

Résumé- Partant d'une banque de données expérimentales, il est développé ici une corrélation permettant de prédire les émissions de NO à la sortie des chambres de combustion des turbines à gaz. La corrélation repose sur le temps de résidence calculé à partir du volume de la zone primaire de la chambre de combustion, du débit massique et de la densité de l'air d'entrée. Le taux de réaction est de la forme d'Arrhenius. Les différents paramètres utilisés dans la corrélation sont évalués à partir des conditions opérationnelles. Il est fait usage de 19 types de carburants variant d'un mélange paraffinique à un composé aromatique pur, et brûlés à haute pression (0.2 à 0.9 MPa) dans plusieurs chambres de combustion pour un totale de 541 points de mesure. Les carburants sont caractérisés par leur pouvoir calorifique et leur teneur en hydrogène. Compte tenu de la variété des carburants, de celle des chambres de combustion et de celle des conditions opérationnelles sans oublier l'imprécision inhérente aux mesures expérimentales des émissions de NO, la précision de la corrélation qui se situe entre 32 et 43 % pour les différentes chambres concernées par l'étude est jugée satisfaisante.

Nomenclature

a	Taux de formation	P	Pression d'entrée de la chambre de combustion- MPa
b	Constante		
A	Constante pré exponentielle	P_a	Pression atmosphérique- Mpa
E_f	Energie d'activation pour la formation de NO	T_f	Température de la zone de formation- K
e	Fonction exponentielle	τ	Temps de résidence dans la zone de formation
EI_{NO}	Indice d'émission de NO- g/kg	V_f	Volume de la zone primaire
Φ_g	Rapport d'équivalence global		
Ma	Nombre de Mach		

1. Introduction

La prédiction des émissions de NO à la sortie des chambres de combustion des turboréacteurs est un champ d'intérêt d'importance pour les constructeurs et les opérateurs, compte tenu des exigences de plus en plus contraignantes en ce qui concerne la protection de l'environnement. Cependant, prédire les émissions de NO reste une tâche ardue pour l'ingénieur. La généralisation des recettes pose ici un sérieux problème d'un foyer de combustion à l'autre, du fait du couplage des phénomènes chimiques, thermo et aérodynamiques ayant cours dans les chambres de combustion. Les paramètres contrôlant

la formation de NO dans les chambres de combustion sont nombreux et leur influence pas totalement comprise. Il est cependant généralement accepté que les paramètres déterminants sont relatifs à la nature du carburant, au rapport d'équivalence, à la pression d'entrée de la chambre et à la température de la zone de formation. Partant d'une banque de données expérimentales constituée à partir de la combustion de 19 carburants brûlés dans plusieurs chambres de combustion à différentes conditions opérationnelles, une corrélation semi empirique est développée ici avec succès. Un accent particulier a été mis sur le développement d'une corrélation sur la base de paramètres de performance usuels des moteurs. La corrélation repose sur une base analytique complétée d'éléments empiriques dans le but de combler le manque de compréhension totale des phénomènes ayant cours dans les chambres de combustion. La corrélation développée donne des résultats ayant une déviation standard variant entre 32 et 43% selon les chambres, et se situant autour de 40% lorsqu'on considère l'ensemble des chambres. Pour obtenir ces pourcentages, on calcule dans un premier temps une erreur normalisée en divisant la différence entre la valeur de mesure et la valeur prédite par la valeur de mesure. La déviation standard est ensuite calculée à partir des erreurs normalisées. Les températures et les pressions d'entrée des chambres varient de 315 à 600 K et de 0.2 à 0.9 MPa.

2. Formation de NO dans la chambre de combustion

La chambre de combustion est comprise comme un réacteur constitué d'une zone de formation de NO (zone primaire), d'une zone secondaire et d'une zone de dilution. La formation de NO étant essentiellement un phénomène se déroulant à haute température, l'analyse se limitera à la zone primaire qui est la zone de combustion et de formation de NO par excellence. On suppose ainsi que la quantité de NO formée dans la zone primaire se retrouvera en totalité à la sortie de la chambre de combustion sans autre forme de transformation.

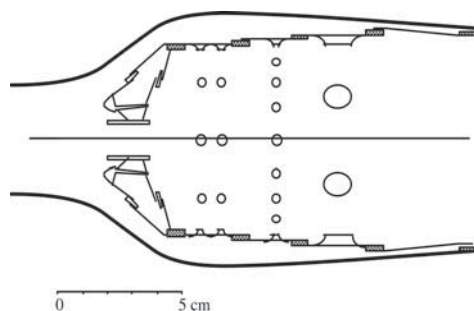


Figure 1 : Schéma d'une chambre de combustion

3. Modélisation mathématique

Il est possible en s'inspirant de [1] de traduire la formation de NO dans la chambre de combustion par une formulation simple telle que :

$$\frac{dEI_{NO}}{dt} = a \tag{1}$$

a désignant le taux de formation de NO sous la forme d'une équation d'Arrhenius telle que :

$$a = AP^\alpha e^{\left(\frac{E_f}{RT_f}\right)} \tag{2}$$

La solution de l'équation différentielle (1) est :

$$EI_{NO} = AP^\alpha e^{\left(\frac{E_f}{RT_f}\right)} \times \tau + b \tag{3}$$

La constante b est égale à zéro, du fait qu'à $\tau = 0$ l'indice d'émission de NO est nul.

A partir de cette base analytique, la constante pré exponentielle A a été évaluée empiriquement à travers l'introduction du nombre de Mach, du volume de la zone primaire et du rapport d'équivalence global en s'inspirant de [2] et [3]. Le paramètre P (pression) a été normalisé. Le temps de résidence est calculé comme le produit du volume de la zone primaire et de la densité de l'air d'entrée divisé par son débit massique. La meilleure formulation de prédiction de l'indice d'émission de NO ainsi obtenue est la suivante :

$$EI_{NO} = 1.64 \times 10^{23} \times V_f^{-0.18} \times \Phi_g^{0.26} Ma^{0.6} \left(\frac{P}{P_a}\right)^{-0.75} e^{\left(\frac{108046}{T_f}\right)} \times \tau \tag{4}$$

La relation ci-dessus a été utilisée pour calculer les émissions de NO de différentes chambres de combustion exploitées à diverses conditions opérationnelles avec les résultats qui suivent.

4. Résultats et validation

Sur la figure ci-dessous, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour la chambre '1/3 ARL'. La population est de 195 points et la déviation standard de 37%. Cette précision est acceptable compte tenu de la population concernée.

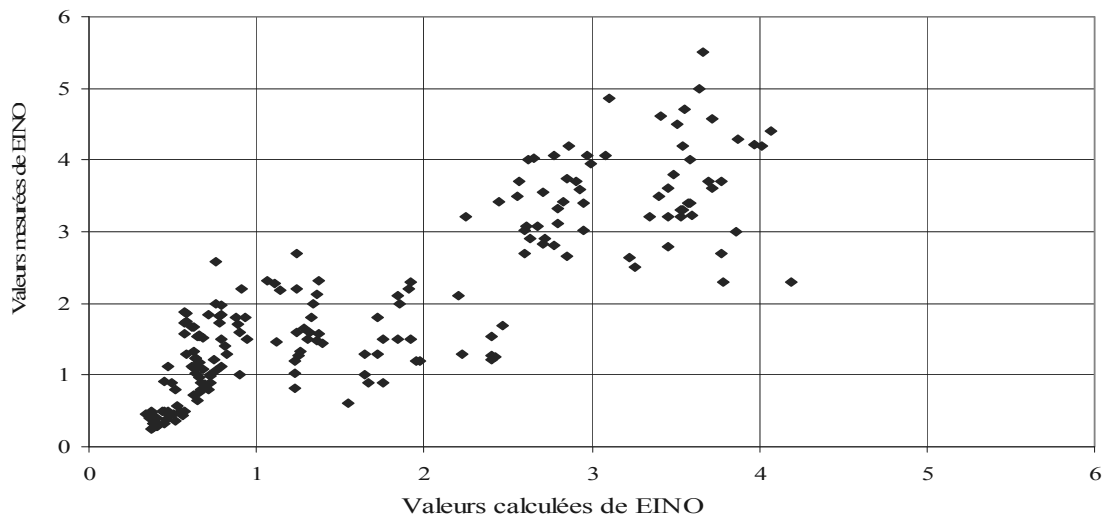


Figure 2 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Chambre 1/3 ARL

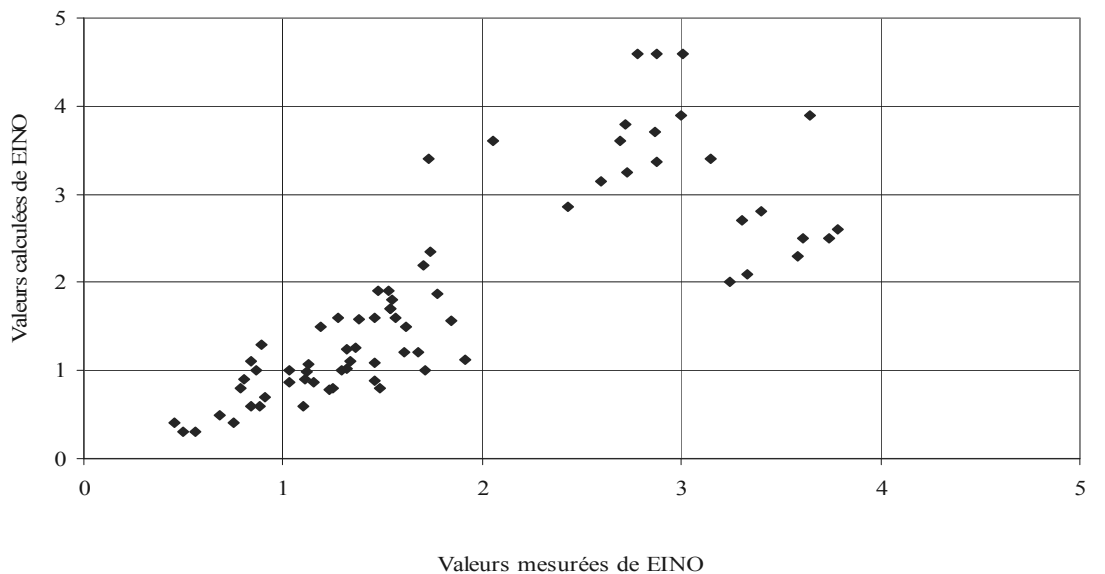


Figure 3 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Chambre ARL

Sur la figure ci-dessus, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour la chambre ‘ARL’. La population est de 71 points et la déviation standard de 35%. Cette précision est très respectable.

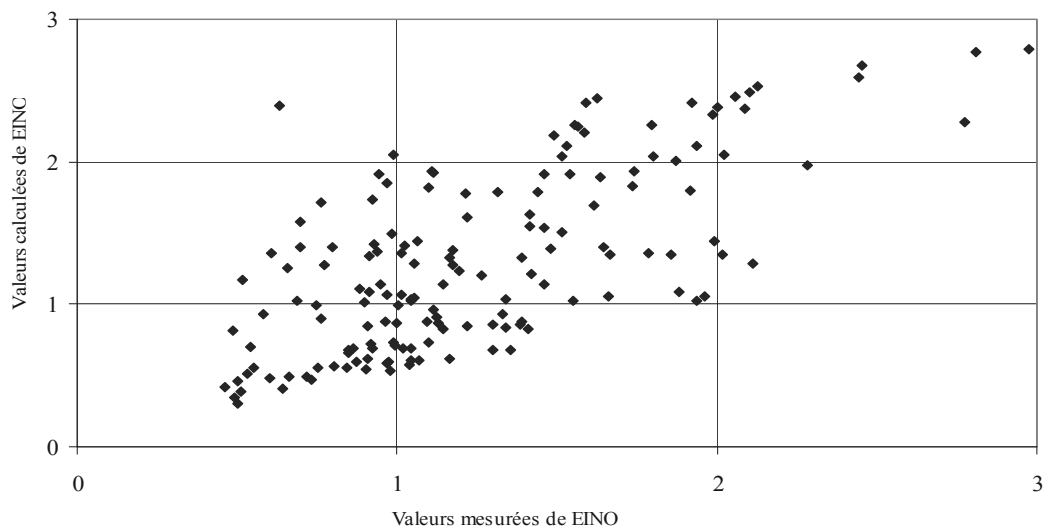


Figure 4 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Chambre 1/2 Simplex

Sur la figure ci-dessus, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour la chambre '1/2 Simplex'. La population est de 165 points et la déviation standard de 38%. Cette précision est très respectable, compte tenu des faibles valeurs des indices d'émission de NO.

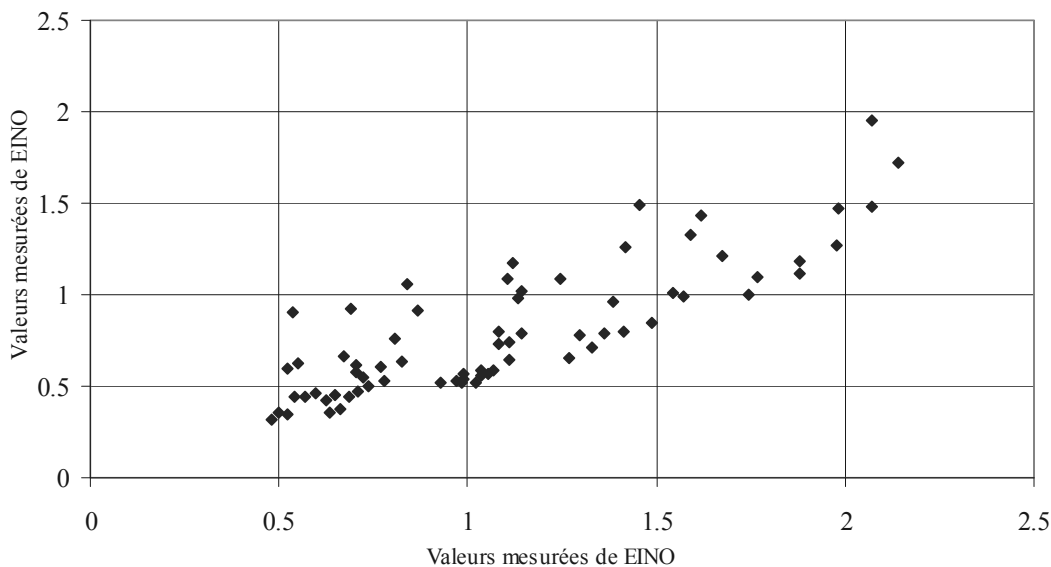


Figure 5 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Chambre 1/2 air assist

Sur la figure ci-dessus, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour la chambre '1/2

air assisté. La population est de 70 points et la déviation standard de 32%. Cette précision est très respectable, compte tenu des faibles valeurs des indices d'émission de NO.

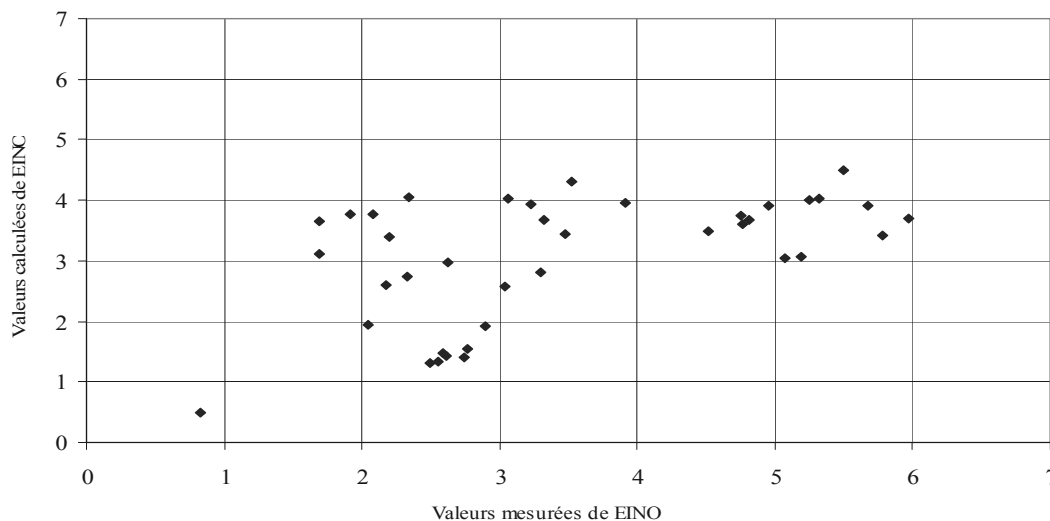


Figure 6 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Chambre '1/3 Laval'

Sur la figure ci-dessus, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour la chambre '1/3 Laval'. La population est de 40 points et la déviation standard de 43%. Cette précision est respectable, compte tenu de la faible population.

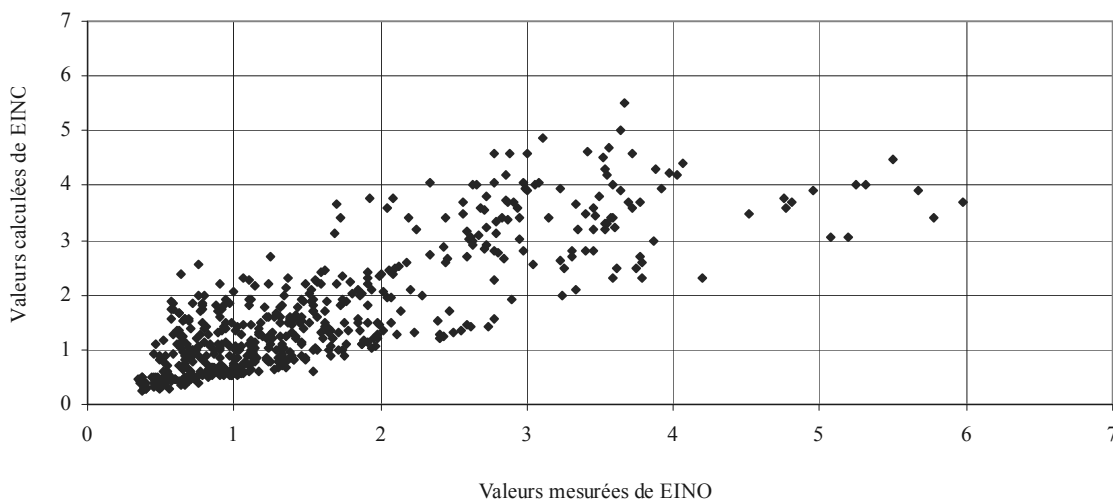


Figure 9 : Comparaison des valeurs calculées et mesurées de EI_{NO} - Ensemble des chambres

Sur la figure ci-dessus, on représente la comparaison des valeurs calculées et mesurées des émissions de NO à diverses conditions opérationnelles pour l'ensemble des chambres. La population est de 541 points et la déviation standard de 40%. Cette

précision est très respectable compte tenu du nombre de chambres (5 au total), de la disparité des conditions opérationnelles, sans oublier l'imprécision inhérente à la mesure des polluants.

5. Conclusion

Dans la présente étude, il est présenté une corrélation simple mais pratique du phénomène de formation de NO dans les chambres de combustion des turbines à gaz. La corrélation est représentative d'une population de 541 points de mesure et de 5 chambres de combustion différentes dont elle décrit les résultats expérimentaux avec une précision respectable de 40%. La corrélation qui repose sur une base analytique exploite des paramètres opérationnels faciles d'accès (pression et température d'entrée de la chambre), cette dernière étant prise en compte dans le calcul de la température de formation. Il est par ailleurs tenu compte de la géométrie de la chambre à travers son volume et le calcul du temps de résidence, de même que du rapport d'équivalence global de la chambre. Le modèle d'Arrhenius ne peut sûrement pas expliquer tous les phénomènes ayant cours dans une chambre de combustion, mais compte tenu de la complexité de ces derniers il n'est pas évident qu'un modèle plus sophistiqué fasse mieux. Le fait que la corrélation soit applicable à différentes chambres de combustion laisse penser que son applicabilité est extensible à des chambres autres que celles concernées par l'étude.

N.B : Les chambres de combustion concernées par cette étude sont répertoriées et décrites dans [3], [4] et [5]. Les données expérimentales des chambres 1/3 ARL, ARL, 1/2 Air assist et 1/2 Simplex proviennent de [3]. Les données expérimentales de la chambre 1/3 Laval proviennent de [4].

Références

- [1] Y. S. H. Najjar & R. M. Droubi *Soot Formation in Gas Turbine Combustors*, Fuel Science & Technology Int'l, 5 (4), pp.373-387, 1987.
- [2] A. De Champlain, D. Kretschmer, J. Tsogo, & G. F. Pearce, *Prediction of Soot Emissions in Gas-Turbine Combustors*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 1, pp. 117-122, 1997.
- [3] A. Pearce, D. Kretschmer, J. Odgers & Wang, *The Prediction of Thermal NOx in Gas Turbine Exhausts*, 11th International Symposium on Airbreathing Engines, Tokyo, 1993.
- [4] D. Kretschmer & J. Odgers, *The Effects of Hydrocarbon Fuels upon Exhaust Pollutants in Gas Turbine Combustors*, ASME Paper 89-GT-268, Toronto, 1989.
- [5] C. C. Gleason, T. L. Oller, M. W. Shayerson & D. W. Bahr, *General Electric Co. Cincinnati, Report No. AFAPL-TR-80-2015*, April 1978, *Report No. AFWAL-TR-80-2018*, June 1979 & *Report No. AFWALTR-80-2092*.

Modélisation de la thermo-dégradation d'un composite aéronautique

Pauline TRANCHARD, Matthieu THOMAS

Thermal Tech Center, ESAZT, AIRBUS Opération S.A.S, 316 Route de Bayonne – 31060 Toulouse, France. Contact : pauline.tranchard@airbus.com

Résumé – La modélisation du comportement thermomécanique de structures composites soumises simultanément à des efforts mécaniques et à un impact de flamme, est un objectif extrêmement ambitieux à cause de ces aspects multiphysiques. Pour y parvenir, il est nécessaire de procéder par étape. Ce travail se focalise donc sur une des briques élémentaires à un modèle de plus grande ampleur, à savoir le développement d'un modèle de thermo-dégradation d'un matériau composite carbone-époxy. Les premiers résultats indiquent la capacité du modèle à prédire la cinétique de thermo-dégradation du composite. Néanmoins, des limites ont aussi été identifiées. Des phénomènes de délaminage inter-laminaire semblent avoir lieu au sein du composite, modifiant significativement les transferts thermiques dans l'épaisseur. La prédiction du délaminage fera l'objet des futurs développements à apporter au modèle.

Nomenclature

l	Épaisseur du matériau, m	h	Enthalpie, J/kg
X	Coordonnée spatiale dans l'épaisseur du matériau, m	<i>Symboles grecques</i>	
t	Temps, s	ρ	Densité, kg/m^3
T	Température, $^{\circ}C$	α	Fraction de gaz produits
R	Constant Universelle des gaz parfaits, $8.314 J/mol.K$	β	Taux d'avancement de la pyrolyse
N	Ordre de la cinétique de réaction de pyrolyse	γ	Fraction de gaz brûlée en face impactée
A	Paramètre d'Arrhenius, $1/s$	σ	Constante de Stephan-Boltzmann, $5.67 \cdot 10^{-8} W/m^2.K^4$
E	Energie d'activation, J/mol	<i>Indices</i>	
C_p	Chaleur spécifique, $J/kg.K$	g	Gaz
K	Conductivité thermique, $W/m.K$	s	Solide
ε	Emissivité	f	Final
h_{cv}	Coefficient de convection, $W/m^2.K$	0	Initial
\dot{m}_g	Débit surfacique de gaz, $kg/m^2.s$	$comb$	Combustion
HRR	Taux de dégagement de chaleur, W/m^2	gas	Gazéification
ΔH	Enthalpie total, J/kg	cv	Convectif
		rad	Radiatif
		a	Face non impactée

1. Introduction

Evènement rare, un incendie au sein ou à l'extérieur d'un avion peut avoir des conséquences catastrophiques pour l'intégrité de l'appareil et de ses occupants. Les aéronefs sont donc dimensionnés en connaissance de cause et doivent répondre à un grand nombre d'exigences définies par les Autorités de certification. Des tests physiques, appelés essais de certification, mettant en œuvre des échantillons de structure de dimensions réduites et des brûleurs standardisés sont demandés aux aviateurs et leurs partenaires pour démontrer le respect de ces exigences.

Dans une démarche de virtualisation d'essais, le développement d'outils prédictifs du comportement thermomécanique des structures composites soumises à un feu est un objectif ambitieux et très

prometteur. Face la complexité des nombreux phénomènes physiques mis en jeu (thermo-dégradation, dégazage, inflammation des gaz de pyrolyse, érosion, etc.), nous procéderons par étape.

Cette communication porte donc sur une des briques élémentaires à un modèle global, à savoir la modélisation de la thermo-dégradation du matériau composite. Ce modèle est utilisé pour simuler deux essais différents : un essai de type cône calorimètre et un essai de type burnthrough.

2. Description des essais

Le test du cône calorimètre permet de mesurer le dégagement de chaleur d'un matériau lorsque celui-ci est exposé à un niveau contrôlé de chaleur rayonnante. Pour cette étude, nous avons suivi la norme décrite dans ASTM E1354 ou ISO 5660-1 [1]. L'échantillon composite (100x100mm²) est soumis à un flux de 50kW/m². Au cours du test l'inflammabilité, la perte de masse et la chaleur de combustion d'un matériau ont été mesurés. Ces données serviront à la validation de la cinétique de thermo-dégradation du modèle.

Le test de type burnthrough répond à la 14CFR 25.856 (a) [2]. Le test consiste à impacter un échantillon de 200x200 mm² par une flamme provenant d'un brûleur à kérosène normalisé de 1900°F (~1040°C) soit un flux de 16 BTU/ft² sec (~180 kW/m²). L'objectif du test est de démontrer le non percement du matériau par la flamme.

Dans cette étude, trois tests cône calorimètre et un test burnthrough ont été effectués. Les essais cône calorimètre ont été réalisés sur trois échantillons d'épaisseur différente : 1, 2 et 4mm. Le test de burnthrough s'est fait sur un échantillon de 4mm instrumenté dans l'épaisseur par plusieurs thermocouples. Ces thermocouples ont été introduits entre les plis lors de la mise en œuvre du composite, avant la cuisson du composite. L'ensemble des échantillons testés sont des prepregs carbone époxy utilisés pour les structures des avions.

3. Modélisation

Le but du développement effectué doit permettre de modéliser la thermo-dégradation du matériau composite. Il sera donc utilisé pour simuler les deux essais précédemment décrits en adaptant les conditions limites appliquées. Le modèle proposé est développé sous COMSOL Multiphysics et est principalement inspiré des travaux d'Henderson [3-4]. La *Figure 1* permet de visualiser les différents phénomènes physiques considérés.

Les transferts de chaleurs dans l'épaisseur de l'échantillon sont modélisés par l'équation de la chaleur (1), dans laquelle figurent la décomposition endothermique de la résine et un terme de transport des gaz issus de la pyrolyse. Les gaz produits et le matériau sont supposés en équilibre thermique et l'accumulation de gaz dans le matériau est négligée.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)_{s,g,char} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_{s,g,char} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\dot{m}_g h_g) - \Delta H_{gas} \frac{\partial \rho_s}{\partial t} \quad (1)$$

Le terme de décomposition est caractérisé par la cinétique de perte de masse (2) multipliée par une chaleur de gazéification. La cinétique de perte de masse est modélisée par une équation d'Arrhenius d'ordre n avec un taux d'avancement fonction de la densité.

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\rho_0 \left(\frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_0} \right)^n \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \quad (2)$$

Lors de sa pyrolyse, la résine se transforme en gaz et en matière carbonnée (char). Dans notre étude, nous considérons que la résine se transforme totalement en gaz ($\alpha=1$).

$$resin \rightarrow \alpha gas + (1 - \alpha) char \quad (3)$$

La chaleur de gazéification et la chaleur latente de changement de phase solide-gaz sont exprimées par la relation enthalpique suivante :

$$\Delta H = \Delta H_{gas} + h_s - h_g \quad (4)$$

Où l'enthalpie du solide (5) et l'enthalpie des gaz (6) sont calculées via la chaleur spécifique respective par la température.

$$h_s = \int_{T_0}^T C_{p_s}(T) dT \quad (5)$$

$$h_g = \int_{T_0}^T C_{p_g}(T) dT \quad (6)$$

L'expression du terme débit surfacique des gaz est liée à la cinétique de la réaction de pyrolyse (2) et le transport des gaz. L'équation de continuité des gaz s'exprime avec la relation (7).

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = - \frac{\partial \dot{m}_g}{\partial x} \quad (7)$$

L'équation de la chaleur (1) devient avec les relations (3) et (7) donc :

$$(\rho C_p)_{s,g} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_{s,g} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \dot{m}_g C_{p_g} \frac{\partial T}{\partial x} - \Delta H \frac{\partial \rho_s}{\partial t} \quad (8)$$

Les conditions aux limites du modèle dépendent du type d'essai simulé :

- Pour les essais de type cône calorimètre :

$$-k_{s,g} \frac{\partial T}{\partial x} (x=0) = h_{cone_{cv}} (T_{cone_{cv}} - T_{(x=0)}) + \varepsilon_{cone} \sigma (T_{cone_{rad}}^4 - T_{(x=0)}^4) + \gamma \dot{m}_g \Delta H_{comb} \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} (x=l) = 0 \quad (10)$$

- Pour l'essai de type burnthrough :

$$-k_{s,g} \frac{\partial T}{\partial x} (x=0) = h_{flamme_{cv}} (T_{flamme_{cv}} - T_{(x=0)}) + \varepsilon_{flamme} \sigma (T_{flamme_{rad}}^4 - T_{(x=0)}^4) + \gamma \dot{m}_g \Delta H_{comb} \quad (11)$$

$$k_{s,g} \frac{\partial T}{\partial x} (x=l) = h_{cv} (T_a - T_{(x=l)}) + \varepsilon \sigma (T_a^4 - T_{(x=l)}^4) \quad (12)$$

Enfin, pour le test du cône calorimètre, l'expression du taux de chaleur dégagée s'exprime en fonction du débit surfacique de gaz et de la chaleur de combustion des gaz.

$$HRR = \dot{m}_g \Delta H_{comb} \quad (13)$$

4. Données expérimentales et propriétés de matériau

Tout d'abord, les différents paramètres de la cinétique de thermo-dégradation ont été estimés à partir de résultats d'analyses thermogravimétriques. Nous considérerons cette cinétique comme applicable aux essais burnthrough malgré la différence de flux impactant dans les deux essais.

D'autre part, l'estimation des paramètres du modèle de flamme ($h_{flamme_{cv}}, T_{flamme_{cv}}, \varepsilon_{flamme}, T_{flamme_{rad}}$) a été possible grâce à des essais réalisés sur une plaque métallique instrumentée. Ces résultats sont issus de travaux réalisés par l'ONERA dans le cadre du projet MAAXIMUS.

Enfin, la détermination des différents paramètres thermo-physiques est l'une des tâches les plus sensibles pour ce type d'analyse. Il est par exemple extrêmement difficile de mesurer l'évolution de la conductivité thermique transverse d'un composite en cours de dégradation. La stratégie choisie dans ce travail consiste à calculer les propriétés équivalentes du composite ($\langle k \rangle, \langle Cp \rangle$) en fonction de la nature des constituants (fibres, résine, gaz de pyrolyse), de la température et du taux d'avancement de la pyrolyse $\beta = (\beta_s - \beta_f) / (\beta_0 - \beta_f)$ [5]. Des modèles simples d'homogénéisation tels que le modèle de Maxwell pour la conductivité ou la loi des mélanges pour la chaleur spécifique ont été utilisés.

5. Résultats et discussions

5.1. Essais de type cône calorimètre

Trois différents tests ont été réalisés avec un flux de chaleur de 50kW/m² pour différentes épaisseurs avec un même matériau (environ 1, 2 et 4 mm).

La *Figure 2* présente l'évolution de la perte de masse en fonction du temps. Nous pouvons notamment remarquer que le modèle capture correctement le temps d'ignition, qui par ailleurs, semble augmenter linéairement avec l'épaisseur du matériau. L'évolution de la perte de masse se décompose en 3 phases. Tout d'abord, l'échantillon monte en température jusqu'à l'ignition. Durant cette première phase, la masse n'évolue pas. Quelques secondes avant l'ignition, la température du matériau est telle que la thermo-dégradation de la résine s'initie. La perte de masse est alors très rapide. Enfin, une dernière phase commence lorsque le taux de résine dans le composite est quasiment nul. Les fibres et le char continuent alors à se dégrader. La perte de masse est faible et constante dans le temps.

La *Figure 3* montre l'évolution du taux de dégagement de la chaleur des échantillons en fonction du temps. Si pour les échantillons de 1mm et 2mm, les résultats numériques sont bien en accord avec les résultats expérimentaux, pour l'échantillon de 4mm la prédiction est moins concluante. Néanmoins, la quantité d'énergie dégagée totale (intégrale en fonction du temps) calculée et mesurée demeurent en accord.

5.2. Essai de type burnthrough

Un essai de type burnthrough a été réalisé sur un échantillon composite de 4mm d'épaisseur. L'échantillon est instrumenté de trois thermocouples dans l'épaisseur respectivement à 1mm et 3mm de la face impactée, et un dernier en face arrière.

La figure 4 compare les thermogrammes expérimentaux et les prédictions du modèle. Nous constatons que le modèle prédit correctement l'élévation de température à 1mm de la face avant durant la totalité de l'essai. Il en va de même durant les 30 premières secondes pour les thermocouples situés à 3mm et en face arrière. A cet instant, les températures mesurées atteignent un palier, qui n'est pas capturé par le modèle développé. Une discontinuité apparaît donc dans l'épaisseur du composite (entre 1 et 3mm d'épaisseur). Des phénomènes de délaminage inter-plis semblent en être la cause. Ces derniers occasionnent l'introduction de résistances thermiques élevées au sein même du matériau. Il est fortement probable que les gaz de pyrolyse se retrouvant piégés au sein du matériau soient à l'origine du délaminage des plis de prepreg. Tenir compte de ces effets thermomécaniques locaux est possible techniquement. Le calcul de la pression interne des gaz de pyrolyse est envisageable; mais la mesure ou l'estimation des critères de rupture inter-plis à haute température restera problématique sans une compréhension fine des phénomènes.

6. Conclusion

Un modèle de thermo-dégradation de matériaux composite a été développé pour simuler deux essais certificatoires différents, à savoir un essai de type cône calorimètre et un essai de type

burnthrough. La comparaison des prédictions aux résultats expérimentaux montre la capacité du modèle à prédire globalement la cinétique de thermo-dégradation. Néanmoins, des phénomènes de délaminage inter-laminaire se sont révélés majeurs. Ces événements n'étant pas modélisés, un décrochage des températures mesurées dans l'épaisseur du composite intervient au bout d'une trentaine de secondes. De nouveaux essais sont prévus pour mieux comprendre l'origine de ces phénomènes et pour in fine parvenir à les prédire.

Références

- [1] ASTM-E1534 (1999). Standard Test Method for Heat and Visible Smoke Release Rates for Materials and Products Using an Oxygen Consumption Calorimeter, American Society for Testing and Materials. Philadelphia.
- ISO 5660-1 2002 (E), Reaction-to-fire tests – Heat release, smoke production and mass loss rate – International Organization for Standardisation.
- [2] 14CFR 25.856 (a). Part VI Appendix F to Part 25. Ref. DOT-FAA-AR-99-44
- [3] Henderson, J., Wiebelt, J., & Tant, M. (1985). A model for the thermal response of polymer composite materials with experimental verification. *Journal of composite materials*, Vol. 19, 579-595.
- [4] Henderson, J., & Wiecek, T. (1987). A mathematical model to predict the thermal response of decomposing, expanding polymer composites. *Journal of composite material*, 373-393.
- [5] Bai, Y. (2009). Material and Structural Performance of Fiber-Reinforced Polymer Composites at Elevated and High Temperatures. PHD.

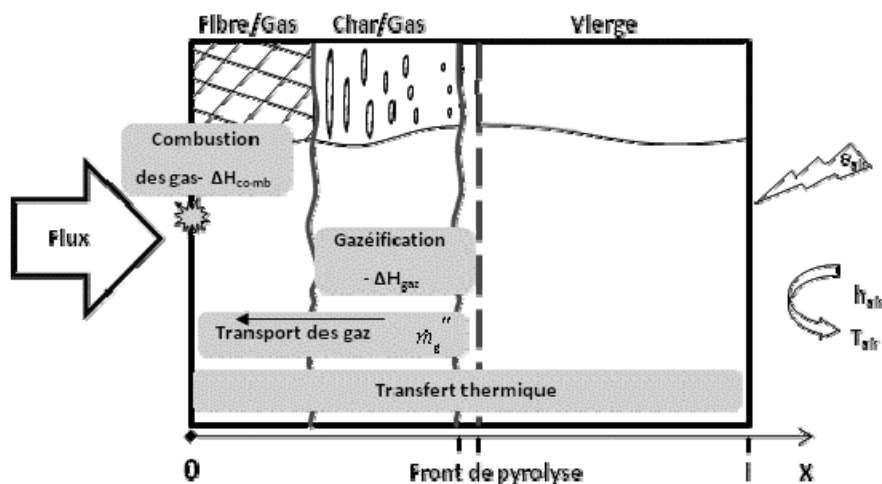


Figure 1: Schéma de principe.

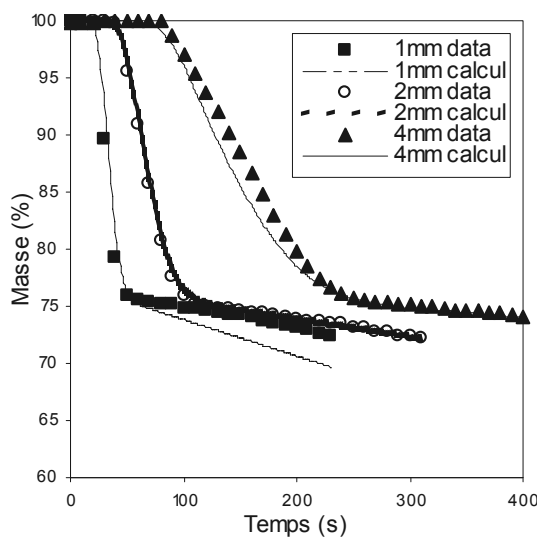


Figure 2: Cône calorimètre (50kW/m²), Perte de masse en fonction du temps.

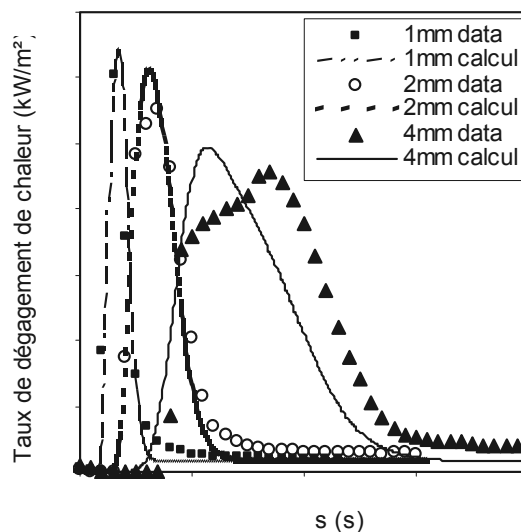


Figure 3: Cône calorimètre (50kW/m²), Taux de dégagement de chaleur en fonction du temps.

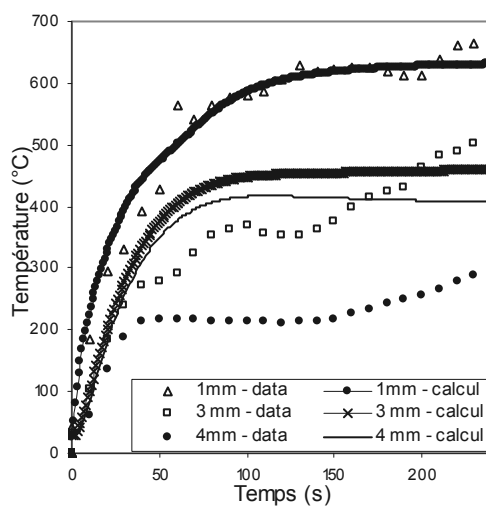


Figure 4: Test de type Burnthrough, Evolution des températures dans l'épaisseur du composite

Champs de température surfaciques en face froide de panneaux plans à base de gypse soumis à une élévation de température normalisée de type incendie

Amandine Rojo^{1,2*}, Yannick Mélinge¹, Olivier Guillou², Stéphane Freslon², Thierry Gloriant²

¹UeB, LGCGM – EA 3913 – Equipe M, T-Rhéo, INSA de Rennes, France

²UeB, INSA, UMR 6226 “Institut des Sciences Chimiques de Rennes”, France

* (auteur correspondant : amandine.rojo@insa-rennes.fr)

Résumé – Les panneaux à base de gypse sont utilisés en condition incendie pour ses propriétés de chaleur latente. L'étude et la modélisation de tels comportements sont des étapes indispensables à l'amélioration des propriétés de ces matériaux. La mise en œuvre de cartes de température de la face non exposée de panneaux est présentée via la thermographie infrarouge afin d'étudier les transferts surfaciques et en particulier l'apparition de sollicitations mécaniques.

1. Introduction

Les travaux réalisés s'inscrivent dans le cadre de la protection passive contre la propagation d'incendies dans le domaine de la construction (compartimentage d'espace, conduits de ventilation, conduits de désenfumage, ...). Nous nous intéressons ici à la caractérisation et à la modélisation du comportement de panneaux plans d'épaisseur fixée, à base de plâtre, soumis à haute température. Le choix d'un tel matériau comme produit de base dans les formulations est dicté par sa capacité de stockage d'eau importante. Le gypse est un matériau à chaleur latente, qui lors de son élévation de température subit des changements de phases essentiellement endothermiques ce qui entraîne un ralentissement de la propagation de la chaleur au sein de l'épaisseur du panneau. Ces changements de phases structurales génèrent l'apparition de contraintes dans la structure (figure 1). [1-3] A l'échelle d'un panneau plan et en condition incendie, les matériaux de protection subissent une élévation de température sur une des faces tandis que l'autre est en général soumise aux conditions thermiques, thermodynamiques et hydriques de l'environnement à protéger. De telles conditions peuvent, par ailleurs, évoluer au cours du développement du feu. Les matériaux utilisés en condition incendie doivent répondre à certains critères. [4] La température atteinte en face non exposée est un paramètre important car elle permet d'estimer un délai de résistance au feu, un délai d'étanchéité et un délai de stabilité mécanique. Ces travaux s'attachent à l'étude des phénomènes de transferts thermiques de la face exposée à la face non exposée du matériau et en particulier à la température surfacique atteinte lors d'un événement feu. Pour ce faire, une méthodologie expérimentale multi-critères est

développée dans laquelle nous incluons l’usage de la thermographie infrarouge. [5-6] Le caractère non intrusif de cet équipement constitue un avantage qui s’ajoute à la capacité d’observer et de rendre compte de l’évolution des propriétés thermiques d’une surface importante avec une bonne précision. Cette mesure de champs améliore la formulation de conditions limites (contexte modélisation), mais également le potentiel d’expertise du comportement d’éléments de structures en conditions laboratoire ou quasi-réelles. Toutefois, l’établissement de cartes de température surfaciques [5-6] dans un milieu évolutif doit s’appuyer sur une ou des références fiables en température permettant la validation des résultats. Dans ces travaux, nous améliorons le protocole expérimental développé par Mélinge et al. [7] En effet, la mesure simultanée de la distribution de température transversale, et du flux radiatif en face froide permet d’effectuer une calibration continue de la caméra et ainsi d’établir la distribution de température sur la face non exposée de panneaux.

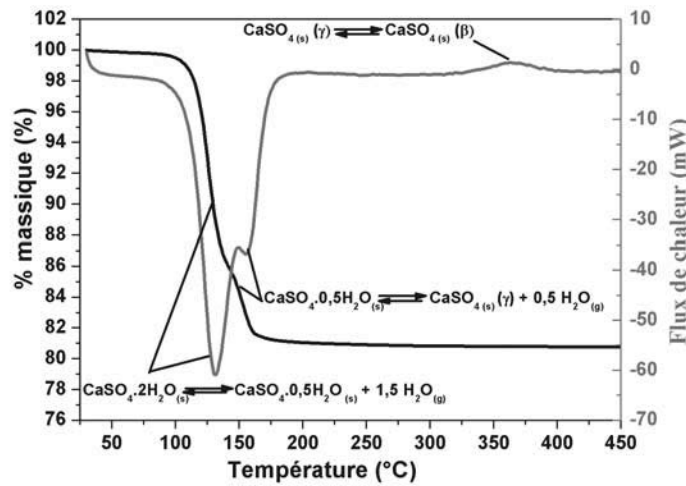


Figure 1 : Analyses thermogravimétrique et thermodifférentielle du gypse pour une rampe de chauffe de $5^{\circ}\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ sous flux d’air. [8]

2. Moyens expérimentaux et méthodes

2.1. Matériau utilisé

L’illustration de nos travaux est réalisée en utilisant un plan mince d’épaisseur constante de $15,3 \pm 0,1$ mm. Le matériau est constitué majoritairement d’hémihydrate de synthèse, d’eau et de fibres. Ce plan présente une surface de 550×550 mm² suffisante à l’échelle de la caractérisation pour voir apparaître des comportements mécaniques d’éléments de construction.

2.2. Instrumentation de l’échantillon

Dans le but d’établir une condition de température de référence tout au long de la durée de l’essai, l’échantillon est instrumenté dans son épaisseur de 10 thermocouples chemisés de 0,5 mm

de diamètre. Seule la partie centrale de l'échantillon est instrumentée pour s'affranchir des effets de bords. L'implantation des capteurs est réalisée le long d'un cercle de 100 mm de diamètre, ce qui permet d'obtenir un éloignement suffisant des capteurs et d'éviter que ceux-ci n'agissent comme précurseur de rupture du matériau. Par ailleurs, nous admettons que dans cette zone de mesure les transferts sont monodimensionnels. L'implantation des capteurs dans l'échantillon peut être réalisée selon deux schémas : (1) Les capteurs sont disposés perpendiculairement au flux de chaleur pour minimiser les aléas de mesure au point chaud du capteur. [9, 10] (2) Les capteurs peuvent également être placés dans l'alignement du flux de chaleur. Cette technique d'implantation est retenue pour la présente étude dans le but d'établir les aléas de mesure entre les deux configurations d'implantations des capteurs (non abordé ici) et parce que cette configuration d'implémentation est moins intrusive que la première. Elle permet de réduire considérablement les risques de rupture du matériau induits par la présence de capteurs.

Les orifices d'implantations des capteurs sont réalisés par perçage ($\phi = 0,6\text{mm}$) à l'aide d'une machine à commande numérique. La plaque est bridée sur la table, ce qui assure un bon référencement de la profondeur d'usinage. L'usinage de chaque orifice (sous flux d'air) est réalisée en différentes étapes et en ressortant systématiquement l'outil de l'orifice pour garantir l'élimination du plâtre autour de l'outil et au fond de l'orifice. Les profondeurs d'implantation (référéncées par rapport à la face non exposée) sont les suivantes : 2, 5, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 mm. Un fin film de colle est appliqué sur la hampe du capteur qui vient s'ajuster dans l'orifice. Le point chaud est en contact avec le fond de l'orifice. Le faible écart entre le diamètre du capteur et le diamètre de perçage, ainsi que l'utilisation du film de colle empêchent l'apparition d'un régime de convection dans la zone de mesure et assurent que le point chaud rende compte d'une température du matériau à une altitude fixée. La vérification du contact des capteurs avec le matériau (et de son bon positionnement) est réalisée après le test au feu au moyen d'une lunette macroscopique. Chaque capteur est raccordé à une boîte de compensation de soudure froide via un câble de compensation et des connecteurs. L'acquisition des données est réalisée au moyen d'une centrale ORION pilotée par le logiciel LookOutFMS. La fréquence d'échantillonnage est de 0,2 Hz. Compte tenu des temps caractéristiques du régime de transfert qui se produit dans la zone de conduction, nous considérons que l'énergie contenue dans chaque signal est bien reconstituée au sens du critère de Shannon.

2.3. Réalisation des essais

L'échantillon ainsi préparé est simplement déposé sur la face supérieure d'un four radiant prototype. Un joint de laine de verre assure l'étanchéité entre le four et l'échantillon. Les détails de ce banc d'essais sont présentés dans Mélinge et al. 2010 et nous reprenons le même protocole d'essai. [11] Le feu est un feu normalisé (ISO 834). [4]

2.3. Instrumentation de la zone de convection

Le flux radiatif émis par la face non exposée des échantillons est enregistré au cours de l'essai à l'aide d'une caméra thermique infrarouge ThermoVisionTM A40M. La gamme spectrale d'acquisition de la caméra se situe dans l'infrarouge rouge moyen (4,5-13 μm). Le plan focal de la caméra est positionné parallèlement à la plaque pour assurer la qualité des mesures et pour éviter les distorsions géométriques. La caméra est étalonnée sur une gamme de température allant de

-40 à 2000°C, divisée en trois gammes de mesures. La précision des mesures est de $\pm 2\%$. La caméra est positionnée à 1789 mm de la face non exposée au feu. L'acquisition est réalisée en mode flux à une fréquence de 0,2Hz. La température limite de fonctionnement est de 70°C. La zone de convection au de-là de la face non exposée est également instrumentée de thermocouples et d'une sonde d'humidité permettant un suivi des différents phénomènes de transfert dans le milieu environnant. Les capteurs sont positionnés sur une canne amovible à différentes altitudes 12,3, 411,3, 711,3, 1226,3, 1481,3, et 1721,3 mm de la face froide de l'échantillon. L'ensemble des capteurs est relié comme précédemment à la boîte de compensation. La sonde d'humidité est placée à 60 mm de la face froide et son signal est enregistré à la fréquence de 0,2 Hz. L'ensemble de ces mesures est synchronisé et la référence de temps correspond à l'instant où la plaque est déposée sur le four. La canne de mesure ainsi que de la sonde d'humidité ne sont mises en place qu'après le dépôt de la plaque.

3. Résultats et discussion

3.1. Mise en œuvre de la température de référence au cours du temps.

L'évolution thermique au cours du temps et le long de l'épaisseur de la plaque est représentée sur la figure 2. Cette représentation rend compte de la cinétique de déshydratation du panneau à base de gypse sous sollicitation standard ISO 834. La consommation de la chaleur latente constitue bien une barrière de protection et empêche l'augmentation de la température des éléments à protéger. Compte tenu du taux de chauffe imposé par le four, les différents changements de phase sont très peu marqués au droit de la face exposée, tandis qu'un double palier de température stable est nettement apparent au voisinage de la face non exposée. L'eau à l'état vapeur percole de façon privilégiée vers la face non exposée. Le signal d'humidité obtenu à 60 mm de la face non exposée est présenté sur la figure 3.

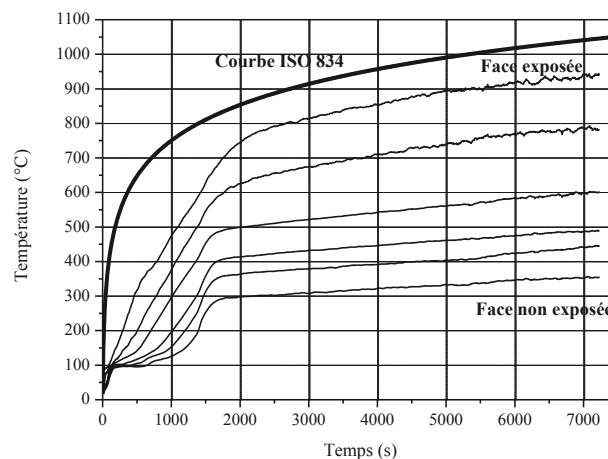


Figure 2 : Distribution de la température au sein d'une plaque à base de plâtre soumise à une élévation de température normalisée ISO 834 (position des capteurs 2, 5, 7, 9, 11, 13mm par rapport à la face non exposée).

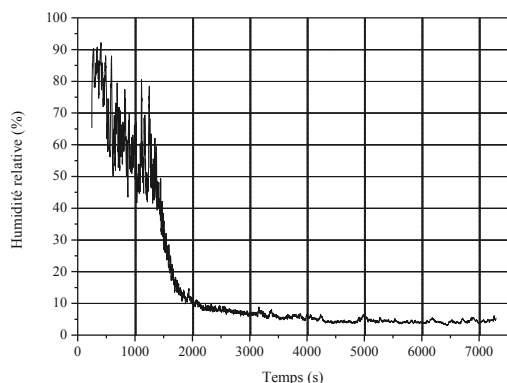


Figure 3 : Evolution de l'humidité relative à proximité de la face froide au cours de l'essai feu.

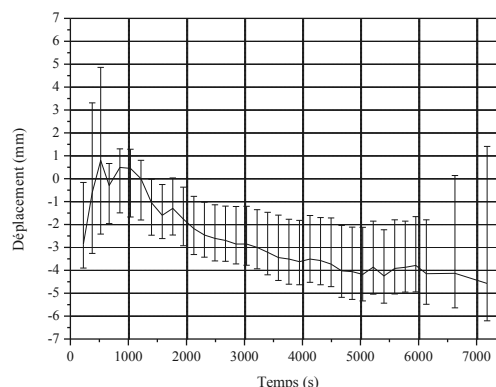


Figure 4 : Variation de la position de la zone centrale de la plaque au cours de l'essai.

La mesure réalisée avant essai indique une valeur moyenne de 60%. Lorsque la sonde est placée au dessus de la plaque, la valeur de l'humidité relative augmente jusqu'à 90% après 4 minutes du début de l'essai. L'humidité reste élevée et fluctuante jusqu'aux alentours de 1500s. Lorsque la déshydratation du panneau s'achève, le signal diminue alors jusqu'à une stabilisation à 4%. Ces résultats sont cohérents avec la mesure de température puisqu'en correspondance celle-ci augmente dans la zone de convection entraînant un assèchement du milieu environnant. Le signal de flux est donc influencé par la vapeur d'eau présente pendant les 1500 premières secondes de l'essai.

Par ailleurs, à l'échelle de la caractérisation l'évolution structurelle du matériau induit des déformations importantes des éléments de construction. Pour illustrer sommairement cet effet, nous présentons sur la figure 4 l'évolution du déplacement moyen du centre de la paroi au cours du temps. L'amplitude moyenne est de l'ordre de 5.10^{-3} m. Les déplacements observés sont significatifs sur le plan mécanique mais vont très faiblement influencer la qualité des données infrarouge car la distance caméra plaque est suffisamment importante pour ne pas être perturbée par une variation de quelques millimètres. Seule la netteté de l'image pourrait en pâtir mais celle-ci est ajustée en cours d'essai. Vis-à-vis des conséquences possibles, nous admettons dans le cadre de cette étude que les retraits-gonflements sont négligeables et que les positions des capteurs n'en sont pas affectées de façon sensible.

L'identification de l'évolution de la température le long de l'épaisseur au cours du temps permet à chaque instant des enregistrements d'analyser et modéliser les gradients et par conséquent d'établir la température au droit de la face non exposée de l'échantillon. Cette procédure permet donc d'établir dans la zone centrale de la plaque une condition de température de référence avec laquelle nous construisons la loi de passage entre le signal de la caméra IR et la température de paroi sans avoir recours à la loi d'étalonnage de la caméra obtenue à partir d'un corps noir. Dans une zone circonscrite au cercle de mesure de la température, une valeur moyenne du flux apparent est calculée pour chaque image enregistrée par la caméra. Compte tenu

de la synchronisation des mesures, une loi de passage propre à l'essai est proposée sur la figure 5. [6] Cette courbe peut être scindée en différentes parties linéaires correspondant à l'ensemble des phénomènes observés précédemment. En particulier on peut noter une perturbation de la relation flux-température pour des valeurs de flux comprises entre 261 et 402 SO ce qui correspond à des valeurs de températures de l'ordre de 82 à 95°C. Cette zone de mesure correspond au temps où l'on peut observer une augmentation de l'humidité relative due à la déshydratation du gypse. Le signal de flux est en effet fortement perturbé par la présence de vapeur d'eau aux alentours de la face froide.

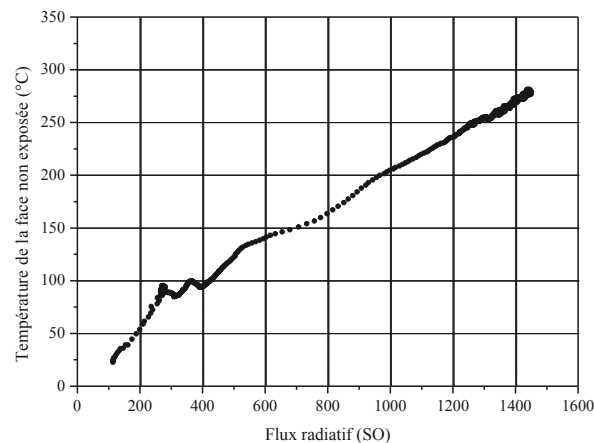


Figure 5 : Température de paroi non exposée calculée en fonction du flux mesuré.

3.2. Cartes de température

La loi d'étalonnage établie permet de transformer les images infrarouges en cartes de température surfaciques. La figure 6 représente la distribution de la température à différents instants de l'essai (10, 615, 775, 1200, 5840 et 7200 s). L'analyse de l'évolution de la propagation de température de la face non exposée peut être réalisée. Compte tenu des résultats obtenus, seule une moitié de la plaque est présentée car la mesure est symétrique.

Au début de l'essai (figure 6a), la température est homogène en face froide et sa valeur moyenne est de 23°C. La figure 6b présente une température homogène comprise entre 81 et 90°C sur toute la surface de la plaque. Seuls les bords présentent une température plus faible, car ils reposent sur de la laine de verre qui modifie les propriétés de transfert. La valeur moyenne est en accord avec la température de référence bien que nous soyons dans la zone perturbée du signal (champ de vapeur dans la zone de convection). La figure suggère un transfert de la face exposée vers la face non exposée homogène pour toute la partie de la plaque en contact direct avec le four. Sur la figure 6c, la partie de la plaque en contact avec le four peut être scindée en deux parties. En son centre, nous avons une distribution quasiment uniforme comprise entre 89 et 96°C, avec l'apparition de quelques zones locales ayant une température comprise entre 83 et 89 °C.

L'instant retenu correspond à la fin du palier de chaleur latente. Lorsqu'on s'éloigne du centre, la température est comprise entre 83 et 89°C. Ce qui montre que le transfert est uniforme au centre de la plaque avec une diffusion vers les bords de la plaque. Sur la figure 6d, 1200s, la température a augmenté légèrement de façon uniforme au centre de la plaque. A 5840 s, la plaque se trouve dans un régime stationnaire. Une température toujours homogène en face froide est visible avec l'apparition de quelques hétérogénéités au centre de la plaque qui témoignent de la dégradation mécanique du panneau. A la fin de l'essai, la distribution de température est beaucoup moins homogène que précédemment, avec des disparités. Finalement, le matériau est demeuré stable (exempt de coup de sabre) et au terme de l'essai la face non exposée atteint à son maximum des températures avoisinant les 350°C.

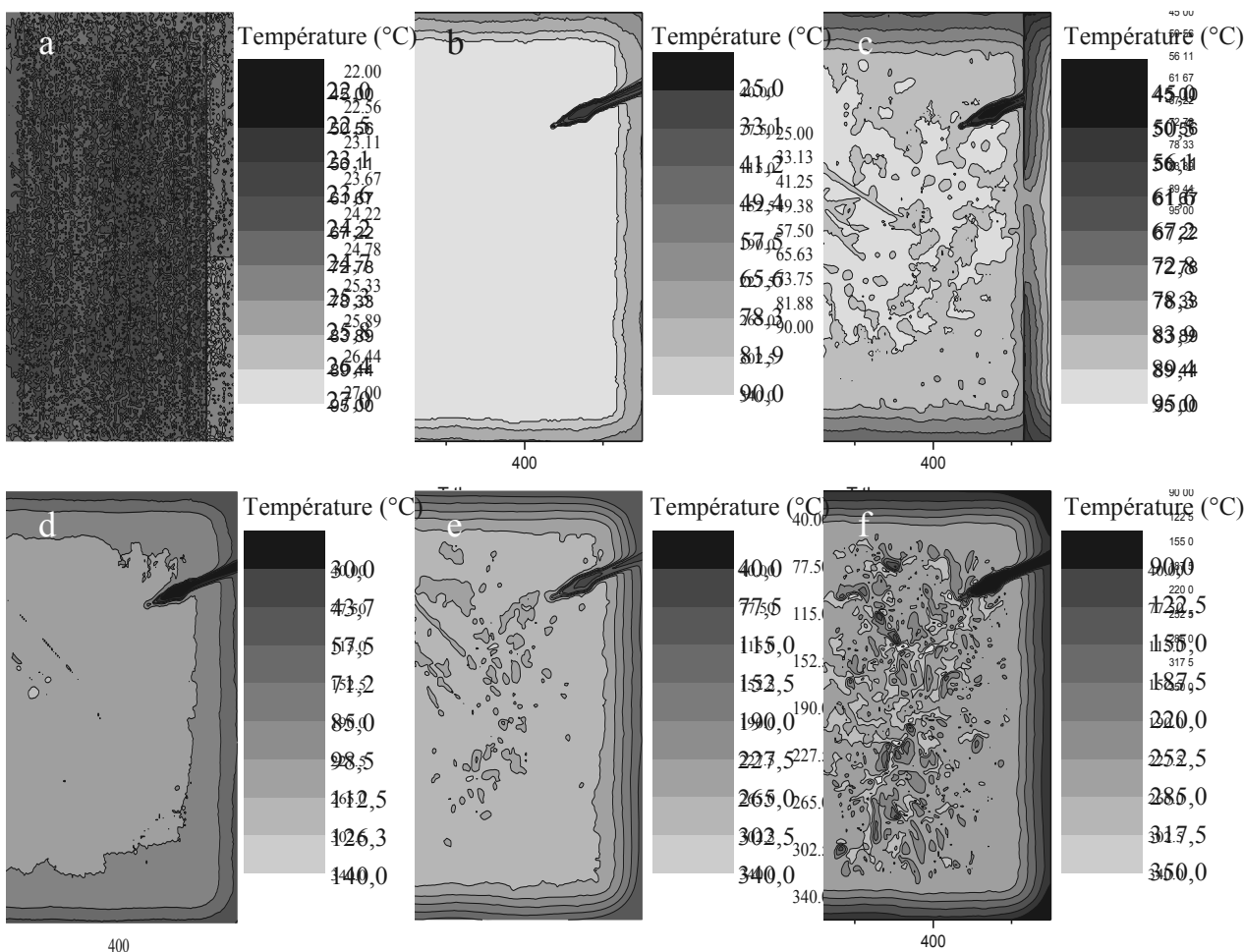


Figure 6 : Cartes de température à différents instants 10, 615, 775, 1200, 5840 et 7200s respectivement a, b, c, d, e et f. La zone noire en haut à gauche sur les figures correspond à la sonde d'humidité.

4. Conclusion

La mesure simultanée de la température de paroi et du flux surfacique a permis l'étalonnage de la caméra en tenant compte de l'ensemble des changements environnementaux qui se succèdent aux cours d'un essai feu en présence d'un matériau à chaleur latente. Au vu des cartes de température, la considération d'un transfert unidimensionnel au centre de la plaque est validée.

5. Bibliographie

- [1] E.-M. Sipple, P. Bracconi, P. Dufour, J.C. Mutin, Microstructural modifications resulting from the dehydration of gypsum, *Solid State Ionics*, (2001), 447-454.
- [2] J. Féjean, Développements de liants et de composites minéraux : application à la protection incendie, Thèse de doctorat, INSA de Rennes, (2003).
- [3] F. Wirshing, Calcium Sulfate, Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, (2000), 555-585.
- [4] Norme EN1363 : 1999
- [5] C. Meola, Infrared thermography of masonry structures, *Infrared Physics & Technology*, 49 (2007), 228-233.
- [6] D. Bougeard, Infrared thermography investigation of local heat transfer in a plate fin and two-tube rows assembly, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 (2007), 988-1002.
- [7] Y. Mélinge, K. S. Nguyen, C. Lanos, Experimental study of thermo-chemical behaviour of gypsum based material under standard ISO 834 fire condition, *EJECE*, 14-5 (2010), 561-577.
- [8] B. Aranda, Réactivité et durabilité de mélanges à base de sulfate de calcium et de liants minéraux classiques, Thèse de doctorat, INSA de Rennes, (2012).
- [9] K.-S. Nguyen, Comportement thermo-chimique de matériaux : application à la protection incendie. Thèse de doctorat, INSA de Rennes, (2009).
- [10] FIREMAT project (EVG1-CT_2002-30006). Development of New Materials with Improved Fire Resistance for Firebreak Systems, (2005).
- [11] Y. Mélinge, C. Lanos, K.S. Nguyen, C. Daiguebonne, O. Guillou, S. Freslon, One-Dimensional-Time Study of the Dehydration of Plasterboards Under Standard Fire Condition (ISO 834): Thermo-Chemical Analysis., *Journal of Fire Sciences*, 29-4 (2010), 299-316.

Mesure de température par pyrométrie 2D à bande spectrale et pyrométrie spectrale de métaux chauffés par laser dans un environnement fortement oxydant

Maryse MULLER¹, Remy FABBRO¹, Hazem EL-RABII², Koji HIRANO^{1,3}

¹ PIMM (Arts et Métiers ParisTech - CNRS), 151 bd.de l'Hôpital - 75013 Paris, France.

² Institut Pprime, CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, 1 av. Clément Ader, BP 40109 - 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France.

³ Nippon Steel Corporation, Marunouchi Park Building, 2-6-1 Marunouchi, Chiyoda Ward - Tokyo 100-8071, Japan.

Auteur correspondant: maryse.muller@ensam.eu

Résumé. La calibration et la validation de deux techniques de mesure de température complémentaires basées toutes les deux sur la pyrométrie optique (pyrométrie 2D monobande et pyrométrie spectrale), utilisables dans le cadre de l'étude des métaux chauffés dans des conditions hautement oxydantes et plus généralement au cours des procédés laser sur des métaux dans la gamme de température 2000–4000 K ont été réalisées. Une bonne correspondance des résultats des deux méthodes est obtenue lorsque l'émissivité de l'objet étudié est connue et varie peu, mais seule la pyrométrie spectrale est performante lors de grandes variations d'émissivités, fournissant à la fois une mesure de température et d'émissivité au cours du procédé. Les incertitudes ont été calculées et représentent respectivement 6 et 3 % dans une gamme de 1800 à 4500 K pour la pyrométrie 2D et la pyrométrie spectrale.

1. Introduction

Dans le cadre de l'étude de nombreux procédés laser, la connaissance de la température de surface des matériaux constitue une donnée essentielle à la compréhension des phénomènes mis en jeu, bien qu'elle soit insuffisamment étudiée, étant souvent difficile d'accès. Elle peut permettre également, par comparaison, de valider des modèles numériques.

La pyrométrie optique, non-intrusive, et capable de couvrir une large gamme de températures semble particulièrement adaptée pour combler ce manque de données. Cependant, bien qu'elle soient couramment utilisées dans l'industrie métallurgique, la cristallographie, l'étude des procédés laser ([1], [2], [3]), les techniques classiques de pyrométrie peuvent parfois fournir des résultats peu précis en raison d'une mauvaise connaissance de l'émissivité des surfaces observées et de sa dépendance de la longueur d'onde et de la température.

Généralement sous-estimée, voire négligée, cette source d'erreurs peut se révéler importante, lors de fortes variations de l'émissivité. Deux approches peuvent être distinguées concernant la prise en compte de l'émissivité en pyrométrie. La première approche, la plus simple (pyrométrie à une ou deux couleurs), considère constante l'émissivité ou le rapport des émissivités à deux longueurs d'ondes. Cette hypothèse, rarement vérifiée en pratique, peut mener à d'importantes erreurs de mesure. Cependant, à notre connaissance, dans l'étude de la combustion des métaux, où les variations d'émissivités sont importantes, seule cette approche a été utilisée jusqu'à présent (voir par exemple [4] et [5]). Une autre approche, nécessitant des données couvrant une plus large gamme du spectre (pyrométrie à plusieurs couleurs, pyrométrie spectrale) permet, par des calculs appropriés, de surmonter le problème du manque de données sur l'émissivité, et même éventuellement de la déterminer, avec ses variations, au cours du procédé.

Plusieurs exemples d'applications de ces approches ont été rapportés dans la littérature scientifique (voir par exemple [6] et [7]), mais elles n'ont à la connaissance des auteurs, jamais été exploitées pour fournir des informations quantitatives sur les émissivités et ses variations au cours d'un processus d'interaction laser-matière.

Dans ce travail, deux techniques de mesure de température par pyrométrie suivant chacune une des deux approches, ont été mises en place. La première technique (pyrométrie 2D à bande spectrale) utilisant une caméra rapide, fournit des mesures de température résolues dans l'espace et le temps (jusqu'à 4 kHz) mais nécessite la connaissance préalable de l'émissivité des surfaces, alors que la deuxième technique (pyrométrie spectrale), utilisant un spectromètre enregistrant le spectre émis par une petite zone de la surface, fournit à la fois une mesure de température et une évaluation de l'émissivité à une fréquence maximale de 500 Hz.

Cet article est organisé comme suit : dans la section 2, le dispositif expérimental est décrit. Les rappels théoriques ainsi que la procédure utilisée pour la calibration, l'interprétation des résultats et l'évaluation des incertitudes sont présentés dans la partie 3. Dans la section 4, les résultats obtenus par les deux méthodes sur un barreau de W sous atmosphère d'argon, et sur des barreaux de fer et d'acier pendant leur combustion sous oxygène sont comparés. Finalement, les conclusions de ce travail sont présentées dans la partie 5.

2. Dispositif expérimental

Un schéma du dispositif expérimental est représenté en figure 1. Les échantillons étudiés sont des barreaux cylindriques de 3,2 mm de diamètre et de 20mm de longueur environ, partiellement placés à l'intérieur d'un tube de verre (diamètre intérieur 16 mm), transparent entre 500 et 1000 nm. Un flux d'argon ou d'oxygène est dispensé à une vitesse d'environ 40 l/min, pour protéger les barreaux de l'oxydation pendant le chauffage, ou au contraire provoquer leur combustion. L'extrémité supérieure du barreau est chauffée par un laser à disque (Trumpf, modèle TruDisk 10002), de longueur d'onde 1030 nm. Le faisceau laser, amené par une fibre optique de diamètre de cœur 600 μm et de distribution d'intensité uniforme est focalisé par un ensemble de deux lentilles. La tache circulaire de 3 mm de diamètre obtenue a une distribution d'intensité homogène, assurant un chauffage uniforme de la surface du barreau.

Une caméra rapide de la marque Photron, équipée de capteurs CMOS, ayant une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 4 kHz a été utilisée pour le dispositif de pyrométrie 2D. Deux filtres optiques (passe-bas 950 nm, et passe-haut 800 nm) sont placés devant la caméra ainsi que des densités optiques neutres afin de pouvoir ajuster la mesure pour différentes gammes de température. L'axe de la caméra est incliné à 45° par rapport à l'axe du barreau.

Pour le dispositif de pyrométrie spectrale, une tête optique d'imagerie à deux lentilles achromatiques (de distance focale 65 et 120 mm) inclinée de 45° par rapport à l'axe du barreau, assure le couplage des radiations émises par une tache de 0,6 mm de diamètre à la surface du barreau dans la fibre optique de diamètre de cœur 1 mm (ON 0,2) connectée au spectromètre.

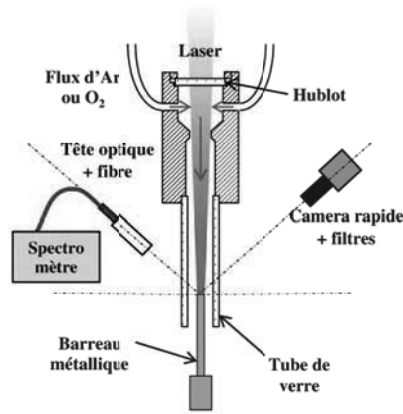


Figure 1: schéma du dispositif expérimental de pyrométrie optique.

Le spectromètre (Ocean Optics USB2000+) est utilisé dans la gamme de 500 à 700 nm avec une fréquence d'acquisition pouvant aller jusqu'à 500 Hz et une résolution spectrale d'approximativement 0,9 nm. Un laser He-Ne a été utilisé pour aligner les optiques sur l'axe du barreau. La caméra, le spectromètre et le laser sont déclenchés par le même signal, permettant d'obtenir des données synchrones. Le temps $t=0$ correspond au début de l'impulsion laser.

Pour les deux techniques, les capteurs ont été étalonnés en prenant comme référence les luminances spectrales du V, Nb, Ta et W à leur point de fusion, leur émissivité étant connues avec précision, et rapportée dans la littérature scientifique (voir [8], [9], [10] et [11]).

3. Procédure de calibration et calculs

3.1 Pyrométrie spectrale

La technique de pyrométrie spectrale utilisée ici prend en compte la dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde (supposée linéaire) et ses variations lors des changements de température. La température est déduite des spectres acquis par le spectromètre en utilisant un algorithme adapté qui discrimine la part de variation de la luminance spectrale due aux variations de l'émissivité avec la longueur d'onde et la température de celle due à un changement de température. Des mesures simultanées et indépendantes de la température et de l'émissivité sont ainsi obtenues.

La luminance spectrale $L_{\lambda,B}$ du corps noir pour différentes valeurs de la température T , en fonction de la longueur d'onde λ , est donnée par la loi de Planck (1) :

$$L_{\lambda,B}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{hc}{k_b\lambda T}\right) - 1\right)} \quad (1)$$

où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et k_b est la constante de Boltzmann.

Un facteur de calibration du spectromètre $\eta(\lambda)$ a été déterminé tel que :

$$\eta(\lambda) = \frac{I(t_{resol}, \lambda)}{\varepsilon(\lambda, T_{melt}) * L_{\lambda,B}(T_{melt}, \lambda)} \quad (2)$$

où $\varepsilon(\lambda, T_{melt})$ est l'émissivité du V, Nb, Ta et W à leur point de fusion selon l'espèce utilisée pour

l'étalonnage, et I est la réponse du spectromètre (en coups) au temps t_{resol} pendant le plateau de resolidification. Le processus de calibration mené séparément sur les quatre espèces a abouti à des résultats très similaires.

Lors des mesures de température, la luminance spectrale expérimentale $L_{\lambda,exp}(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde est obtenue à partir de la réponse I du spectromètre en utilisant la formule suivante :

$$L_{\lambda,exp}(\lambda) = I(\lambda)/\eta(\lambda). \tag{3}$$

Définissons $L_{calc}(\lambda, m, b, T)$ comme le produit $(m\lambda + b)L_{\lambda,B}(\lambda, T)$. Pour trouver la température correspondant à un spectre expérimental donné, il faut déterminer le triplet (m,b,T) pour lequel $L_{calc}(\lambda, m, b, T)$ correspond le mieux à la luminance expérimentale. Pour ce faire, l'algorithme de Levenberg-Marquardt [12] a été utilisé, donnant les valeurs de m, b and T qui minimisent l'erreur quadratique moyenne (MSE) normalisée β entre $L_{\lambda,exp}(\lambda)$ et $L_{calc}(\lambda, m, b, T)$, telle que :

$$\beta(m, b, T) = MSE(m, b, T)/L_{\lambda,exp}(600 \text{ nm}). \tag{4}$$

Les spectres expérimentaux menant à des coefficients β coefficients > 0,1 ont été considéré trop bruités, et écartés.

La figure 2 montre un exemple de calcul réalisé par l'algorithme de L-M, ainsi que les valeurs du coefficient β pour différentes combinaisons de m et T, b étant toujours choisi pour minimiser β . On observe qu'il n'existe qu'une seule valeur minimale de β , et que, d'autre part l'algorithme est performant pour trouver cet unique minimum.

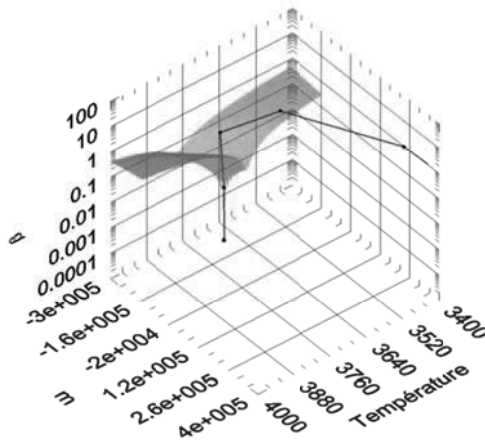


Figure 2 : coefficient β , en fonction de m et T. ces valeurs correspondent toujours au paramètre b pour lequel β est minimal.

Analyse des incertitudes :

La principale source d'incertitude liée à cette technique de mesure se trouve dans le processus de calibration. En effet, la calibration du spectromètre a été réalisée en utilisant le spectre expérimental de référence d'un métal à son point de fusion, identifié au spectre du corps noir à T_{melt} multiplié par l'émissivité du corps utilisé à son point de fusion $\varepsilon(\lambda, T_{melt}) = m_{melt}\lambda + b_{melt}$, fournie par la littérature.

Il y a alors trois sources d'incertitudes possibles : sur les valeurs respectives de m_{melt} , b_{melt} et T_{melt} , prises le pour le calcul de la luminance spectrale de référence.

L'effet d'incertitudes sur de respectivement 20%, 10% et 10K (d'après [10] et [13] pour le cas du W) sur les valeurs de m, b et T et de l'émissivité moyenne ε_{moy} sur la plage 500-700nm (avec $\varepsilon_{moy} = m * 600nm + b$), déterminées par l'algorithme de L-M, pour deux spectres expérimentaux du W à 2400 K et 3900 K a été calculé. L'estimation haute des incertitudes, obtenue en additionnant les incertitudes liées à m_{melt} , b_{melt} et T_{melt} , donnent un total de l'incertitude relative sur T toujours inférieur à 3 % (53

et 66 K à 2400 et 3900 K). La valeur moyenne de l'émissivité, bien que plus incertaine, peut être déterminée avec une incertitude de 25 à 12 % selon la température.

3.2 Pyrométrie 2D monobande

Après calibration des capteurs, la caméra fournit une cartographie 2D des radiations thermiques de l'échantillon à une fréquence allant jusqu'à 4 kHz. Des calculs basés sur la loi de Planck permettent de convertir les niveaux de gris de chaque pixel en température, mais cette technique, pour être fiable nécessite une bonne connaissance préalable émissivité moyenne de la zone observée dans la gamme de longueur d'onde considérée, ainsi que l'hypothèse que cette émissivité ne variera pas ou peu au cours de l'observation.

La luminance intégrée théorique $L_B(T)$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$) du corps noir dans la gamme 800-950 nm est donnée par l'expression simplifiée très bien vérifiée sur la plage de température de 2000 à 5000 K :

$$L_B(T) = \int_{800\text{nm}}^{950\text{nm}} L_{\lambda,B}(\lambda, T) d\lambda = c_0 L_{875\text{nm},B}, \text{ avec } c_0 = 1,5 \cdot 10^{-7}. \quad (5)$$

La réponse des capteurs de la caméra rapide étant linéaire, il existe une relation telle que :

$$N_g = k \cdot \varepsilon_{IR}(T) \cdot L_B(T) \cdot \tau \cdot 10^{-D} + d, \quad (6)$$

où N_g est le niveau de gris (sur 8 bits), k est un facteur d'efficacité optique, d est une constante, ε_{IR} est l'émissivité moyenne sur la bande 800-950 nm, τ est le temps d'intégration de la caméra (s) et D est le coefficient logarithmique de la densité neutre placée devant la caméra.

Les valeurs de $k = 5,1935$ et $d = -30,04$ ont été obtenues par la méthode des moindres carrés appliquée au nuage de points (L_B, N_g) obtenu expérimentalement des niveaux de gris correspondant aux luminances de référence, pour des combinaisons de τ et D différentes, en utilisant les données prises dans [10], [9], [11], [8]. La valeur de T est alors obtenue à partir des paramètres expérimentaux :

$$T = C_2 \cdot \ln^{-1} \left(\frac{C_1 \cdot k \cdot \varepsilon_{IR} \cdot \tau \cdot 10^{-D}}{N_g - d} + 1 \right) \text{ avec } C_1 = 2c_0 h c^2 \lambda_0^{-5}, \quad C_2 = hc / (k_b \lambda_0) \text{ et } \lambda_0 = 875 \text{ nm} \quad (7)$$

Analyse des incertitudes :

Il y a trois sources d'incertitude sur la température : provenant de k , de ε_{IR} et de N_g . L'incertitude relative dk/k calculée en utilisant [14] vaut 0,036 ; dN_g a été pris égal à 2 et $d\varepsilon_{IR}/\varepsilon_{IR}$ à 0,05 afin de prendre en compte de possibles variations de ε_{IR} avec la température.

Considérant la relation linéaire entre L_B , N_g , ε_{IR} et k , l'incertitude relative finale sur la luminance du corps noir à la même température que celle du corps observé est donnée par :

$$|dL_B/L_B| = |dN_g/(N_g - d)| + |k/k| + |d\varepsilon_{IR}/\varepsilon_{IR}|. \quad (8)$$

La relation entre T et L_B étant monotone, on peut simplement calculer l'incertitude ($2 \cdot dT$) sur T en utilisant la relation suivante :

$$2 \cdot dT = |T(L_B + dL_B) - T(L_B - dL_B)|. \quad (9)$$

Pour les barreaux de W à 3700 K et de Nb à 2600 K, dT vaut respectivement 75 K et 60 K.

4. Résultats

4.1 Températures de barreaux de Nb et W au cours de chauffage par laser

La figure 3(a) montre des images du barreau de W pendant le chauffage par laser et le refroidissement qui s'ensuit. Une légère discontinuité peut être détectée lors de la fusion et de la resolidification de la surface correspondant au plateau caractéristique dû à la chaleur latente de fusion.

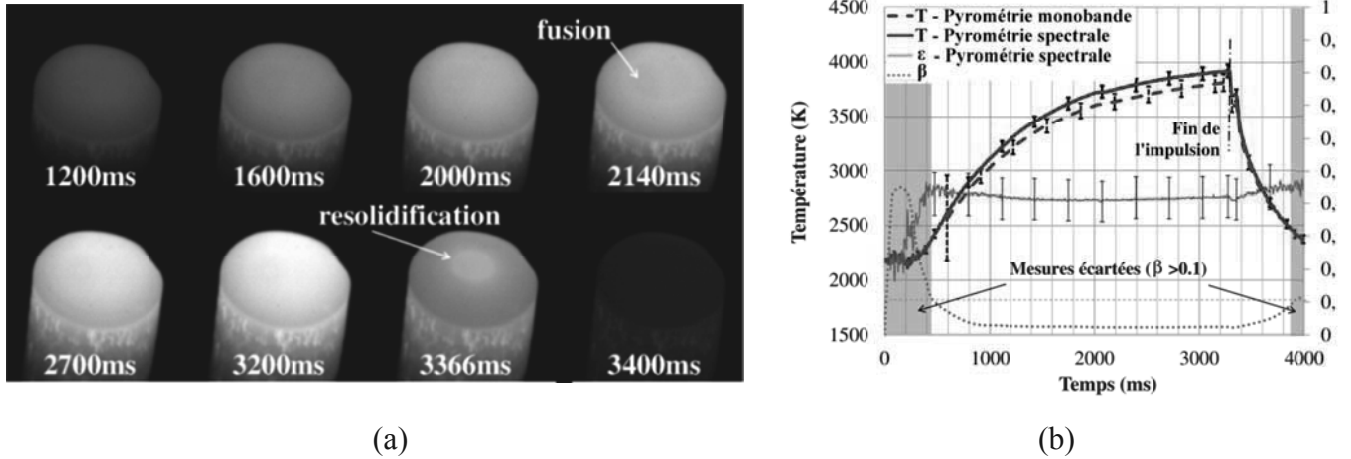


Figure 3: (a) radiations thermiques d'un barreau de tungstène chauffé par laser (1kW-3.3s) et (b) température au cours du chauffage par laser et du refroidissement par les deux techniques et évaluation de l'émissivité moyenne par pyrométrie spectrale.

La figures 3(b) présente l'évolution temporelle des radiations thermiques au cours du chauffage et du refroidissement d'un barreau de W chauffé par laser. Les zones grisées correspondent aux mesures de pyrométrie spectrale écartées ($\beta > 0,1$). Les températures déterminées par les deux méthodes sont très similaires et la différence entre elles n'excède pas 100 K à environ 3920 K, et 60 K à 2600 K (une différence de moins de 3 %).

4.2 Températures et émissivités moyennes du fer et de l'acier pendant la combustion

Dans le cas de la combustion, l'émissivité peut varier d'une mesure à une autre, et la surface n'a pas une température homogène comme dans le cas du chauffage par laser sous argon. Les deux techniques de mesures de température ont été appliquées à la combustion de barreaux d'acier au carbone S355 (0,2% de C) et de fer pur (plus de 99,99% de Fe). L'émissivité de la zone observée a été prise égale à 0,7 dans le cadre de la pyrométrie 2D monobande.

Le chauffage mène à la fusion de la surface du barreau. S'ensuit alors une rapide augmentation de la température, à cause du processus de combustion qui se produit dans le liquide. À $t = 100$ ms une violente ébullition du bain de métal et d'oxyde survient dans le cas de l'acier au carbone, alors que dans le cas du fer pur aucune ébullition n'est observée.

Dans l'industrie métallurgique, on sait que l'oxyde de fer FeO réagit avec le carbone dans un bain d'acier fondu, menant à la formation de CO et CO₂. Ce phénomène, appelé décarburation, est soupçonné d'être responsable de la violente ébullition du bain de fer liquide et d'oxyde pendant le processus de combustion de l'acier au carbone [15].

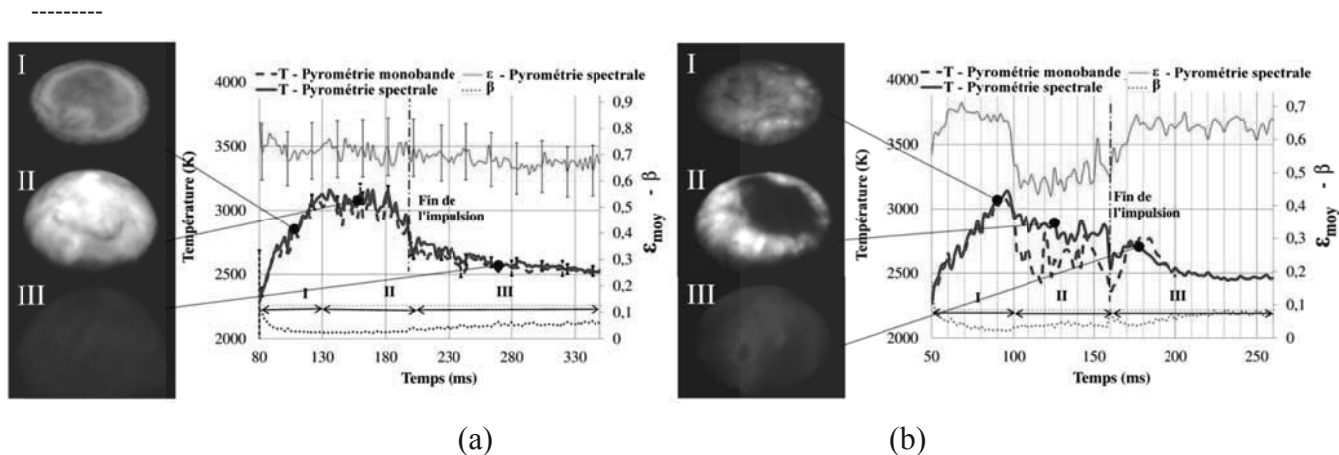


Figure 4 : évolution temporelle de la température au centre de la surface du barreau au cours de la combustion mesurée par pyrométrie optique monobande et par pyrométrie spectrale, et émissivité moyenne ϵ_{moy} déterminée par pyrométrie spectrale (a) d'un barreau de fer pur (laser : 0,64 kW – 0,19 s) (b) d'un barreau d'acier au carbone (laser : 0,64 kW – 0,16 s).

Les évolutions temporelles de la température au centre de la surface du barreau déterminée par les deux techniques et l'émissivité au cours du processus de combustion sont représentées en figure 4 pour la combustion du fer (a) et de l'acier au carbone (b). Les graphes peuvent être divisés en trois principales régions. Dans la région I, la température augmente jusqu'à approximativement 3100 K pour le fer pur et l'acier au carbone, avec une émissivité à peu près constante de 0,7. Dans la région II, la température atteint un plateau dans le cas du barreau de fer pur avec une émissivité inchangée, mais décroît légèrement pour l'acier au carbone en même temps qu'une forte décroissance de l'émissivité moyenne. Après la fin de l'impulsion laser (région III), la température de surface diminue dans les deux cas et l'émissivité reste stable entre 0,65 et 0,7.

Pour le fer, les deux techniques donnent des résultats très similaires tout au long de la combustion, alors que dans le cas de la combustion de l'acier, un fort désaccord entre les températures obtenues par la pyrométrie spectrale et la pyrométrie monobande est observé, coïncidant avec l'apparition d'un « trou noir » au centre de la surface du barreau.

Ce « trou noir » a deux causes possibles – une décroissance de l'émissivité – une décroissance de la température. L'émissivité, déterminée par la pyrométrie spectrale présente une forte décroissance quand ce « trou noir » apparaît, ainsi qu'une diminution plus faible de la température. En effet, les bulles formées par décarburation explosent violemment, exposant à la surface du fer moins oxydé, dont l'émissivité (aux environs de 0,45) est plus proche de celle du fer fondu non oxydé : 0,39 (à 1890 K, d'après [16]), et dont la température est plus faible que celle de la surface exposée au chauffage laser. Le coefficient β reste faible entre les temps $t=100$ ms et 160 ms, étayant le fait que la correspondance entre les données expérimentales et calculées par l'algorithme de L-M est bonne, et que l'émissivité plus faible détectée par la pyrométrie spectrale n'est pas due à un artefact de l'algorithme.

De manière prévisible, la technique de pyrométrie monobande donne des résultats erronés lors de l'apparition du « trou noir », car elle ne prend pas en compte le changement d'émissivité de la zone observée et interprète toute décroissance de la luminance comme une décroissance de la température alors que la pyrométrie spectrale est performante pour détecter, et même grossièrement quantifier une forte variation de l'émissivité se produisant durant le processus de combustion, prenant en compte cette variation pour donner une évaluation correcte de la température.

5. Conclusions

Ce travail a permis de mettre en place et valider deux techniques complémentaires de mesures de température basées sur la pyrométrie optique.

Le processus de calibration, basé sur l'utilisation d'une luminance de référence d'un matériau pur à son point de fusion et la procédure de calcul permettant d'obtenir la température et l'émissivité ont été expliqués. L'analyse des incertitudes a été réalisée. Une comparaison entre les mesures obtenues par les deux méthodes a été faite, pour différentes espèces et gammes de température, et un bon accord a été trouvé entre elles. Les deux techniques donnent des mesures de température avec une incertitude d'environ $\pm 3\%$ (pyrométrie spectrale) et $\pm 5\%$ (pyrométrie 2D monobande), dans une gamme de température de 2000 à 4000 K.

La technique de pyrométrie 2D monobande permet d'obtenir une vision de la géométrie de l'échantillon au cours du procédé étudié, et ce, à des fréquences élevées, utiles dans le cas de changement rapide de la température. La grande sensibilité de la caméra permet de choisir un temps d'intégration faible et ainsi d'obtenir une très bonne résolution temporelle de la mesure. L'utilisation d'une gamme de longueur d'onde fixe permet d'éviter la problématique de la dépendance de l'émissivité de la longueur d'onde sur cette gamme. Cependant cette technique requiert une bonne évaluation préliminaire de l'émissivité et se révèle inappropriée dans le cas de changements brutaux de l'émissivité.

La pyrométrie spectrale, ne nécessitant pas de connaissance préalable de l'émissivité a permis, en utilisant l'algorithme de L-M, de déterminer précisément la température, et de donner une évaluation grossière (incertitude de 12 à 15 %) de l'émissivité moyenne de l'échantillon sur la gamme 500-700 nm. Les résultats obtenus lors de la combustion ont montré que des changements inattendus de l'émissivité de l'échantillon ne perturbaient pas la mesure de température, contrairement à la technique de pyrométrie monobande.

Remerciements

Ce travail a pu être mené grâce au support financier de Air Liquide CRCO, il a été réalisé sur le site de Arts et Métiers ParisTech à Paris.

Référence

- [1] H. Kraus, "Optical spectral radiometric method for measurement of weld-pool surface temperatures," *Optics Letters*, vol. 11, no. 12, pp. 773–775, Dec. 1986.
- [2] B. Carcel, J. Sampedro, I. Perez, E. Fernandez, and J. Ramos, "Improved laser metal deposition (lmd) of nickel base superalloys by pyrometry process control," *XVIII International Symposium On Gas Flow, Chemical Lasers, and High-power Lasers*, vol. 7751, 2010.
- [3] V. Onuseit, M. Ahmed, R. Weber, and T. Graf, "Space-resolved spectrometric measurements of the cutting front," *Physics Procedia*, vol. 12, Part A, no. 0, pp. 584–590, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389211001532>
- [4] K. Nguyen and M. Branch, "Near-infrared 2-colors pyrometer for determining ignition temperatures of metals and metal-alloys," *Review of Scientific Instruments*, vol. 56 Issue 9, pp. 1780–1783, 1985.
- [5] J. Kurtz, T. Vulcan, and T. Steinberg, "Emission spectra of burning iron in high-pressure oxygen," *Combustion and Flame*, vol. 104 Issue 4, pp. 391–400, 1996.
- [6] J. Gardner, "Effective wavelength for multicolor-pyrometry," *Applied Optics*, vol. 19, no. 18, pp. 3088–3091, 1980.
- [7] J. Weberpals, R. Schuster, P. Berger, and T. Graf, "Utilization of quantitative measurement categories for process monitoring," in *Proceedings of the Laser Materials Processing Conference*, 2010.
- [8] A. Cezairliyan, J. McClure, and A. Miiller, "Radiance temperatures (in the wavelength range 520-906 nm) of tantalum at its melting point by a pulse-heating technique," *High Temperatures-High Pressures*, vol. 25 Issue 6, pp. 649–656, 1993.
- [9] A. Cezairliyan and A. Miiller, "Radiance temperatures (in the wavelength range 522-906nm) of niobium at its melting-point by a pulse-heating technique," *2nd Workshop On Subsecond Thermophysics (Cnr, Ist Metrol Gustavo Colonnetti, Torino, Italy)*, vol. 13 Issue 1, pp. 39–55, 1992.
- [10] A. Miiller and A. Cezairliyan, "Radiance temperatures (in the wavelength range 519-906 nm) of tungsten

 at its melting-point by a pulse-heating technique,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 14 Issue 3, pp. 511–524, 1993.

[11] J. McClure and A. Cezairliyan, “Radiance temperatures (in the wavelength range 525 to 906 nm) of vanadium at its melting point by a pulse-heating technique,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 18 Issue 1, pp. 291–302, 1997.

[12] K. R. P. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, B. McGraw-Hill, Ed., 2003.

[13] A. Cezairliyan, “Measurement of melting-point and electrical resistivity (above 3600 k) of tungsten by a pulse heating method,” *High Temperature Science*, vol. 4 Issue 3, pp. 248–&, 1972.

[14] D. York, N. Evensen, M. Martinez, and J. Delgado, “Unified equations for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line,” *American Journal of Physics*, vol. 72, no. 3, pp. 367–375, Mar. 2004.

[15] M. Lanyi, “Discussion on steel burning in oxygen (from a steelmaking metallurgist’s perspective),” *Flammability and Sensitivity of Materials In Oxygen-enriched Atmospheres: Ninth Volume*, vol. 1395, pp. 163–178, 2000.

[16] S. Krishnan, K. Yugawa, and P. Nordine, “Optical properties of liquid nickel and iron,” *Physical Review B*, vol. 55, no. 13, pp. 8201–8206, Apr. 1997.

Application des filtres de particules à l'estimation de la vitesse de propagation d'incendies

Wellington S. BETENCURTE^{1,2}, Helcio R.B. ORLANDE¹, Marcelo J. COLAÇO¹, Olivier FUDYM^{2*}, Mouna EL HAFI², Benedicte CUENOT³ and Melanie ROCHOUX⁴

¹Department of Mechanical Engineering, Politécnica/COPPE, Federal University of Rio de Janeiro, UFRJ, Cid. Universitaria, Cx. Postal: 68503 Rio de Janeiro, RJ, 21941-972, Brazil

²Université de Toulouse ; Mines Albi ; CNRS; Centre RAPSODEE, F-81013 Albi cedex 09, France

³CERFACS, 42 Ave. G. Coriolis 31057 Toulouse - France

⁴Ecole Centrale Paris, Grande voie des vignes, 92295 Châtenay-Malabry cedex, France

* (auteur correspondant : olivier.fudym@mines-albi.fr)

Résumé - On s'intéresse dans cette étude à l'utilisation des filtres de particules pour l'estimation de la vitesse de propagation d'incendies naturels. Largement utilisés pour aborder des problèmes d'estimation d'état en thermique, ces filtres « bayésiens » sont utilisés ici à partir d'un modèle simplifié de combustion pour estimer la vitesse de propagation locale du front dans un champ de végétation 2D non uniforme. Les résultats, obtenus ici à partir de données simulées, permettent d'évaluer et de comparer les performances de différents filtres en régime transitoire, dans le cas d'une répartition spatiale de végétation gaussienne ou aléatoire.

Nomenclature

c	variable de progrès	\mathbf{x}	variables d'état
f ou h	fonction non-linéaire	Y	fraction massique initiale de combustible
M	nombre de points	\mathbf{z}	modèle d'observation/mesures
N	nombre de particules	<i>Symboles grecs</i>	
\bar{s}_L	vitesse de propagation moyennée	β	paramètre numérique d'épaisseur
s_L	vitesse de propagation locale	δ_L	taille de maille
$s_{L,KPP}$	coefficient de proportionnalité	σ	écart type
\mathbf{v}	vecteur d'incertitudes	<i>Indices et exposants</i>	
w	poids	i	nombre de particules
W	nombres aléatoires à distribution normale, moyenne nulle et écart type unitaire	k	temps - instant t_k

1. Introduction

Les problèmes d'estimation d'état, également considérés comme des problèmes inverses instationnaires [1], sont impliqués dans une gamme d'applications extrêmement vaste. Dans ce type de problèmes, l'information expérimentale provenant de grandeurs mesurées est utilisée conjointement à la connaissance a priori dont on dispose des phénomènes physiques mis en jeu et des capteurs utilisés, de façon à produire l'estimation séquentielle de variables dynamiques dont on cherche à prédire l'évolution. Les prédictions du modèle sont alors combinées aux mesures dans le but d'améliorer la précision de la prévision pour former des « filtres bayésiens » [1,2]. Cette approche statistique consiste à utiliser toute l'information disponible dans le but de réduire l'incertitude liée au problème d'inférence ou de prise de décision. Toute nouvelle information obtenue est alors combinée à l'information précédente

pour construire la démarche des algorithmes statistiques. Le mécanisme formel utilisé pour combiner cette nouvelle information à la précédente est fourni par le théorème de Bayes [1,3].

Dans ce cadre, la méthode la plus populaire est le filtre de Kalman, dont l'application reste toutefois limitée à des problèmes d'estimation linéaire comportant des erreurs additives gaussiennes [1,2]. Des extensions du filtre de Kalman ont été développées ces dernières années pour aborder des cas aux hypothèses moins restrictives, par des techniques de linéarisation [1,3]. De même, pour des problèmes non linéaires à bruit non gaussien, les méthodes séquentielles de Monte Carlo, telles que les méthodes basées sur les filtres de particules ont été développées pour déterminer des distributions de probabilités d'intérêt par des approximations séquentielles obtenues à partir d'un grand nombre d'échantillons aléatoires que l'on désigne par le terme de « particules » [1].

Hammersley et Hanscomb [4] ont présenté une technique utilisant des filtres bayésiens récursifs conjointement à des simulations de Monte Carlo, sous le terme de « *Sequential Importance Sampling* » (filtre SIS). Dans cette approche, l'idée centrale était de décrire la fonction densité de probabilité a posteriori à partir d'un ensemble d'échantillons aléatoires associés à des poids, pour en déduire les grandeurs estimées. Gordon et al [5] développèrent le « *Sampling Importance Re-sampling* » (filtre SIR) en ajoutant au filtre SIS une étape de ré-échantillonnage, afin d'éviter le problème de dégénération des particules. Toutefois, cette correction provoque un appauvrissement de l'échantillon que Pitt and Shepard [6] empêchent en introduisant l'algorithme « *Auxiliary Sampling Importance Resampling* » (filtre ASIR).

On applique dans cette étude les filtres SIR et ASIR à un problème de propagation de d'incendie à partir d'un modèle simplifié de combustion pour estimer la direction et vitesse de propagation locale dans le cas d'un champ de végétation 2D non uniforme. Le modèle est basé sur une équation de réaction-diffusion et inclut un terme cinétique. On crée ainsi un front de propagation dans un domaine où la végétation peut être distribuée aléatoirement. Des données simulées sont utilisées ici pour réaliser l'inversion et comparer les différents filtres.

2. Problème physique et formulation

La propagation d'incendies naturels résulte d'interactions multi-échelles entre de nombreux facteurs, tels que par exemple les caractéristiques locales de la végétation, de la topographie et des conditions météorologiques. Sa description peut être faite sur des bases physico-chimiques ou purement empiriques [7].

On adopte ici un modèle simple, classique en combustion, dans lequel la propagation du feu à grande échelle (i.e., une échelle allant de plusieurs dizaines de mètres à quelques kilomètres) est décrite comme un problème de propagation de front à l'aide d'une variable de progrès c [8] : $c = 1$ représente la zone brûlée, $c = 0$ la zone non brûlée. La flamme est décrite par la région où c passe de 0 à 1. La propagation du front de flamme est décrite ici par l'équation de réaction-diffusion suivante :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \delta_L \bar{s}_L \Delta c + \frac{\bar{s}_L}{\delta_L} c(1-c) \quad (1)$$

où \bar{s}_L est la vitesse de propagation moyennée sur l'épaisseur du front, et δ_L est l'épaisseur du front. Le dernier terme de l'Eq. (1) représente le terme source chimique de combustion.

Le modèle décrit par l'Eq. (1) représente la propagation d'un front, assimilé à un gradient de la variable de progrès c (localisé le long de la ligne d'iso-contour $c = 0.5$), entre la zone intacte et la zone brûlée, tel qu'indiqué sur la figure 1. C'est un modèle simplifié, où toute la physique de propagation de la flamme est incluse dans la formulation de la vitesse de propagation moyennée sur l'épaisseur du front \bar{s}_L . Dans une première approche, on suppose

ici que la vitesse de propagation locale s_L dépend linéairement de la fraction massique de combustible non brûlé Y ($0 < Y < 1$), le coefficient de proportionnalité étant une fonction du temps:

$$s_L(x, y, t) = s_{L,KPP}(t)Y(x, y) \tag{2}$$

où $s_{L,KPP}(t)$ est la variable de proportionnalité.

Le modèle de vitesse de propagation décrit par l'éq. (2) peut être assimilé au modèle de Rothermel [9] en considérant que le coefficient de proportionnalité $s_{L,KPP}(t)$ dépend d'un nombre réduit de paramètres tels que les propriétés du combustible végétal (humidité de la végétation, compacité et rapport surface-volume des particules du combustible végétal, etc.), la pente du terrain ou l'intensité du vent. Ces différentes contributions à la vitesse de propagation ne sont pas distinguées dans cette étude. La validité du modèle de propagation adopté ici est donc limitée par l'incertitude sur le paramètre d'entrée du modèle, soit $s_{L,KPP}(t)$.

La distribution initiale spatiale de végétation Y considérée ici peut être quelconque, par exemple aléatoire. La condition initiale correspond à une flamme circulaire centrée sur le domaine.

Il est important de noter que l'Eq. (1) propage le front à la vitesse moyenne \bar{s}_L et non à la vitesse locale s_L de manière à ce que tous les points du front de flamme avancent à la même vitesse. Ce choix est en cohérence avec un modèle de propagation à grande échelle, qui ne peut pas résoudre les phénomènes à l'échelle beaucoup plus petite de la flamme. Cette technique permet également d'éviter des variations significatives de la vitesse à l'intérieur du front de flamme causées par le caractère hétérogène de la végétation.

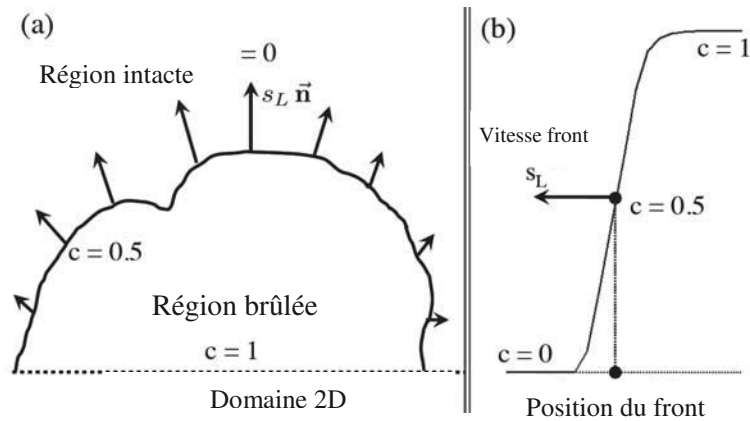


Figure 1. Représentation schématique du front à un instant donné.

Les observations et analyses [8] permettent d'établir que la dynamique de propagation de flamme est confinée, à un instant donné, au voisinage de la ligne d'iso-contour $c = 0.5$ où la réaction est significative. On peut donc appliquer un modèle uni-dimensionnel sur chaque direction de propagation, normalement à la ligne iso-contour de la variable de progrès c . Chaque point au voisinage du front est alors associé à une direction de propagation, pour laquelle la vitesse est donnée par $\bar{s}_L = \bar{s}_L(x_c, y_c) = s_{L,KPP}(t)\bar{Y}(x_c, y_c)$, où (x_c, y_c) est la position estimée de la ligne d'iso-contour $c = 0.5$.

3. Estimation d'Etat

On considère un modèle décrivant l'évolution de la variable d'état \mathbf{x} sous la forme :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{f}_k(\mathbf{x}_{k-1}, \mathbf{v}_k) \quad (3)$$

où \mathbf{f} est, dans le cas général, une fonction non linéaire de \mathbf{x} et du bruit correspondant au modèle d'état, sous la forme du vecteur d'incertitude $\mathbf{v}_k \in \mathbf{R}^n$. Le vecteur $\mathbf{x}_k \in \mathbf{R}^n$ est le vecteur d'état et contient les variables que l'on cherche à estimer en fonction du temps au moyen du modèle d'état donné par l'Eq. (3).

Le modèle d'observation décrit la relation entre les variables d'état à estimer et les mesures \mathbf{z} par la fonction \mathbf{h} , sous la forme

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{h}_k(\mathbf{x}_k, \mathbf{n}_k) \quad (4)$$

où $\mathbf{z}_k \in \mathbf{R}^{nz}$ sont les données collectées aux instants t_k , $k=1, 2, 3 \dots M$ et le vecteur $\mathbf{n}_k \in \mathbf{R}^{nz}$ représente l'incertitude sur les mesures.

On suppose dans la suite que les modèles d'état et d'observation respectent les hypothèses suivantes [1,2] :

(a) La séquence \mathbf{x}_k pour $k=1, 2, 3, \dots M$ est un processus Markovien, c'est-à-dire que

$$\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_{k-1}) = \pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{x}_{k-1}) \quad (5.a)$$

(b) La séquence \mathbf{z}_k pour $k=1, 2, 3, \dots M$ est un processus Markovien par rapport aux états, de telle sorte que

$$\pi(\mathbf{z}_k | \mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_k) = \pi(\mathbf{z}_k | \mathbf{x}_k) \quad (5.b)$$

(c) La séquence \mathbf{x}_k dépend des observations passées indépendamment des mesures,

$$\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{x}_{k-1}, \mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2, \dots, \mathbf{z}_{k-1}) = \pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{x}_{k-1}) \quad (5.c)$$

où $\pi(\mathbf{a}|\mathbf{b})$ est la probabilité conditionnelle de \mathbf{a} quand \mathbf{b} est donné.

Les hypothèses relatives aux variables aléatoires décrivant les erreurs des modèles d'état et d'observation sont données par [1,2] :

(a) Pour $i \neq j$, les vecteurs \mathbf{v}_i et \mathbf{v}_j d'une part, et \mathbf{n}_i et \mathbf{n}_j d'autre part sont mutuellement indépendants et également indépendants de l'état initial \mathbf{x}_0 .

(b) Les vecteurs \mathbf{v}_i et \mathbf{n}_j sont indépendants pour toutes valeurs de i et j .

On peut alors considérer différents types de problèmes concernant les modèles d'état et d'observation, tels que [1,2,4-9,25] :

(i) Le *problème de prédiction*, lorsque l'objectif est de déterminer $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:k-1})$;

(ii) Le *problème de filtrage*, quand l'objectif est d'obtenir $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:k})$;

(iii) Le *problème de lissage fixe*, quand l'objectif est de connaître $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:k+p})$, où $p \geq 1$ est le délai fixé.

(iv) Le *problème de lissage sur tout le domaine*, lorsque l'objectif est d'obtenir $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:K})$, où $\mathbf{z}_{1:K} = \{\mathbf{z}_i, i=1, \dots, K\}$ représente l'ensemble des observations.

On considère ici le problème de filtrage. Si l'on suppose connue $\pi(\mathbf{x}_0 | \mathbf{z}_0) = \pi(\mathbf{x}_0)$, la distribution de probabilité à posteriori $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:k})$ est alors obtenue au moyen de filtres bayésiens en deux étapes [1,2] : la *prédiction* et l'*actualisation*, tel qu'indiqué sur la Figure 2.

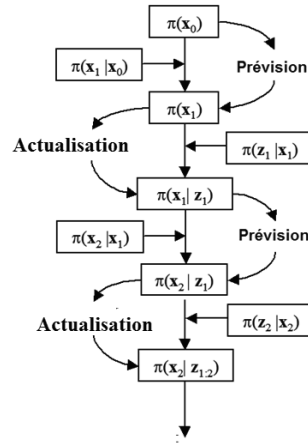


Figure 2. Prédiction et Actualisation

Pour un ensemble de N échantillons aléatoires de variables d'état $\{\mathbf{x}_k^i, i=0, \dots, N\}$ que l'on désigne par le terme de « particules », on associe un poids à chaque particule $\{w_k^i, i=0, \dots, N\}$ et l'on désigne par $\mathbf{x}_{0:k}$ l'ensemble de tous les états $\mathbf{x}_{0:k} = \{\mathbf{x}_j, j=0, \dots, k\}$ jusqu'à l'instant t_k , où N est le nombre de particules. Les poids sont normalisés, de telle sorte que $\sum_i w_k^i = 1$. Dans ces conditions, la fonction densité de probabilité a posteriori peut être déterminée de façon approchée par discrétisation :

$$\pi(x_{0:k} | z_{1:k-1}) \approx \sum_{i=1}^I w_k^i \delta(x_{0:k} - x_{0k}^i) \tag{6.a}$$

où $\delta(\cdot)$ est la fonction Dirac.

Si l'on considère que les hypothèses (5.a-c) sont valides, alors la fonction densité de probabilité a posteriori de l'Eq. (6.a) peut être déterminée par la relation suivante :

$$\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1:k-1}) \approx \sum_i w_k^i \delta(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_k^i) \tag{6.b}$$

Un problème commun de ce type d'approche est la dégénérescence des particules, observé lorsque après quelques tirages le plus grand nombre des particules est affecté d'un très faible poids. Un coût de calcul important est alors consacré à actualiser des particules dont la contribution à la détermination de la distribution de probabilité est pratiquement nulle. Ce problème peut être résolu en augmentant le nombre de particules, ou plus efficacement en sélectionnant la densité à priori $\pi(\mathbf{x}_k | \mathbf{x}_{k-1}^i)$. En complément, une technique de ré-échantillonnage est recommandée [1], par exemple par correspondance de $\{\mathbf{x}_k^i, w_k^i\}$ vers une métrique à poids uniformes $\{\mathbf{x}_k^{i*}, N^{-1}\}$, lorsque le nombre de particules à « poids élevé » tombe sous un seuil prédéterminé. De façon alternative, le ré-échantillonnage peut aussi être fait à chaque instant t_k , comme dans l'algorithme SIR [5].

Bien que cette phase de ré-échantillonnage réduise les problèmes de dégénérescence des particules, elle peut conduire à une perte de diversité, et l'échantillon obtenu risque de contenir un grand nombre de particules identiques, notamment dans le cas de modèles d'évolution faiblement bruités où toutes les particules convergent vers une particule unique après quelques pas de temps. Un autre inconvénient des filtres de particules est lié au temps de calcul important induit par l'approche de Monte Carlo, ce qui peut limiter leur utilisation à des modèles peu coûteux en temps de calcul. Un des algorithmes permettant l'estimation simultanée de paramètres constants et des variables d'état est le filtre ASIR [5], pour lequel les index $i^{(j)}$ ($j = 1, \dots, N$) sont obtenus après ré-échantillonnage des particules de plus grand poids. Le principal avantage du filtre ASIR sur le filtre SIR est de générer naturellement des points à partir de l'échantillon précédent obtenu à $k-1$ qui, combinés aux mesures, présentent

une plus grande vraisemblance par rapport à l'état réel. Le filtre ASIR peut être vu comme un algorithme qui opère le ré-échantillonnage à l'instant précédent, à partir de quelques valeurs estimées i_k qui caractérisent $\pi(\mathbf{x}_k|\mathbf{x}_{k-1}^i)$ [6]. Son utilisation est réservée aux processus faiblement bruités.

4. Résultats à partir de données simulées

Le problème décrit par Eqs. (1-2) est résolu par différences finies et intégré par méthode Runge-Kutta d'ordre 4. Le domaine carré est discrétisé par un maillage régulier ($\Delta x = \Delta y = 1$) et un pas de temps $\Delta t = 0.5$. Les mesures considérées pour le modèle d'observation sont collectées à partir de capteurs de température dont la position est précisée dans la Table 1. Afin d'éviter le « crime inverse » [1], les données simulées sont ensuite utilisées par le modèle d'observation toutes les 20 secondes, et le pas de temps est changé à $\Delta t = 1$ dans le modèle d'évolution d'état. On considère les hypothèses standard relatives aux erreurs de mesures, c'est-à-dire que le bruit de mesure est additif, normal, non corrélé, de moyenne nulle et d'écart-type constant, pris ici à 1% de la température maximale.

Feu	Végétation	Position en X	Position en Y					temps
Cercle	Aléatoire	97	90	95	100	105	110	$0 < t \leq 100$
Cercle	Aléatoire	87	90	95	100	105	110	$100 < t \leq 300$
Cercle	Aléatoire	77	90	95	100	105	110	$300 < t \leq 400$
Cercle	Aléatoire	137	90	95	100	105	110	$400 < t \leq 500$
Cercle	Aléatoire	147	90	95	100	105	110	$500 < t \leq 680$
Cercle	Aléatoire	157	90	95	100	105	110	$680 < t \leq 800$

Table 1 - Position des capteurs de température

Le modèle d'évolution d'état pour l'estimation de la vitesse de propagation est décrit par un modèle de marche au hasard, tel que l'indique l'Eq. (7.a). Dans cette équation, σ est l'écart-type d'avancement du front pris ici égal à 0.25 W/m, et W représente un bruit « standard ».

$$s_{L,KPP}(t_k) = s_{L,KPP}(t_{k-1}) + \sigma W \tag{7.a}$$

Les données simulées sont comparées aux mesures par l'intermédiaire de l'erreur quadratique moyenne (RMS) définie par l'Eq. (7.b) :

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (s_{L,KPP}^{simulée}(j) - \hat{s}_{L,KPP}(j))^2} \tag{7.b}$$

où M est le nombre d'instant d'estimation.

Filtre	Nbre de particules	RMS	Temps CPU
SIR	100	0.012217	110.45 Min.
SIR	500	0.011215	550.96 Min.
ASIR	100	0.010039	106.20 Min.

Table 2. Performances des filtres SIR et ASIR : erreurs RMS et temps CPU

Les filtres SIR et ASIR sont utilisés pour estimer $s_{L,KPP}(t_k)$. La Table 2 présente une synthèse de différents cas en donnant le nombre de particules utilisées, l'erreur quadratique moyenne obtenue et le temps de calcul constaté. Avec le filtre SIR, le temps de calcul a varié de 110.45 à 550.96 minutes, pour un nombre de particules compris entre 100 et 500 et une

erreur RMS pour l'estimation de la vitesse de propagation variant entre 0.0122 m/s et 0.0112 m/s. Avec le filtre ASIR, l'erreur RMS est de 0.01 pour 100 particules et un temps de calcul CPU de 106.20 minutes. Ces résultats confirment la meilleure performance du filtre ASIR, tant du point de vue du temps de calcul que de la qualité de l'estimation.

Les Figures 3.a et 3.b permettent de visualiser les grandeurs estimées de vitesse de propagation et leur comparaison aux valeurs de référence connues utilisées pour simuler les données. Les courbes de la Figure 3.a présentent la vitesse de propagation en fonction du temps obtenue pour les différents filtres bayésiens SIR et ASIR. Sur la figure 3.b, les valeurs moyennes obtenues par le filtre ASIR sont représentées par des symboles, alors que la valeur de référence est tracée en trait plein, et que les valeurs correspondant à un intervalle de confiance à 99 % sont ajoutées en traits fins. Même pour cette forme de fonction triangle représentative d'un problème d'inversion test, on note que l'estimation est tout à fait acceptable avec le filtre ASIR. Le léger décalage dans le temps est typique des problèmes d'estimation d'état dynamiques, comme dans le cas du filtre de Kalman, où le filtre « suit » les données.

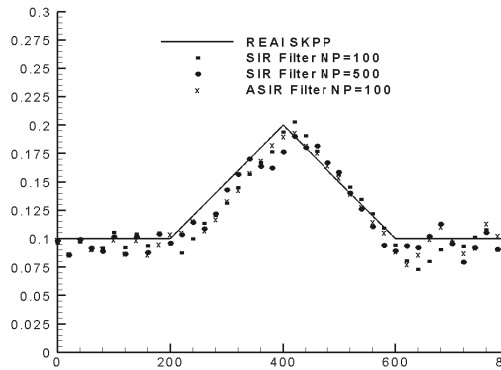


Figure 3.a. Résultats d'estimation : vitesse de propagation en fonction du temps

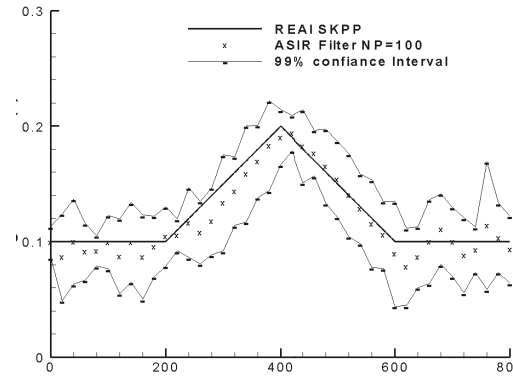


Figure 3.b. Résultats du filtre ASIR et intervalle de confiance à 99%.

La Figure 4 montre l'estimation de la variable de progrès $c(x, y, t)$ qui permet d'observer la propagation du feu, telle que déterminée après assimilation des données. On montre un instant proche de l'état initial - Fig. (4.a) à $t = 200$ s. - puis de l'état final - Fig. (4.b) à $t = 800$ s. La figure 5 présente la distribution initiale de végétation Y .

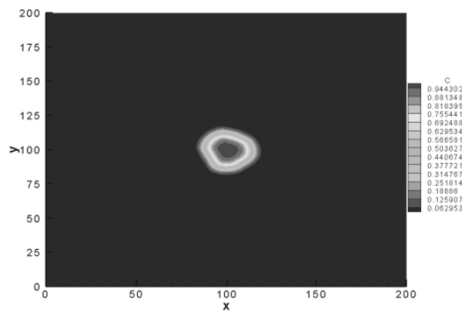


Figure 4.a. Estimation de la variable de progrès (Température) à $t = 200$ s.

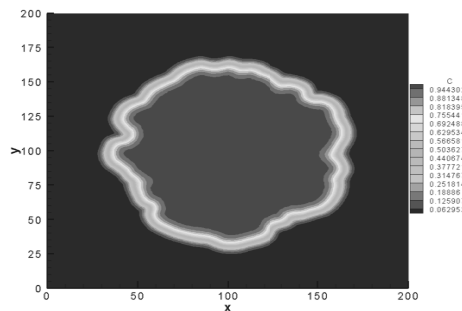


Figure 4.b. Estimation de la variable de progrès (Température) à $t = 800$ s.

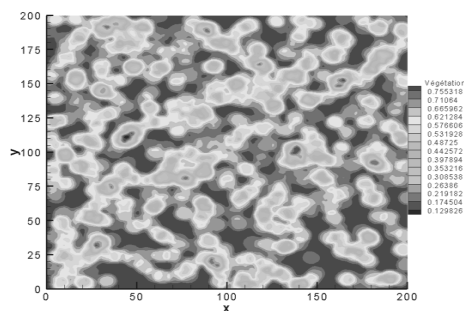


Figure 5. Champ de Végétation initiale Y

5. Conclusions

Dans cette étude, deux filtres de particules Bayésiens ont été appliqués à un problème de propagation d'incendies naturels – les filtres SIR et ASIR – à partir d'un modèle direct simplifié de propagation d'une variable de progrès représentant la température et d'hypothèses liant la vitesse de propagation à la fraction massique initiale de combustible. La fonction de proportionnalité dépend du temps pour tenir compte des variations végétales, climatiques et topologiques. A partir d'une distribution aléatoire de végétation et d'un feu initial circulaire, la vitesse de propagation locale est estimée à partir d'une grille de 30 capteurs de température dans un domaine 2D carré. L'algorithme ASIR confirme ses performances en temps de calcul et en qualité d'estimation et permet d'utiliser un moindre nombre de particules.

6. Références

- [1] Kaipio, J. and Somersalo, E., *Statistical and Computational Inverse Problems*, Applied Mathematical Sciences 160, Springer-Verlag (2004).
- [2] Maybeck, P., *Stochastic Models, Estimation and Control*, Academic Press, New York (1979).
- [3] Winkler, R., *An Introduction to Bayesian Inference and Decision*, Probabilistic Publishing, Gainesville (2003).
- [4] Hammersley, J. M., Hanscomb, D. C., *Monte Carlo Methods*, Chapman & Hall, London (1964).
- [5] Arulampalam, S., Maskell, S., Gordon, N., Clapp, T., "A Tutorial on Particle Filters for on-line Non-linear/Non-Gaussian Bayesian Tracking", *IEEE Trans. Signal Proces.*, Vol. 50 (2002), 174-188.
- [6] Pitt, M., Shephard, N., "Filtering via simulation: Auxiliary particle filters", *J. Amer. Statist. Assoc.*, Vol.94, N0. 446 (Jun, 1999), 590-599.
- [7] Sullivan, A.L. A review of wildland fire spread modeling, 1990-present, 2. Empirical and quasi-empirical models, *International of Wildland Fire*, 18 (2009), 369-386.
- [8] Rochoux, M., Ricci, S., Massart, S., Paoli, R., Cuenot B. and Trouvé A., Preliminary Investigation of Data Assimilation Methodologies for Forest Fire Propagation, Technical Report TR-CMGC-10-99 (2010), CERFACS/CNRS URA-1875.
- [9] Rothermel, R.C., A Mathematical Model for Predicting Fire Spread in Wildland Fuels, Report No. INT-115, USDA Forest Service, Intermountain Forest and Range Experiment, 1972.

7. Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier les agences brésiliennes : « *Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)* », « *Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)* » et « *Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ)* », ainsi que le *Centre National pour la Recherche Scientifique (CNRS)* pour leur appui, en particulier au projet STIC AmSud « *I3PE – Inverse Problems in Physical Properties Estimation* ».

Contacts et interfaces

MODELISATION DU STOCKAGE ET DESTOCKAGE D'ENERGIE DANS UN FLUIDE EN CONTACT AVEC UNE CELLULE CONTENANT UN MATERIAU A CHANGEMENT DE PHASE

Jean BATINA^{*}, Serge BLANCHER, Tarik KOUSKSOU

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et l'Electricité (SIAME).
Université de Pau et des Pays de l'Adour, Avenue de l'Université, 64000 Pau, France.

(* auteur correspondant : jean.batina@univ-pau.fr)

Résumé - L'objectif de ce travail consiste à étudier numériquement le comportement dynamique et thermique du processus de stockage et déstockage d'énergie dans un fluide caloporteur chauffé par le bas à température de paroi constante et dont la paroi supérieure est en contact avec une cellule contenant un matériau à changement de phase (MCP). Le MCP considéré se trouve confiné dans un domaine fermé, dont les parois latérales sont thermiquement isolées. Au cours de ce processus temporel, le MCP dans la cellule se présente sous une ou deux phases, solide/liquide. La frontière de séparation des 2 phases est une des inconnues principales du problème. Les phénomènes instationnaires dynamiques et thermiques associés aussi bien ceux du MCP que ceux du liquide caloporteur seront présentés et discutés. Les équations de mouvement, de l'énergie et de l'évolution de la frontière solide/liquide sont résolues numériquement en espace par une méthode spectrale - collocation. Un schéma de Crank - Nicolson permet l'intégration dans le temps.

Nomenclature

c_p capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>
\mathcal{D} Domaine d'étude	β coefficient de dilatation
g accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	μ viscosité dynamique, Nsm^{-2}
H_l hauteur de l'interface solide/liquide, m	ν viscosité cinématique ($(= \mu/\rho)$), $m^2.s^{-1}$
H_L hauteur de la paroi inférieure de la cellule MCP, m	θ température, K
H_S hauteur de la paroi supérieure de la cellule MCP, m	ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
k conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ω fonction vorticité s^{-1}
L demi-longueur du domaine, m	ψ fonction courant $m^3.s^{-1}$
La chaleur latente Jkg^{-1}	<i>Indices</i>
T polynôme de Chebyshev	<i>cal</i> Fluide caloporteur
t temps, s	F Fusion
u vitesse selon z , $m.s^{-1}$	I Interface Solide/Liquide
v vitesse selon y , $m.s^{-1}$	L Phase Liquide
y ordonnée, m	S Phase Solide
z abscisse, m	O Condition Initiale

1. Introduction

Dans l'industrie agro-alimentaire, pharmaceutique, etc., les MCP sont utilisés pour minimiser les variations de température des denrées alimentaires, médicaments ou tout produit sensible à la chaleur, par exemple dans le transport du sang. Ils se présentent principalement sous la forme de petites capsules en plastique contenant le MCP approprié. Ces capsules sont placées au voisinage immédiat du produit devant être conservé. Les parois externes d'une cellule MCP sont donc généralement soumises à des conditions aux limites thermiques instables, directement ou par l'intermédiaire d'un écoulement instationnaire de fluide caloporteur. L'objectif de ce travail est de simuler numériquement les échanges énergétiques entre une cellule d'un fluide caloporteur chauffée par le bas et une capsule contenant un MCP placée sur la paroi supérieure du domaine fluide.

2. Modèle physique et mathématique

2.1 Équations

Une coupe du domaine d'étude permet de travailler en coordonnées cartésiennes dans un domaine bidimensionnel plan (z, y) (fig. 1). Les parois verticales sont parallèles à l'axe y ; par contre, les autres parois sont de forme quelconque. Les écarts de températures considérés sont supposés suffisamment faibles pour justifier l'hypothèse de Boussinesq. Les fluides sont newtoniens, isotropes, et les écoulements laminaires et incompressibles. Les équations du mouvement en formulation (ω, ψ) et les équations d'énergie s'écrivent :

- **Phase solide du MCP.** équation d'énergie :

$$\rho_S C_{P_S} \frac{\partial \theta_S}{\partial t} = k_S \left(\frac{\partial^2 \theta_S}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \theta_S}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

- **Fluide caloporteur et phase liquide du MCP.** équations de Navier-Stokes et de l'énergie :

$$\frac{\partial \omega_E}{\partial t} - \frac{\partial \psi_E}{\partial z} \frac{\partial \omega_E}{\partial y} + \frac{\partial \psi_E}{\partial y} \frac{\partial \omega_E}{\partial z} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega_E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_E}{\partial z^2} \right) - g\beta \frac{\partial \theta_E}{\partial z} \quad \text{avec : } \omega_E = -\Delta \psi_E \quad (2)$$

$$\rho_E C_{P_E} \left(\frac{\partial \theta_E}{\partial t} + u_E \frac{\partial \theta_E}{\partial z} + v_E \frac{\partial \theta_E}{\partial y} \right) = k_E \left(\frac{\partial^2 \theta_E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_E}{\partial z^2} \right) \quad (3)$$

où l'indice E représente le fluide caloporteur ou la phase liquide du MCP.

- **Interface solide/liquide du MCP.** L'évolution temporelle de la hauteur H_I de l'interface solide/liquide du MCP est donnée par :

$$\rho_S La \frac{\partial H_I}{\partial t} = \alpha_I / \sqrt{1 + \left(\frac{\partial H_I}{\partial z} \right)^2} \quad \text{avec } \alpha_I = k_L \left(\frac{\partial \theta_L}{\partial y} \right)_I - k_S \left(\frac{\partial \theta_S}{\partial y} \right)_I \quad (4)$$

Notons que α_I traduit le transfert thermique entre les phases solides et liquide le long de l'interface.

2.2 Conditions aux limites

Les frontières du domaine sont soumises aux conditions aux limites suivantes:

Les Conditions aux limites liées au MCP

- Adhésion du fluide sur tous les parois solides (phase liquide).
- Interface solide/liquide : $\theta = \theta_F$
- Parois verticales thermiquement isolées
- Paroi supérieure soumise à une température θ_{top} constante, avec $\theta_{top} < \theta_F$.

Les Conditions aux limites liées au Fluide caloporteur

- Adhésion du fluide sur toutes les parois solides
- Parois verticales thermiquement isolées
- Paroi de séparation avec le MCP : continuité de θ
- Paroi inférieure chauffée à température constante
- Adhésion du fluide sur toutes les parois solides.

2.3 Transformations des variables

Chaque problème est résolu par la méthode spectrale-collocation, en utilisant la méthode de Landau [1, 2, 3] pour transformer le domaine d'étude \mathcal{D} , avec les variables (z, y) , en un domaine carré $\Delta = [-1,1] \times [-1,1]$, avec les variables (x, r) . Parce que le champ thermique dans la phase liquide du MCP, et par conséquent le champ dynamique, dépend des conditions thermiques du fluide caloporteur, nous résolvons simultanément l'équation d'énergie dans les deux domaines \mathcal{D}_L et \mathcal{D}_{cal} .

1.4 Résolution numérique par la méthode spectrale-collocation

Pour raisons de simplicité, nous décrivons la méthode numérique uniquement pour les équations de Navier-Stokes (2). Les équations d'énergie sont résolues de manière similaire, en utilisant les mêmes méthodes numériques : spectrales-collocation pour la résolution en espace et Crank-Nicolson pour l'intégration en temps. la méthode spectrale-collocation consiste à projeter toute fonction inconnue $f(x, r, t)$ sur les d"essais $(P_l(r)Q_k(x))$ comme suit :

$$f(x, r, t) = \sum_{k=0}^{N_x} \sum_{l=0}^{N_r} f_{kl}(t) P_l(r) Q_k(x) \quad (5)$$

où N_x et N_r représentent respectivement les ordres du développement selon les axes x et r .

Pour notre étude, $f(x, r, t)$ représente ψ ou θ . Nous avons choisis des fonctions de base construites à partir des polynômes de Chebyshev [1, 2, 5, 6]. Les bases $(P_l(r))$ ou $Q_k(x)$ sont automatiquement générées comme combinaison linéaire des polynômes de Chebyshev [2] :

$$P_l(r) = T_l(r) + \sum_{i=1}^n \alpha_k T_{l+i}(r) \text{ et } Q_k(x) = T_k(x) + \sum_{i=1}^m \beta_k T_{k+i}(x) \quad (6)$$

où n et m représentent respectivement le nombre de conditions aux limites dans les directions verticales r et horizontales x , et $T_k(x)$ est le polynôme Chebyshev de degré k .

Avec nos conditions aux limites, nous obtenons:

- Pour les équations de Navier-Stokes dans les domaines \mathcal{D}_L et \mathcal{D}_{caf} :

$$P_l(r) = T_k(r) - \frac{k^2}{(k+2)^2} T_{k+2}(r) \quad (7)$$

- Pour les équations de Navier-Stokes dans les phases \mathcal{D}_L et \mathcal{D}_{caf} respectivement :

$$Q_k(x) = T_k(x) - \frac{k^2}{(k+2)^2} T_{k+2}(x) \text{ et } Q_k(x) = T_k(x) - \frac{k^2}{(k+1)^2} T_{k+1}(x) \quad (8)$$

En substituant dans les équations (2) et (3) ψ , ω et θ par leurs développements en polynômes de Chebyshev, nous obtenons un système d'équations non linéaires. La méthode de collocation consiste à écrire ces équations en des points spécifiques $(x = x_i, r = r_j)_{\substack{0 \leq j \leq N_r \\ 0 \leq i \leq N_x}}$ du carré $\Delta = [-1,1] \times [-1,1]$, appelés points de collocation. Nous avons choisi les points de Chebyshev-Gauss-Lobatto [1, 2]. Le système non linéaires obtenu est linéarisé en espace par l'algorithme de Newton et intégré dans le temps par la méthode de Crank - Nicolson [2].

3. Résultats numériques

Le MCP utilisé correspond à de la paraffine ($\theta_f = 17^\circ C$), initialement sous forme d'un bloc rectangulaire solide ($L = 10^{-2} m, H_s = 5.10^{-3} m$), de température uniforme : $\theta_{s_0} = 15^\circ C$. La paroi supérieure du MCP est maintenue à la température constante de $15^\circ C$. Le fluide caloporteur est de l'eau à température initiale de $17^\circ C$, chauffée par le bas à température uniforme de $40^\circ C$.

3.1. Comportement dynamique et thermique dans le fluide caloporteur

Dans les premiers instants de chauffage, le comportement spatio-temporel des grandeurs dynamique et thermique dans le fluide caloporteur sont conformes aux résultats classiques du problème de Rayleigh-Bénard pour les régimes conductif et convectif. Cependant, cette étude met en évidence un résultat capital : le régime stationnaire dans le fluide caloporteur est fortement perturbé par la présence du MCP. Nous analysons ci-après ces différents régimes.

Le régime conductif

Dans les premiers instants de chauffage pariétal, le transfert de chaleur à travers le fluide se fait uniquement par conduction. Les isothermes sont des lignes droites, comme on peut vérifier sur la Fig.2a. On ne détecte quasiment aucun écoulement. Il s'agit ici d'une stratification potentiellement instable, ce qui représente l'essentiel du problème classique de Rayleigh-Bénard. Tant que le gradient de température dans le fluide demeure purement vertical, le terme source $g\beta \frac{\partial \theta}{\partial z}$ dans l'équation (2) est nul et il n'y a pas d'écoulement.

Le régime convectif

A mesure que la température moyenne augmente, le nombre de Rayleigh Ra interne augmente. La stratification devient instable lorsque Ra atteint un seuil critique pour le régime de conduction pure sans écoulement, de sorte que la moindre perturbation mécanique ou

thermique s'amplifie et initie la convection en rompant l'équilibre thermique horizontal. Ce phénomène débute approximativement à l'instant $t = 40 \text{ s}$. L'écoulement a pour effet de déformer les isothermes (Fig.2a et Fig.2b). Au début de cette phase convective, on assiste à une augmentation brutale, de courte durée, de la température dans tout le fluide, et la cavité présente 6 rouleaux de Bénard dans les deux premières phases, dont la dynamique est la conséquence de l'augmentation de la température moyenne du liquide. La rotation des rouleaux de convection force le liquide à absorber de la chaleur en longeant le bas de la cavité avant de remonter pour la céder ensuite aux couches liquide supérieures [3].

La forte perturbation du régime stationnaire

Contrairement à l'évolution classique du problème Rayleigh-Bénard, la température moyenne du fluide caloporteur ne finit par se stabiliser que très loin dans le temps, lorsque le MCP atteint le régime stationnaire (figure 3). On assiste à une chute progressive de la température moyenne dans le fluide caloporteur à partir de l'instant $t = 484 \text{ s}$ environ. Cet instant correspond précisément au début de la phase convective du MCP. On a donc ici le résultat intéressant selon lequel la présence du MCP est de nature à modérer les écarts de température dans le fluide caloporteur, au moment où le transfert thermique dans le MCP passe du régime conductif au régime convectif.

3.2. Comportement dynamique et thermique dans le MCP

Le comportement temporel dynamique et thermique dans le MCP suit une évolution classique : les 3 phases thermiques (conductive, convective et stationnaire) se succèdent. En revanche, en voit sur la figure 5 montrant l'évolution de la fraction liquide dans le MCP que la présence du fluide caloporteur a pour effet de lisser les effets brutaux de changement de régime. Le changement de pente sur la fraction liquide lors du passage de la phase conductive à la phase convective est très amorti.

Cet effet de lissage est confirmé par l'étude du module de champ de vitesses (figure 6) et de l'énergie cinétique (figure 4).

4. Conclusion

Dans ce travail, des études numériques ont été réalisées afin de modéliser le processus d'échanges énergétiques entre une cellule contenant un matériau à changement de phase et un fluide caloporteur chauffé par le bas. Pendant le processus temporel de fusion, le matériau dans la cellule MCP se présente sous une ou deux phases, solide et/ou liquide. L'interface séparant les deux phases est une inconnue essentielle du problème. Les solutions numériques ont été obtenues en utilisant la méthode spectrale - collocation. Cette méthode numérique appelle les remarques suivantes:

- La précision du présent modèle est élevée
- Le code de calcul est facile à mettre en œuvre par rapport aux codes de type différences finies, volumes finis ou éléments finis, par exemple
- Le présent modèle a besoin de peu temps pour calculer les solutions numériques.

Cette étude a également permis de mettre en évidence un résultat important : la forte perturbation du régime stationnaire dans le fluide caloporteur par la présence du MCP. Le MCP a pour rôle de modérer la température moyenne du fluide caloporteur, au moment où le transfert thermique dans le MCP passe du régime conductif au régime convectif. En contrepartie, la présence du fluide caloporteur a pour effet de lisser les effets brutaux de changement de régime dans le MCP.

En dernière analyse, cette méthode numérique basée sur une méthode spectrale appropriée au problème étudié offre l'avantage d'une bonne précision. Une de ses originalités est le choix de la base spectrale formée des polynômes de Chebyshev dans les deux directions, horizontale et verticale. La construction automatique de cette base polynomiale est d'un intérêt certain.

5. Références

- [1] C. Canuto, M.Y. Hussaini, A. Quarteroni, T.A. Zang, méthodes spectrales dans la dynamique des fluides, Springer-Verlag, 1988.
- [2] J. Batina, M. Batchi, S. Blancher, R. Creff, C. Amrouche, l'augmentation de convection transfert de chaleur par vortex dans le tube de constriction sinusoidale. Num. Méthodes pour la chaleur et l'écoulement des fluides, n ° 3/4, pp 374-394. 2009.
- [3] A. Hernandez-Guerrero, S.M. Aceves, E. Cabrera-Ruiz, JC Baltazar-Cervantes, Modélisation des processus de charge et de décharge dans les cellules de stockage d'énergie. Energy Conversion and Management, Royaume-Uni Vol.40, pp 1753-1763, 1999.
- [4] A.Y. Gelfgat, la stabilité et légèrement supercritique régimes oscillatoires de la convection naturelle dans une cavité 08h01: La solution du problème de référence par une méthode globale de Galerkin, International Journal of Numerical Methods in Fluids, vol. 44, pp 135-146, 2004.
- [5] J. Shen, Efficient-Galerkin spectrale méthode I: solveurs directs pour les équations du second ordre et le quatrième à l'aide des polynômes de Legendre, SIAM J.Sci.Comput, vol.15, n ° 6, p. 1489-1505, 1994.
- [6] J. Shen, Efficient-Galerkin spectrale méthodes II: solveurs directs des équations du second ordre et le quatrième en utilisant les polynômes de Chebyshev, SIAM J. Sci. Comput, vol.16, n ° 8, p. 74-87, 1995.
- [7] J. Shen, Efficient-Galerkin spectrale méthodes III: géométries polaires et cylindriques, SIAM J. Sci. Comput, vol.18, n ° 6, 1583-1604, 1997.

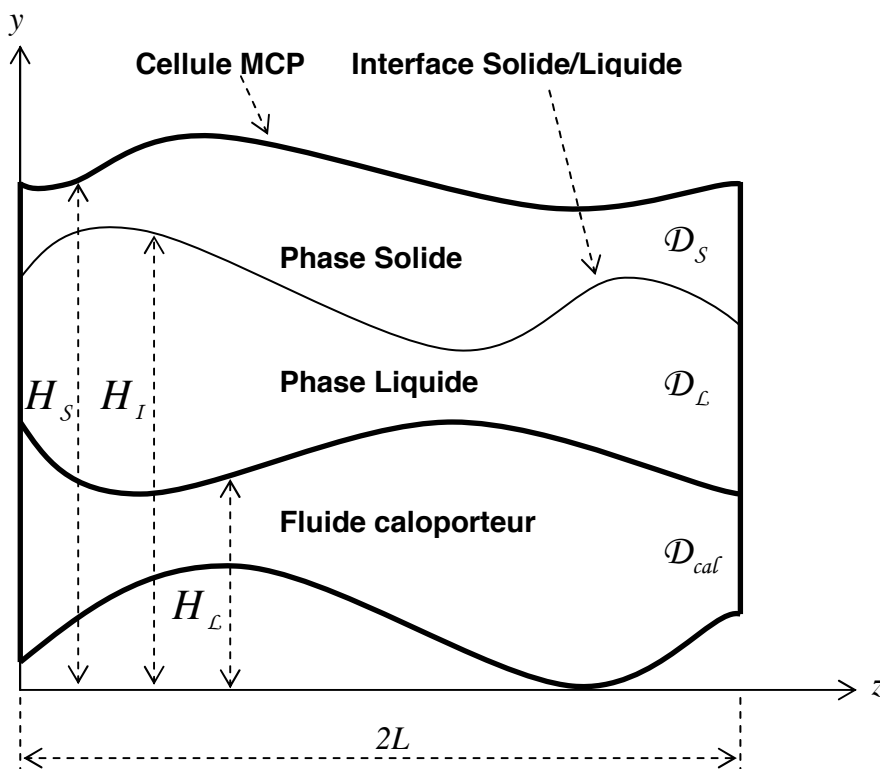


Figure 1: Géométrie d'étude

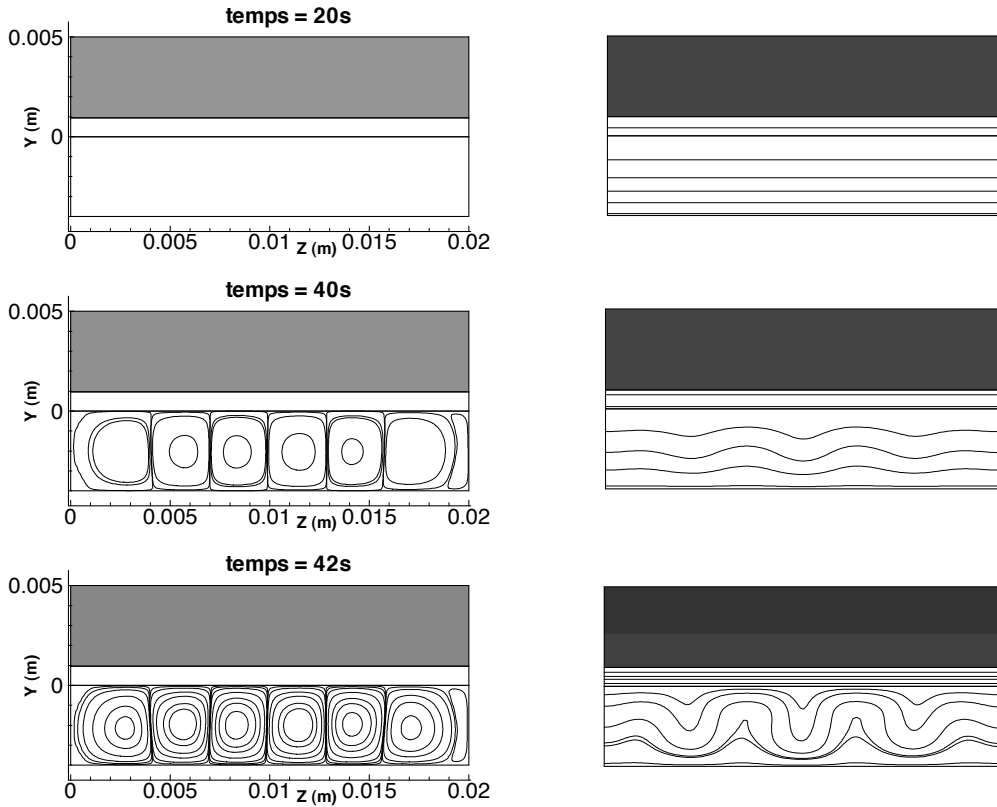


Figure 2a : Evolution temporelle des lignes de courants (à gauche) et des isothermes correspondants (à droite) dans la phase conductive du MCP.

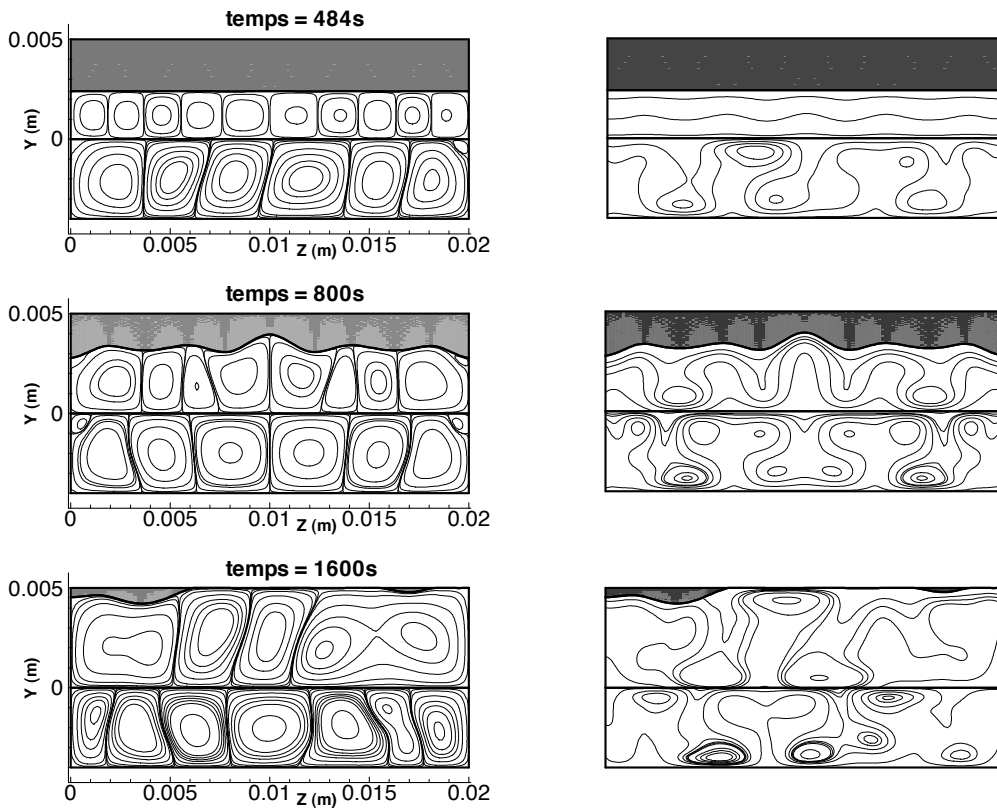


Figure 2b : Evolution temporelle des lignes de courants (à gauche) et des isothermes correspondants (à droite) à partir de la phase convective du MCP.

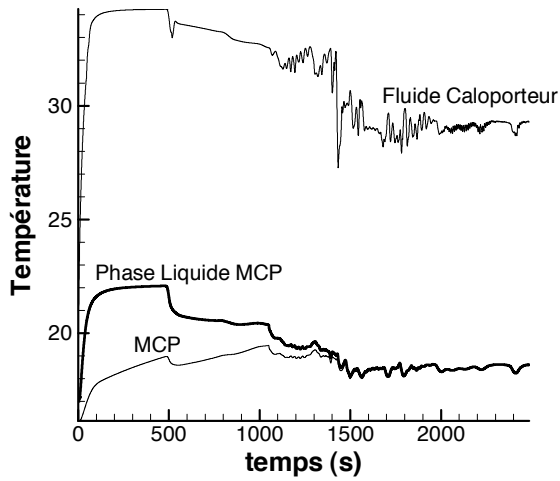


Figure 3 : Evolutions temporelles des températures moyennes

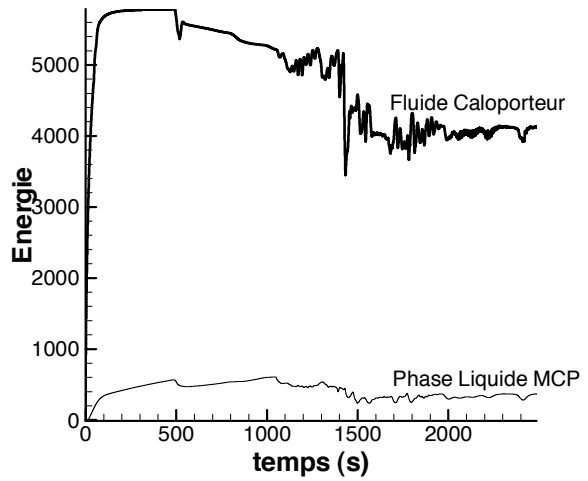


Figure 4 : Evolutions temporelles des énergies cinétiques

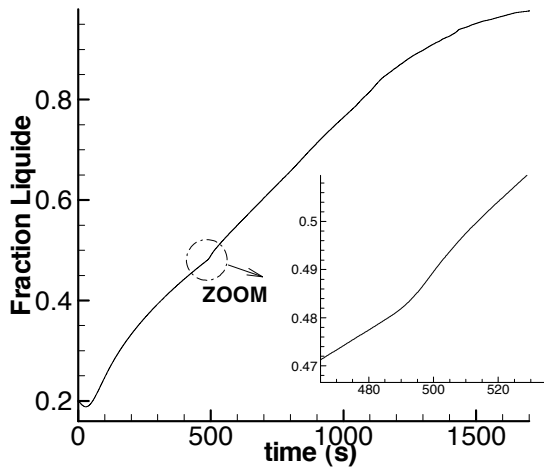


Figure 5 : Evolution temporelle la fraction liquide du MCP.

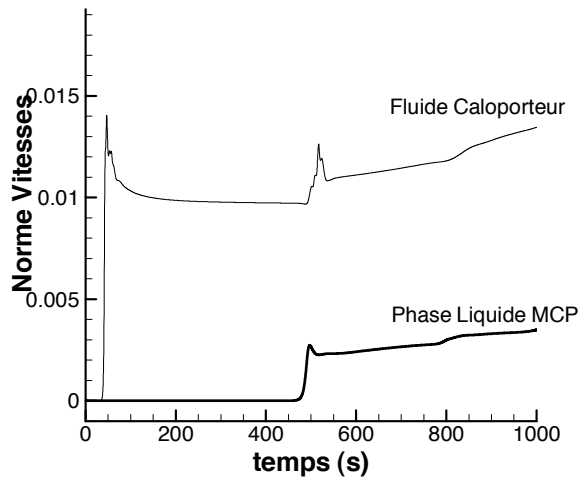


Figure 6 : Evolution temporelle du module du champ de vitesses.

Etude des transferts thermiques dans le procédé de fonderie à modèle perdu en vue de l'amélioration des performances des culasses automobiles

Guillaume MALHERBE^{1,2}, Christian BISSIEUX^{2*}, Patrick PRIOT³, Jean-François HENRY² et Stéphane FOHANNO²

¹PSA Peugeot-Citroën, site de Charleville-Mézières

²Université de Reims Champagne-Ardenne, URCA/GRESPI/Thermomécanique

³Centre Technique des Industries de la Fonderie, (CTIF/Charleville-Mézières)

* (auteur correspondant : christian.bissieux@univ-reims.fr)

Résumé – La présente étude est consacrée aux transferts thermiques dans le procédé de fonderie à modèle perdu. Les propriétés thermo-physiques du sable et de l'enduit ont été évaluées et utilisées dans plusieurs modélisations réduites du refroidissement de pièces en alliage aluminium-silicium, parallèlement à une modélisation multi-physique avec le logiciel de simulation ProCast.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	x	coordonnée d'espace, m
b	effusivité thermique, $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$	S	surface d'échange, m^2
C	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	V	volume, m^3
h	coefficient d'échange pariétal, $W.m^{-2}.K^{-1}$	M	module de refroidissement, m
H	enthalpie du métal, $J.kg^{-1}$	f	fraction solide de l'alliage
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
l	épaisseur de l'enduit, m	φ	densité de flux, $W.m^{-2}$
L	chaleur latente du métal, $J.kg^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
p	variable de Laplace, s^{-1}	τ	temps, s
T	température, $^{\circ}C$	<i>Indices et exposants</i>	
t	temps, s	i	indice de discrétisation spatiale
t_s	temps de solidification, s	n	indice de discrétisation temporelle

1. Introduction

Le procédé à modèle perdu (ou à moule perdu ou lost-foam) est utilisé en fonderie comme alternative au moulage en coquille, se révélant plus économique, tout en autorisant une plus grande liberté de conception et d'intégration de fonctions. Un inconvénient majeur provient cependant de la moindre qualité métallurgique de l'alliage, inconvénient qui peut être réduit en augmentant et en orientant la vitesse de solidification [1-3]. L'objectif de l'étude est donc de mieux comprendre les phénomènes thermiques entrant en jeu dans le procédé et de rechercher des solutions thermiques permettant de dissiper plus efficacement la chaleur.

Le procédé industriel, qui consiste à couler un métal liquide sur un modèle en polystyrène (figure 1), peut être décomposé en trois processus interactifs : destruction du polystyrène réduisant le modèle à sa couche d'enduit, coulée puis solidification de l'alliage dans le moule, dissipation de la chaleur dans le sable à travers l'enduit. L'analyse du processus fait ainsi apparaître quelques paramètres clefs, tels que l'effusivité thermique du sable et la résistance thermique à l'interface résiduelle résultant de la destruction du modèle en polystyrène

expansé. L'influence de cette interface apparaît significative, mais secondaire dans le procédé classique, alors qu'elle devient cruciale lors de coulées sur refroidisseur.

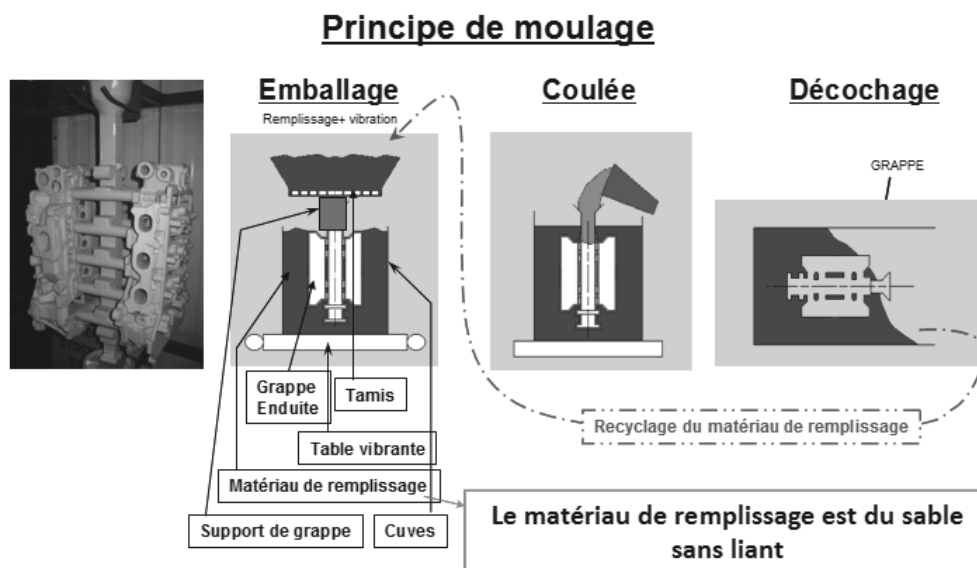


Figure 1 : Schéma du procédé à modèle perdu

Des solutions analytiques du transfert conductif en géométrie unidimensionnelle ont d'abord été développées, puis confrontées et validées avec un calcul numérique par différences finies. Plusieurs modèles réduits, en géométries 1D et 2D peuvent ainsi être confrontés aux expériences, d'abord sur un dispositif de type plan chaud en laboratoire, puis lors de coulées de plaques, et enfin de culasses automobiles.

En outre, la modélisation numérique multi-physique du procédé avec sa géométrie 3D et toute sa complexité, est réalisée au CTIF à l'aide du logiciel de simulation ProCast de ESI Group. L'intérêt scientifique et industriel est ici de chercher à valider des modèles suffisamment réduits pour réduire significativement les temps de calcul, mais néanmoins pertinents sur un tel procédé, par confrontation avec les résultats de ProCast et les coulées de pièces industrielles.

2. Modélisation analytique unidimensionnelle du transfert dans le moule

Comme première approche du problème, des solutions analytiques du transfert conductif en géométrie unidimensionnelle ont été développées sur Mathematica. La modélisation analytique repose sur la méthode de la transformée de Laplace, avec une donnée de température au niveau du front de métal liquide. Dans une première étape, cette température est imposée à une température fixe T_M , comme pour un métal pur. Pour l'alliage d'aluminium-silicium utilisé ici, on prendra alors sa température de solidus, voire de son palier eutectique.

Dans une seconde étape, nous avons utilisé l'évolution temporelle $T_M(t)$ de la température du métal, mesurée par un thermocouple situé dans le métal (donc initialement dans le polystyrène) à environ 1 mm de l'interface. Pour sa partie utile, cette température évolue entre la température d'arrivée, en pratique légèrement supérieure au liquidus (617 °C) de l'alliage AlSi7Mg0,3 (A356), jusqu'à franchir le solidus (555 °C) de cet alliage.

L'équation de la chaleur dans l'espace de Laplace [4] s'écrit, avec la température initiale du moule T_0 prise ici comme origine des températures :

$$\frac{\partial \bar{T}(x,p)}{\partial x^2} - \frac{p}{a} \bar{T}(x,p) = 0 \tag{1}$$

Dans le procédé à modèle perdu, le coefficient d'échange pariétal métal-moule correspond pour l'essentiel à l'inverse de la résistance thermique de l'enduit après destruction du polystyrène expansé et peut être considéré comme constant sur l'intervalle de solidification :

$$-k \left. \frac{\partial \bar{T}(x,p)}{\partial x} \right|_{x=0} = -h(\bar{T}(0,p) - \bar{T}_M) \tag{2}$$

Avec T_M constante, la solution dans l'espace de Laplace est, avec $\lambda = (p/a)^{1/2}$:

$$\bar{T}(x,p) = \frac{hT_M}{p(h+k\lambda)} e^{-\lambda x} = hT_M \frac{e^{-\frac{x}{\sqrt{a}}\sqrt{p}}}{hp + bp^{3/2}} \tag{3}$$

Par retour inverse dans l'espace réel, via les tables de transformées de Laplace [4], nous obtenons le champ de température dans le moule de sable sous la forme :

$$\frac{T(x,t)}{T_M} = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) - e^{\frac{h}{k}x + \frac{h^2}{k^2}at} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{h}{k}\sqrt{at} + \frac{x}{2\sqrt{at}}\right) \tag{4}$$

Dans le cas d'une température de métal $T_M(t)$ variable dans le temps, donc plus réaliste pour l'alliage, la transformée de Laplace devient :

$$\bar{T}(x,p) = \frac{he^{-\lambda x}}{h+k\lambda} \cdot \bar{T}_M \tag{5}$$

Le retour inverse de ce produit algébrique de fonctions dans l'espace de Laplace peut alors s'effectuer par la convolution de leurs transformées inverses dans l'espace réel :

$$T(x,t) = \int_0^t T_M(\tau) \cdot g(x,t-\tau) d\tau \tag{6}$$

avec le retour inverse de $g(x,t)$ dans l'espace réel par les tables de transformées de Laplace :

$$g(x,t) = \frac{h}{k} \sqrt{\frac{a}{\pi t}} e^{\frac{x^2}{4at}} - \frac{h^2}{k^2} e^{\frac{h}{k}x + \frac{h^2}{k^2}at} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{h}{k}\sqrt{at} + \frac{x}{2\sqrt{at}}\right) \tag{7}$$

C'est ici le calcul de la convolution (6) qui fournit le champ de température dans le moule.

Dans les deux cas (température imposée au solidus ou utilisation d'un thermocouple pariétal) nous disposons ainsi d'un modèle de calcul du flux pariétal, donc de l'efficacité du refroidissement de la pièce :

$$\varphi(0,t) = -k \left. \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = h(T_M - T(0,t)) \tag{8}$$

En intégrant ce flux pariétal sur un temps de référence (ici 600 s), nous obtenons un peu plus de 12 MJm⁻² pour l'énergie extraite lors du simple refroidissement en moule de sable.

En présence d'un refroidisseur en fonte le long de la tablature, les énergies extraites sont fortement accrues, principalement grâce à l'effusivité de la fonte, plus de 10 fois supérieure à celle du sable. Toutefois, l'énergie extraite devient alors beaucoup plus sensible à la résistance thermique entre l'alliage et le refroidisseur. L'enduit est toujours présent à l'interface, mais le contact avec le refroidisseur est bien difficile à maîtriser sur le process industriel. De ce fait, les énergies extraites en 600 s varient de 20 MJm^{-2} pour $h = 100 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ jusqu'à 65 MJm^{-2} pour $h = 500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, cette dernière valeur supposant l'absence de résistance additionnelle entre l'enduit et le refroidisseur. En conséquence, les vitesses de refroidissement et finalement les caractéristiques mécaniques, bien que notablement améliorées, s'avèrent mal maîtrisées.

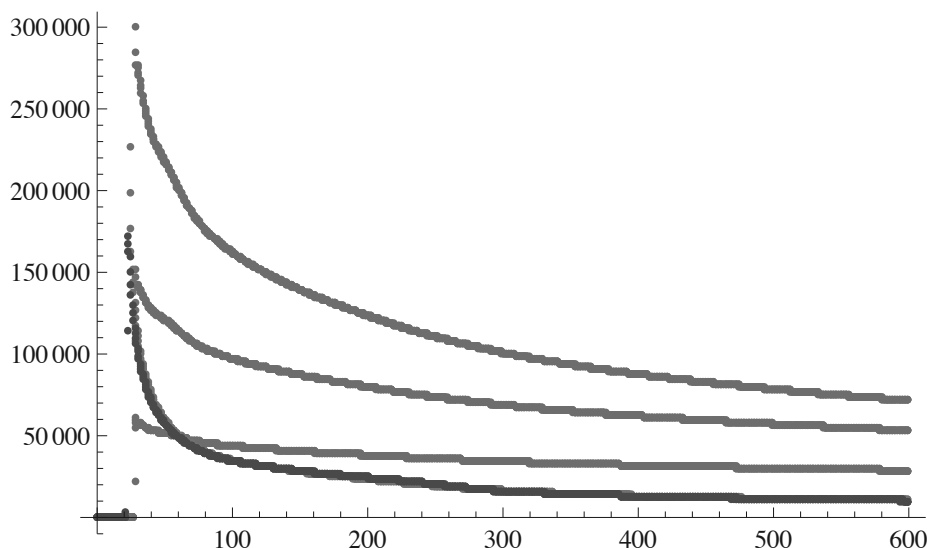


Figure 2 : Evolution temporelle (s) des flux pariétaux extraits (W.m^{-2})

La figure 2 présente le flux pariétal calculé pour le refroidissement en sable, lequel s'atténue très rapidement par saturation thermique du sable, insuffisamment effusif. Les flux pariétaux avec refroidisseur en fonte (courbes du dessus) sont ici tracés pour trois valeurs de h : 100, 250 et $500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, mettant en évidence la forte sensibilité du flux à la résistance d'interface dans ce cas. L'extraction de chaleur se maintient ensuite dans la durée, tout en assurant une solidification orientée depuis le refroidisseur vers l'alimentation. La présence de ce gradient thermique est effectivement reconnue comme essentielle pour limiter les micro-retassures [1-3].

3. Mesure de propriétés thermo-physiques

Afin de disposer de données adaptées, nous avons procédé en laboratoire à des mesures des propriétés thermo-physiques du sable et de l'enduit dans des géométries quasi-unidimensionnelles (plan chaud et fil chaud). A partir des mesures par thermocouples, une procédure d'identification par méthode inverse a été mise en oeuvre, utilisant un algorithme de Gauss-Newton. Les propriétés thermo-physiques des matériaux sont à identifier plus particulièrement dans les conditions du procédé, essentiellement ses niveaux de température. A noter que l'identification de la résistance thermique d'interface est délicate, ne paraissant pouvoir être entreprise de manière représentative que lors d'une coulée réelle, particulièrement en présence d'un refroidisseur.

Nous avons finalement pu déterminer des valeurs moyennes pour l'effusivité du sable et la conductance de l'interface pendant la plage de solidification de l'alliage AlSi7Mg0,3. Ces valeurs, bien que thermo-dépendantes essentiellement à cause de la thermo-dépendance des conductivités thermiques, doivent être approchées par des valeurs constantes pour pouvoir utiliser la modélisation analytique. Les données nominales que nous avons retenues ici pour le sable de fonderie et l'enduit sont récapitulées dans le tableau 1.

k	ρ	C	b	l	k_e	h
$W.m^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-1/2}$	mm	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$W.m^{-2}.K^{-1}$
0,625	1600	1000	1000	0,2	0,1	500

Tableau 1 : Données thermo-physiques moyennes du sable et de l'enduit.

4. Modèle réduit de solidification du métal

Pour ce qui concerne le métal, le modèle le plus simple consiste à le considérer comme thermiquement mince, au moins relativement aux importants gradients présents dans le sable. L'évolution de sa température est alors solution de :

$$\rho CV \frac{dT(t)}{dt} - \rho LV \frac{df(t)}{dt} = -S\varphi(t) \tag{9}$$

La connaissance du flux pariétal $\varphi(t)$ par le modèle unidimensionnel permet d'exprimer l'évolution temporelle de la fraction solide :

$$\frac{df(t)}{dt} = \frac{\varphi(t)}{\rho ML} + \frac{C}{L} \frac{dT(t)}{dt} \tag{10}$$

et finalement de calculer la fraction solide in situ au fil de la solidification :

$$f(t) = \frac{1}{\rho ML} \int_{t_L}^t \varphi(\tau) d\tau + \frac{C}{L} [T(t) - T_L] \tag{11}$$

qu'il est alors facile de recalculer en température à partir du thermogramme $T(t)$.

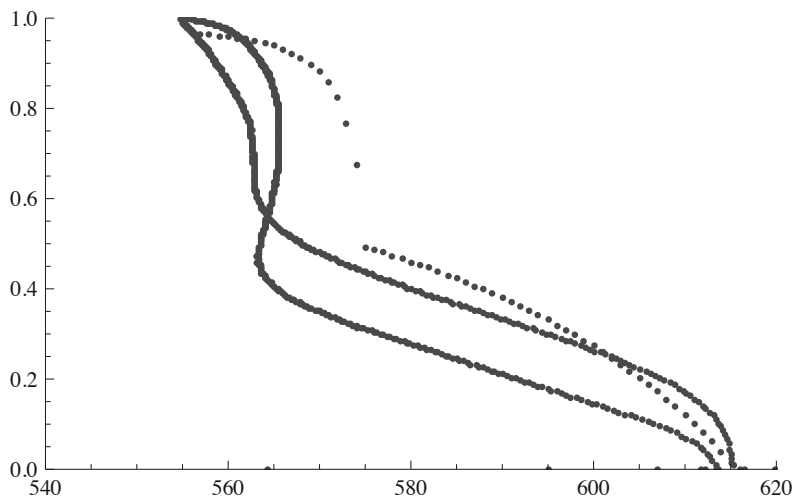


Figure 3 : Fractions solides calculées (trait plein) et issues de JMatPro (pointillé)

Sur la figure 3, nous présentons le résultat obtenu pour deux thermocouples placés en haut du pilier de la culasse (palier eutectique le plus bas) et en fond de chambre de compression (avec la surfusion nettement observable). Ces courbes mettent en évidence l'influence de la vitesse de solidification : temps de 170 s pour le pilier et de 230 s pour le fond de chambre, ainsi que les écarts par rapport aux données issues du progiciel JMatPro. Cette méthode est analogue à l'analyse thermique classique [5, 6], mais en utilisant ici le modèle conductif vers le moule pour évaluer le flux échangé par le métal avec son environnement.

Toujours en considérant le métal comme thermiquement mince, la conservation de l'énergie entre les températures de coulée T_c et de solidus T_s de l'alliage, où $M = V/S$ est ici le module de refroidissement de la pièce, s'écrit :

$$\int_0^{t_s} \varphi(0, t) dt = \rho M (L + C(T_c - T_s)) = \rho M \cdot \Delta H \quad (12)$$

A partir des données sur l'alliage issues de JMatPro, des temps de solidification expérimentaux, et du calcul du flux pariétal selon le modèle, un module local effectif de refroidissement M peut être déterminé pour chacun des emplacements des thermocouples, soit 5,3 mm pour le pilier de la culasse et 6,4 mm pour le fond de chambre.

Inversement, la résolution numérique de l'équation intégrale (12) permet d'estimer le temps de solidification pour des pièces de modules connus, en généralisant la méthode classique de Chvorinov, pour tenir notamment compte ici du coefficient d'échange pariétal h .

Les temps de solidification de plusieurs plaques en alliage AlSi7Mg0,3 ont ainsi pu être déterminés avec une très bonne précision en utilisant les règles de masselottage recommandées par le CTIF. Nous avons d'ailleurs pu vérifier l'isothermie des plaques à l'aide de plusieurs thermocouples. Ces essais de coulée de plaques permettent surtout de valider les modèles réduits avec les valeurs des propriétés thermo-physiques retenues.

5. Modèle de solidification 1D par différences finies

Parallèlement, un modèle de solidification 1D par différences finies (programmé sur Excel) a été développé, associant cette fois le métal et le moule dans un même calcul global autorisant la prise en compte des thermo-dépendances des propriétés des matériaux. Le principe est classique : il s'agit d'un bilan thermique en chaque nœud i , à chaque pas de temps n . Comme dans le cas de la modélisation par transformée de Laplace, l'enduit est modélisé par un coefficient h , inverse de sa résistance thermique.

Conditions initiales : à $t = 0$, chaque nœud est à une température initiale égale à la première valeur des thermocouples d'instrumentation, soit ici 621,9 °C côté aluminium et 26 °C côté sable.

Conditions aux limites : en $i = 0$, le flux est considéré comme nul (aluminium thermiquement mince sur l'épaisseur maillée); en $i = i_{\max}$, le flux est considéré comme nul (sable considéré comme isotherme à plus de 15 cm de l'interface avec la pièce). Le pas de temps est ajusté en fonction de la précision attendue sur le calcul, ici $\Delta t = 0,005$ s.

Pour un nœud i situé dans le sable :

$$\begin{aligned} \phi_{i-1} + \phi_{i+1} &= \phi_{emmagasiné} \\ -\frac{k}{\Delta x} \Delta z \Delta y (T_i^n - T_{i-1}^n) - \frac{k}{\Delta x} \Delta z \Delta y (T_i^n - T_{i+1}^n) &= \frac{\rho C}{\Delta t} (T_i^{n+1} - T_i^n) \Delta x \Delta y \Delta z \\ -\frac{k}{\Delta x^2} (T_i^n - T_{i-1}^n) - \frac{k}{\Delta x^2} (T_i^n - T_{i+1}^n) &= \frac{\rho C}{\Delta t} (T_i^{n+1} - T_i^n) \end{aligned} \quad (13)$$

d'où :

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{k\Delta t}{\rho C \Delta x^2} (T_{i-1}^n - 2T_i^n + T_{i+1}^n) \quad (14)$$

De la même manière, pour un nœud i situé dans l'aluminium :

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{k\Delta t}{\rho(C + \frac{df_r}{dT} L) \Delta x^2} (T_{i-1}^n - 2T_i^n + T_{i+1}^n) \quad (15)$$

A l'interface, nous procédons par la méthode dite des mailles fictives :

$$T_{fictive}^{n+1} = T_{fictive}^n + \frac{k\Delta t}{\rho(C + \frac{df_r}{dT} L)} \left[T_{fictive-1}^n - 2T_{fictive}^n + \left(\frac{2h(T_{f-sable}^n - T_{f-alu}^n) \Delta x}{\lambda_{alu}} \right) + T_{fictive-1}^n \right] \quad (16)$$

avec T_{f-alu} : maille fictive côté aluminium, $T_{f-sable}$: maille fictive côté sable, df/dT : distribution de la fraction solide en fonction de la température (K^{-1}); L : chaleur latente de solidification de l'alliage (ici A356 : $L = 431000 \text{ J.kg}^{-1}$).

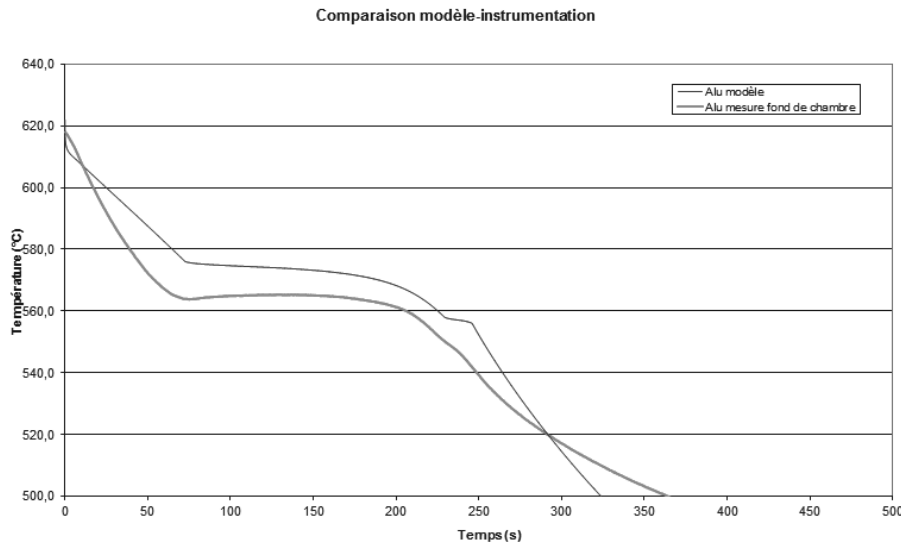


Figure 4 : Confrontation du modèle (courbe claire) à l'instrumentation (courbe foncée)

6. Modèles numériques 2D et 3D

En outre, conformément aux objectifs du projet, la modélisation numérique multi-physique du procédé avec sa géométrie 3D et toute sa complexité, notamment le remplissage du moule par destruction du polystyrène, est réalisée au CTIF à l'aide du logiciel de simulation ProCast

de ESI Group. Malgré la complexité du process et de la modélisation 3D associée, les résultats en moule sable sont corrects et sont en accord avec les modèles unidimensionnels. Toutefois, les vitesses de solidification calculées en présence d'un refroidisseur ne corrèlent pas avec l'expérimentation et les temps de calcul sont dissuasifs pour poursuivre le développement du process en géométrie réelle. De ce fait, il est impératif de travailler localement sur la géométrie ou de développer des modèles réduits.

Un premier modèle réduit 2D axi-symétrique a été réalisé au CTIF sur ProCast, représentant la chambre de compression comme une pièce en forme de cendrier. Relativement aux modules 1D obtenus précédemment avec le modèle analytique, les épaisseurs des éléments représentatifs du pilier et du fond de chambre sont réduites autour de 3,5 et 6 mm afin d'obtenir des temps de solidification proches des instrumentations sur culasses complètes en l'absence de refroidisseur, puis en présence d'un refroidisseur. L'objectif scientifique est de trouver une géométrie simplifiée, mais suffisamment représentative des vitesses de refroidissement de la pièce réelle, permettant ensuite de tester des solutions techniques (géométrie et matériaux) avec des temps de calcul très courts. Il est essentiel de valider plus complètement ces modèles réduits avec le calcul 3D complet et avec les mesures, sachant que l'objectif industriel reste de les rendre prédictifs sur les propriétés mécaniques des pièces.

7. Conclusion

Des solutions analytiques du transfert conductif dans le moule en géométrie unidimensionnelle ont été développées et confrontées avec un calcul numérique par différences finies, de même qu'un modèle de solidification du métal. Plusieurs modèles réduits, en géométries 1D et 2D, sont ainsi confrontés aux expériences en laboratoire, puis lors de coulées de plaques et enfin de culasses automobiles. Nous pouvons alors déterminer l'effusivité du matériau de remplissage et la conductance de l'interface métal-moule, afin d'optimiser les temps de solidification, donc les caractéristiques mécaniques, de l'alliage.

L'étude fait l'objet d'une aide de la Région Champagne-Ardenne et du FEDER dans le cadre d'un projet d'ingénierie collaborative entre PSA, le GRESPI et le CTIF.

Références

- [1] P.D. Lee, A. Chirazi, D. See, Modeling microporosity in aluminum-silicon alloys : a review, *Journal of Light Metals*, 1 (2001), 15-30.
- [2] K.D. Carlson, Z. Lin, C. Beckermann, Modeling the effect of finite-rate hydrogen diffusion on porosity formation in aluminum alloys, *Metallurgical and Materials Transactions B*, 38B (2007), 541-555.
- [3] K.D. Carlson, C. Beckermann, Prediction of shrinkage pore volume fraction using a dimensionless Niyama criterion, *Metallurgical and Materials Transactions A*, 40A (2009), 163-175.
- [4] M.N. Özisik, *Heat conduction*, John Wiley & Sons, New York (1993).
- [5] K.G. Upadhyaya, D.M. Stefanescu, K. Lieu, D.P. Yeager, Computer-Aided Cooling Curve Analysis: principles and application in metal castings, *AFS Transactions*, 97 (1989), 61-66.
- [6] J.O. Barlow, D.M. Stefanescu, Computer-Aided Cooling Curve Analysis revisited, *AFS Transactions*, 105 (1997), 349-354.

Caractérisation expérimentale du contact thermoélectrique acier-cuivre

Tahar LOULOU et Philippe ROGEON

Laboratoire de d'Ingénierie des Matériaux de Bretagne,
ET2E, BP 92116, F-56321 Lorient, CEDEX
(auteur correspondant : tahar.loulou@univ-ubs.fr)

Résumé - Dans cet article, le problème de génération de chaleur au niveau d'un contact statique entre deux métaux, due au passage d'un fort courant électrique est étudié expérimentalement. On présente successivement le principe de l'expérience conduite au laboratoire, les mesures obtenues, la procédure du traitement de ces données et finalement une première analyse physique des phénomènes qui se développent au niveau de l'interface de contact. L'approche expérimentale, adoptée dans l'étude du contact thermo-électrique, a permis d'aborder ce problème fondamental sous un autre angle non exploité jusqu'ici : la caractérisation complète par l'expérience. La faisabilité d'une telle approche expérimentale ainsi que la richesse des informations recueillies par la métrologie développée sont les conclusions principales. Cet apport expérimental contribuera certainement dans la validation des nombreux modèles théoriques déjà développées ou en cours de développement.

Nomenclature

a	coefficient de partage	Y	Température mesurée, K, °C
c	chaleur spécifique, J/kg.k		
h	conductance thermique, $W.m^{-2}K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$	α	coefficient de partage
q	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$	ϵ	rapport de constriction a/b,
S	source volumique, W/m^3	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K, °C	a	ambiante
t	temps, s	i	initiale
x	coordonnées cartésiennes, m	1, 2	région

1. Introduction

Le contact thermoélectrique a fait l'objet de beaucoup d'études théoriques ces dernières années [1]. Quant aux travaux expérimentaux, ils sont moins nombreux du fait des difficultés rencontrées lors de l'expérimentation [2]. Par définition, le contact thermoélectrique résulte de la mise en contact de deux solides statiques ou en mouvement relatif (l'un par rapport à l'autre) avec un passage de courant électrique entre les deux corps. Son importance dans les applications industrielles est à l'origine de l'intérêt de toutes ces études.

En absence de terme source au niveau de l'interface, la description des transferts thermiques entre milieux est bien connue. L'hypothèse la plus couramment utilisée en thermique pour la condition de liaison est celle d'un contact parfait. L'écriture de celle-ci se traduit par une continuité du profil de température et surtout de la conservation du flux de chaleur en transit dans chacun des deux milieux et pendant la traversée de l'interface de contact. Dans l'hypothèse d'un contact imparfait, la condition de liaison est modifiée par l'introduction d'un paramètre, nommé résistance de contact, qui traduit les difficultés d'éprouve la chaleur à traverser l'interface de contact [3, 4, 5, 6]. Cette résistance a pour origine la constriction des lignes de flux de

chaleur vers les points de contact solide et la naissance d'une zone perturbée thermiquement, très fine, aux alentours du plan théorique du contact.

Le modèle de résistance thermique de contact simple, utilisé jusqu'à présent, se complique et ne répond pas d'une manière satisfaisante aux exigences qu'impose un transfert de chaleur avec génération de chaleur par effet joule dans les deux milieux solides en contact imparfait. La non-conservation du flux en transit dans les deux milieux et la présence d'un flux de chaleur supplémentaire généré au niveau de l'interface suggère une modification de l'écriture du modèle de contact imparfait par l'introduction d'autres paramètres. Plusieurs auteurs caractérisent ce type de contact par trois grandeurs fondamentales : la résistance thermique de contact entre les deux solides, le flux de chaleur généré à l'interface de contact et le coefficient de partage de ce flux généré entre les deux solides [7, 8]. Le flux de chaleur généré à l'interface résulte de l'échauffement provoqué par le passage du courant à travers l'interface imparfaite du contact. Le coefficient de partage (si cette dénomination est acquise) reste encore très mal compris et sa définition n'est pas tout à fait admise par la communauté des thermiciens. Un grand travail approfondi, tant sur le plan théorique qu'expérimental, reste plus que jamais nécessaire et indispensable pour comprendre et maîtriser ces notions de génération et de partage du flux généré à l'interface.

Dans un premier temps, ce travail purement expérimental a permis la détermination des trois grandeurs thermiques de ce contact en utilisant le modèle de contact dissipatif introduit récemment par plusieurs auteurs. Un autre paramètre non des moindres est obtenu par le dépouillement de ces données dans un second temps. Il s'agit de la résistance électrique de contact entre les deux matériaux. Son obtention jusqu'à présent, n'était possible qu'à partir d'une expérience purement électrique qui lui était totalement dédiée. Finalement, le perfectionnement du modèle de contact (insuffisant à nos yeux) utilisé jusqu'ici est en cours en utilisant l'appui des données expérimentales collectées par ce type d'expérience.

2. Montage expérimental

La figure (1) montre le principe de l'expérience conduite au laboratoire au moyen d'un simulateur d'essai thermomécanique GLEEBLE. La fonction principale de ce dernier est de mettre une tige métallique sous charge transitoire combinée mécanique et thermique. Les sollicitations mécaniques possibles sont de type : compression, traction ou torsion. La charge thermique est quant à elle réalisée par un chauffage par effet Joule régulé. Un refroidissement brusque de l'échantillon, une fois chauffé, est possible au moyen d'une circulation d'air ou d'eau de type quench. Tous les éléments de cette expérience, échantillon, mors de maintien, mesure de température, mesure de déplacement, ... se trouvent à l'intérieur d'une chambre métallique dont le vide est contrôlé. L'objectif principal de faire le vide autour de l'échantillon est d'éliminer tout phénomène d'oxydation de l'échantillon. Cette possibilité d'avoir du vide au voisinage du barreau sera exploitée, par nos soins, pour éliminer tout problème de convection thermique.

Deux barreaux de nature différente (acier ordinaire et cuivre) et de même diamètre ($\phi = 8$ mm) sont mis en contact par le biais des deux mors en cuivre du simulateur. Chaque barreau est maintenu par un mors et est plaqué contre l'autre barreau selon sa direction axiale. Une légère pression est entretenue entre les deux barreaux afin de générer une résistance électrique de contact assez importante qui produirait une dissipation de chaleur appréciable et surtout mesurable par le biais des thermocouples installés au voisinage de l'interface de contact. En effet, 4 thermocouples de type K, d'un diamètre de $80 \mu\text{m}$ sont installés de part et d'autres

de l'interface commune des deux barreaux. Leurs distances respectives par rapport au plan de contact sont de l'ordre de 0.7 à 1.0 mm pour le plus proche et de 2.5 à 3.0 mm pour le plus loin de l'interface. Un vide primaire est réalisé dans l'enceinte afin de minimiser les pertes par convection autour des barreaux.

Le chauffage des barreaux est assuré par le passage d'un fort courant électrique dans les deux barreaux. Le thermocouple le plus proche de l'interface, installé dans le matériau le plus résistif, est utilisé par le simulateur afin de reproduire les rampes de chauffage et de refroidissement programmées. La figure (2) montre la température mesurée et la consigne de chauffage et refroidissement observées pour un des essais réalisés. Au cours d'une expérience, une grande variété de données très riche en information sont collectées en même temps : les températures $T_{c1}(t)$ - $T_{c4}(t)$, l'effort de compression, la tension électrique appliquée au bords des échantillons et le courant électrique qui passe dans ces derniers.

3. Formulation du problème

L'absence de convection dans l'enceinte expérimentale, les faibles distances entre thermocouples et l'interface et le faible niveau de température de chauffage ($< 100^\circ\text{C}$ donc rayonnement négligeable), nous permettent d'émettre l'hypothèse d'être en présence d'un champ de température unidimensionnel au voisinage de l'interface. Ainsi le champ de température dans le barreau acier est décrit par le système d'équations linéaire suivant :

$$c_1 \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} = k_1 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2} + S_1(t) \quad (1)$$

$$-k_1 \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial x} = q_1(t) \leftarrow ? \quad (2)$$

$$T_1(x_2, t) = T_{c2}(t) \quad (3)$$

$$T_1(x, 0) = T_a \quad (4)$$

où $T_{c2}(t)$ est la température mesurée par le thermocouple le plus loin de l'interface installé en $x_2(t)$, voir figure(1). D'une façon analogue, et en utilisant les mêmes hypothèses, le champ de température dans le barreau en cuivre est modélisé par le système d'équations suivant :

$$c_2 \frac{\partial T_2(x, t)}{\partial t} = k_2 \frac{\partial^2 T_2(x, t)}{\partial x^2} + S_2(t) \quad (5)$$

$$-k_2 \frac{\partial T_2(x, t)}{\partial x} = q_2(t) \leftarrow ? \quad (6)$$

$$T_2(x_4, t) = T_{c4}(t) \quad (7)$$

$$T_2(x, 0) = T_a \quad (8)$$

où $T_{c4}(t)$ est la température mesurée par le thermocouple installée en $x_4(t)$, voir figure(1). Les deux termes $S_1(t)$ et $S_2(t)$ représentent les deux sources volumiques présentes dans les deux barreaux dues au passage du courant électrique. La mesure du courant électrique durant une expérience permet de calculer ces sources.

Dans les deux systèmes d'équations présentés ci-dessus, les densités de flux de chaleur $q_1(t)$ et $q_2(t)$ sont inconnues. Leurs estimations respectives sont obtenues par la résolution de deux problèmes élémentaires de conduction inverse dans chacun des barreaux [9]. Les mesures de

températures $T_{c2}(t)$ et $T_{c3}(t)$, qui sont notées $Y_1(t)$ et $Y_2(t)$ dans la suite, sont utilisées comme information complémentaire dans l'obtention de ces deux grandeurs par la minimisation de ces deux fonctionnelles :

$$J(q_1(t)) = \sum_{i=1}^{N_t} [Y_1(t_i) - T_1(x_1, t_i)]^2 \quad \text{et} \quad J(q_2(t)) = \sum_{i=1}^{N_t} [Y_2(t_i) - T_2(x_3, t_i)]^2 \quad (9)$$

La même procédure de résolution nous permet aussi d'obtenir les températures d'interface, à gauche et à droite de plan de contact acier-cuivre. Une fois ces grandeurs estimées une réflexion fine et poussée doit être entreprise pour donner une interprétation physique cohérente aux aspect thermiques qui se développent au niveau de l'interface : flux généré, résistance de contact, saut de température, modèle de calcul, ...

4. Résultats

Les figures (3)-(9) présentent l'ensemble des résultats obtenus grâce à cette expérimentation. Le caractère ondulatoire des résultats présentés est dû à la procédure de régulation du simulateur GLEEBLE. Afin de suivre au mieux la consigne programmée de montée en température, le simulateur délivre une succession de pulses de courant alternatif pour chauffer les deux barreaux. L'opération de chauffage est donc une succession de plusieurs passages d'un courant d'une forte intensité efficace de l'ordre de 8000 à 10000 A environ.

Les figures (3) et (4) montrent les températures mesurées dans les deux barreaux acier et cuivre ainsi que les températures d'interface (au niveau du plan de contact) identifiées par la procédure inverse. Comme attendu le barreau d'acier est le siège de la plus forte élévation de température et donc de la plus forte dissipation volumique d'énergie due à sa forte résistivité électrique par rapport à celle du cuivre.

Les densités du flux de chaleur identifiés à l'interface, coté acier et cuivre sont présentés sur les figures (5) et (6) respectivement. Le flux le plus intense est observé du côté du barreau de cuivre et il est 5 à 6 fois plus grand que celui observé du côté du barreau d'acier. Durant l'opération du chauffage, les deux densités de flux augmentent de la même manière. Une fois la température cible atteinte, de l'ordre de 100 °C, le chauffage s'arrête et les deux barreaux se refroidissent rapidement. On observe même un inversement du sens d'écoulement du flux de chaleur côté acier. Ceci qui est expliqué par l'effet de pompage exercé par le barreau de cuivre (très bon conducteur thermique) sur celui de l'acier.

La figure (7) présente le rapport $q_1(t)/[q_1(t) + q_2(t)]$. C'est une représentation simplifiée de l'évolution du partage du flux généré à l'interface de contact. En réalité, le flux total de chaleur $q(t) = q_1(t) + q_2(t)$ est généré dans la résistance thermique totale de contact entre l'acier et le cuivre. La somme des effets de constriction qui se développent dans les deux barreaux au niveau de l'interface sont à l'origine de cette résistance globale acier-cuivre. La répartition exacte du flux généré au niveau du plan de contact reste difficile à estimer et à modéliser et nécessite une étude fondamentale à l'échelle d'une aspérité de contact.

La figure (8) montre l'évolution de la résistance thermique de contact entre les deux barreaux, une fois l'opération de chauffage terminée. En effet pendant le chauffage, la méconnaissance totale du flux qui traverse effectivement l'interface et engendre la résistance thermique nous ne permet pas de calculer les valeurs de celle-ci.

La figure (9) montre l'estimation de la résistance électrique de contact durant toute la phase de chauffage. C'est précisément durant le passage des pulses de courant que l'estimation de la RCE est possible. En dehors de ces plages de passage de courant son estimation reste impossible. Ceci explique l'absence des valeurs de celle-ci sur les périodes très courtes dûes au coupure de courant. la résistance électrique de contact est estimée à partir de la connaissance du courant qui passe et le flux généré à l'interface.

5. Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté une étude expérimentale sur les aspects thermiques et électriques d'un contact imparfait lorsqu'il est parcouru par un fort courant électrique. La méthodologie développée a permis de se rapprocher un peu plus des conditions réelles d'un contact thermoélectrique. En effet, à partir d'une expérience simple, une estimation simultanée des caractéristiques électriques et thermiques d'une interface de contact entre deux matériaux solides reste faisable.

Le but recherché par cette étude préliminaire est le développement d'une stratégie et d'une procédure fiable permettant la caractérisation des interfaces dissipatives en régime transitoire (appelé aussi régime dynamique). Le soudage, le frottement, l'usinage et bien d'autres procédés industriels rapides nécessitent effectivement une caractérisation thermique qui tiendrait compte de toutes les évolutions des paramètres interfaciaux en temps réel : pression, rugosité, température, déformation, ... et qui permettrait de se rapprocher le plus possible des conditions réelles.

Références

- [1] Holm R. *Electric Contacts, Theory and Applications*. Springer and Verlag, Heidelberg, 2000.
- [2] Le Meur G. *Etude de la condition de liaison thermique à une interface de contact solide-solide*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2002.
- [3] Bardon J.P. Heat Transfer at solid-solid interface. Basic phenomenons and recent works. *Fourth Eurotherm Proc.*, 1 :40–74, 1988.
- [4] Bardon J.P. Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact. *Revue Générale de Thermique*, 125 :429–447, 1972.
- [5] Madhusudana C.V. *Thermal contact conductance*. Springer-Verlag, New York, 1995.
- [6] Yovanovich M.M. and Marotta E.E. *Heat Transfer Handbook*, Bejan A., Krauss A.D. eds, chapter Thermal spreading and contact resistances, pages 261–393. John Wiley & Sons, New Jersey, 2003.
- [7] Laraqi N. Contact temperature and flux partition coefficient of heat generated by dry friction between two solids. New approach to flux generation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35(11) :3131–3139, 1992.
- [8] Le Meur G., Bourouga B. and Bardon J.P. Microscopic analysis of interfacial electrothermal phenomena : definition of a heat generation factor. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :387–401, 2006.
- [9] Beck J.V., Blackwell B., and St-Clair C.R. *Inverse Heat Conduction. Ill Posed Problems*. Wiley & Sons, New York, 1985.

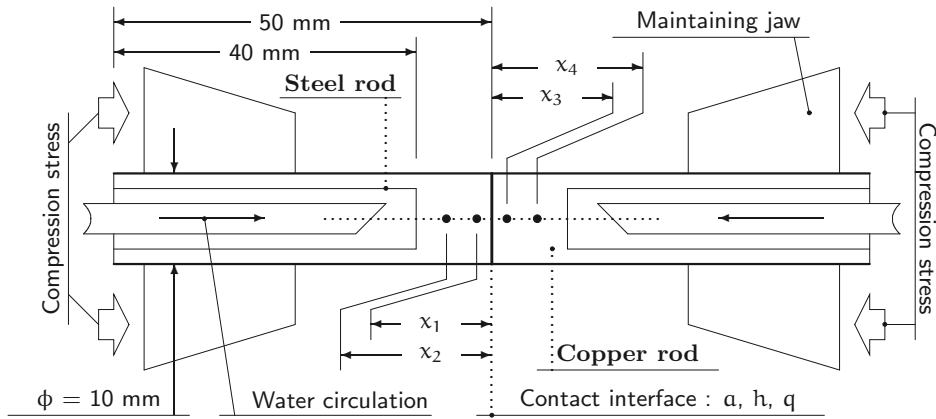


Figure 1 : Montage expérimental.

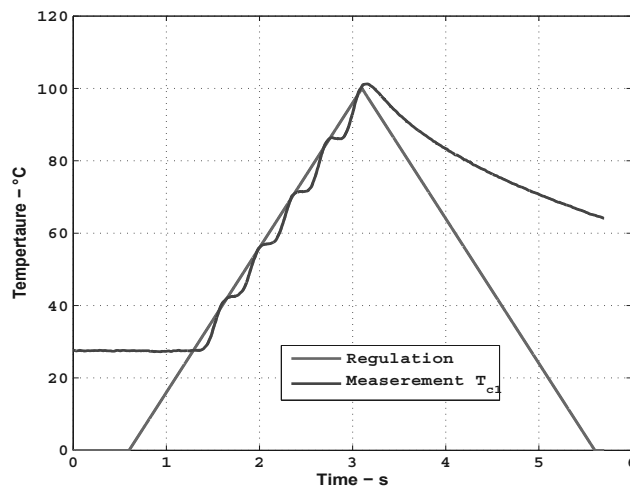


Figure 2 : Comparaison entre consigne et chauffage.

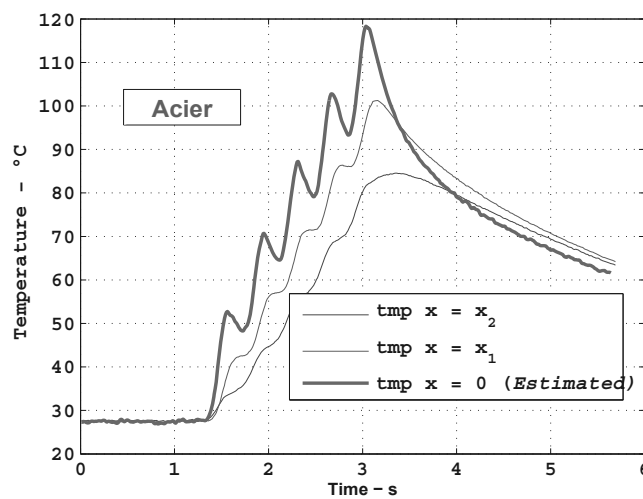


Figure 3 : Températures mesurées et estimées coté acier.

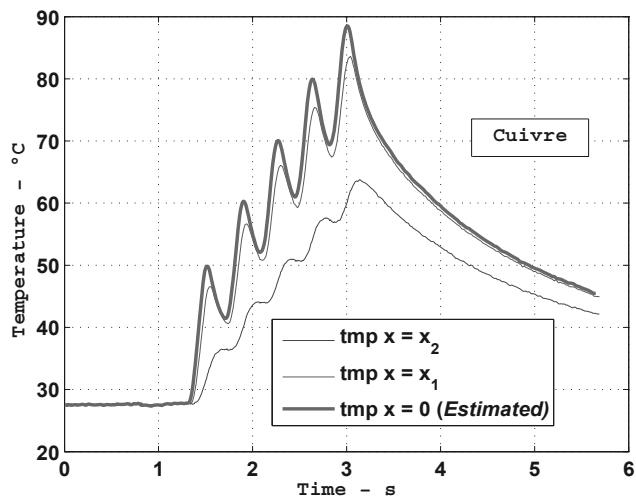


Figure 4 : Températures mesurées et estimées coté cuivre.

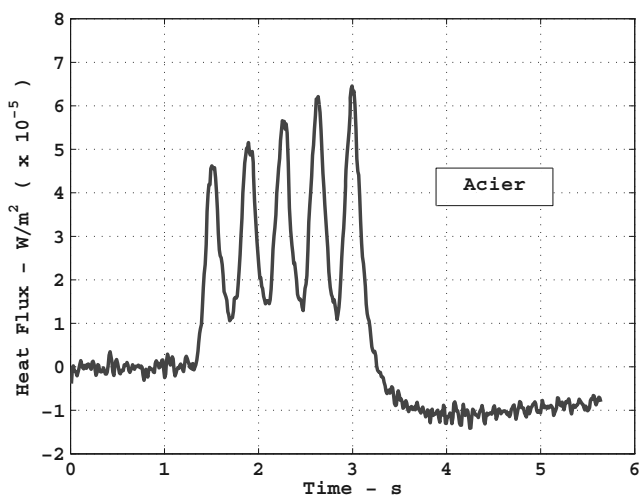


Figure 5 : Flux total généré à l'interface coté acier.

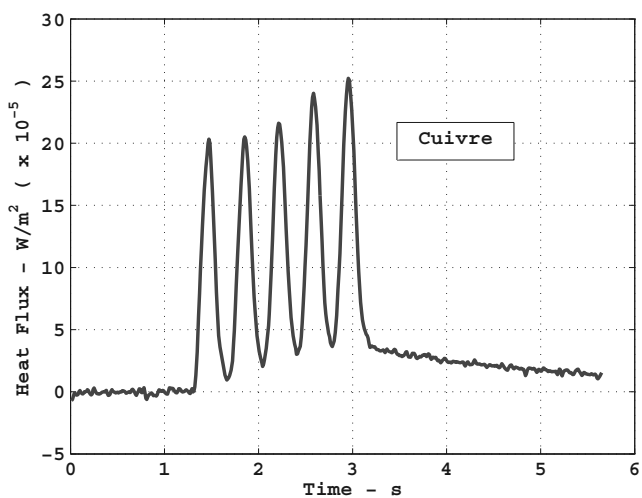


Figure 6 : Flux total généré à l'interface coté cuivre.

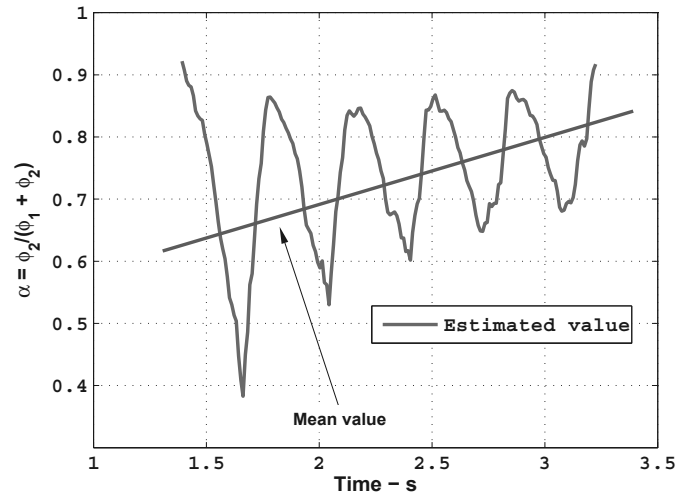


Figure 7 : Rapport des flux générés à l'interface.

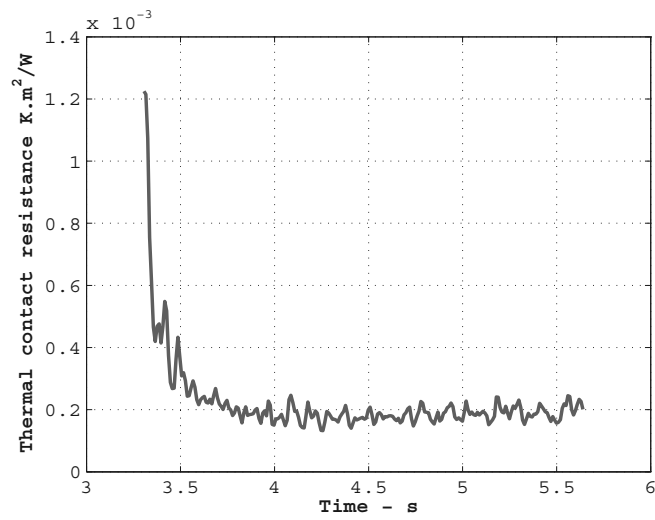


Figure 8 : Résistance thermique de contact.

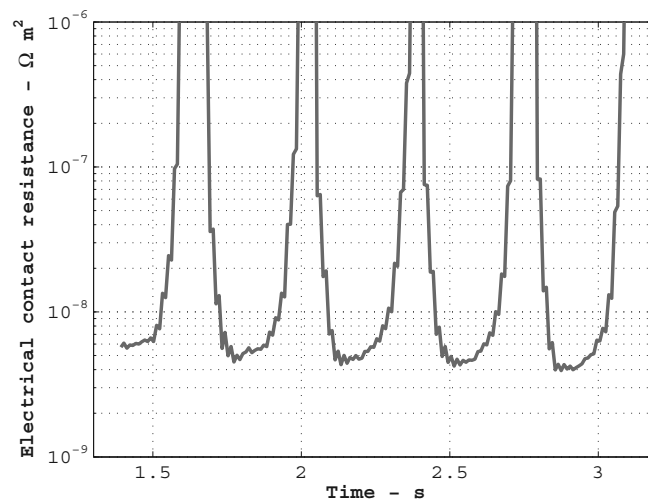


Figure 9 : Résistance électrique de contact.

Estimation du flux thermique dissipé en freinage dans un disque à échelle réduite par méthode inverse

Damien MÉRESSE*, Souad HARMAND, Michel WATREMEZ, Laurent DUBAR

Université Lille Nord de France

59000 Lille, France

Laboratoire TEMPO

Batiment Gromaire, UVHC - Le Mont Houy, 59313 Valenciennes Cedex

*(auteur correspondant : damien.meresse@univ-valenciennes.fr)

Résumé : L'identification de flux thermiques dissipés dans le contact en situation de freinage automobile est développée dans ce travail. La répartition du flux sur la face frottée du disque est évaluée par méthode inverse à partir d'un modèle axisymétrique. Des essais expérimentaux sont menés à échelle réduite en configuration pion-disque pour plusieurs conditions de vitesse de glissement et de pression. Des mesures par des thermocouples type-K sont réalisées au sein du disque et transmises au moyen d'un système de télémétrie. L'influence des conditions de freinage sur le profil surfacique du flux est discutée.

1 Introduction

En situation de freinage automobile, les organes de friction doivent dissiper rapidement une énergie cinétique importante sur une surface réduite. L'élévation de température résultante favorise les phénomènes d'usure et est responsable de la perte d'efficacité, le *fading*, généralement observé au dessus de 300°C [1]. Des études portent notamment sur le moyen de refroidir le disque pour limiter l'élévation de température [2]. Connaître la répartition des échanges thermiques dans le contact est cependant nécessaire pour mieux comprendre les phénomènes thermomécaniques régissant l'interface. Anderson [3] a classifié différents profils de répartition de température souvent observés par thermographie sur le disque, les *hot spots*. La température peut très localement atteindre des valeurs supérieures à 1200°C [4].

Estimer la quantité d'énergie par thermographie nécessite cependant de connaître l'émissivité du disque, son évolution avec la température et les modifications de l'état de surface. Thevenet [5] a développé un pyromètre bichromatique pour mesurer simultanément température et émissivité dès 200°C. Ce dispositif a notamment été utilisé pour estimer l'émissivité en situation de freinage et corriger la valeur de température donnée par une caméra monochromatique [6]. Les mesures par des techniques avec contact permettent également de palier à la non-connaissance de l'émissivité. Les thermocouples sont cependant intrusifs et il est nécessaire de limiter le nombre de capteurs pour éviter de perturber le champ thermique. Le développement de modèles analytiques et numériques permettent à partir de mesures localisées et de conditions aux limites bien définies de prédire le champ thermique dans le domaine d'étude. Siroux a identifié l'évolution de la température dans un disque soumis à un freinage périodique avec un modèle basé sur une transformée de Fourier [7]. Laraqi a mis en évidence, par une approche analytique, la distribution 3D de la température sur un disque en fonction de la vitesse de rotation en régime établi [8]. Dans le cas de problèmes transitoires, la résolution numérique est plus adaptée qu'une identification analytique. Les méthodes inverses de conduction de la chaleur permettent d'identifier simultanément le flux thermique dissipé

et le champ de température dans le disque. Yang a démontré numériquement la faisabilité d'une estimation du flux dans le disque en simulant des données expérimentales représentatives [9]. La résolution séquentielle de ce type de modèle permet d'identifier les conditions de flux sans avoir besoin d'une information préalable de son évolution dans le temps.

Dans cette étude, le profil de flux thermique dissipé dans un disque soumis à des conditions de freinage est identifié par une technique inverse. Des essais expérimentaux sont menés en configuration pion-disque pour des conditions de vitesse de glissement et de pression normale similaires à un freinage à échelle réelle. La température est mesurée dans le disque au moyen de thermocouples judicieusement répartis et les données sont transmises du système tournant grâce à un système de télémétrie. La méthode de spécification de fonction [10] appliquée à un modèle axisymétrique permet d'évaluer la répartition radiale de l'énergie générée. L'influence des conditions de freinage reproduites expérimentalement sur l'intensité et la distribution du flux thermique sur le disque est discutée.

2 Identification du flux thermique par méthode inverse

2.1 Modélisation du disque

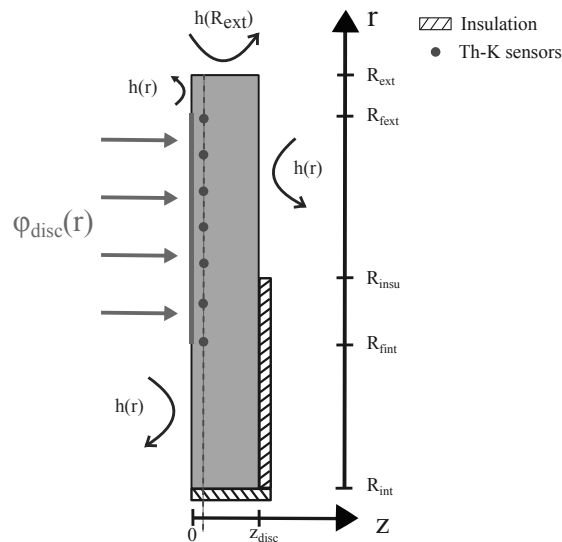


Figure 1 : Modélisation axisymétrique du disque d'étude

L'équation de conduction de la chaleur en régime transitoire est résolue dans une configuration axisymétrique (r,z) . Le problème direct est illustré sur la Figure 1. Les dimensions du disque et du pion sont choisies de manière à respecter une règle de similitude entre échelle réelle et réduite comme décrit dans la partie 3.1. Le disque a un diamètre de 100mm pour une épaisseur de 10mm. La piste de frottement est délimitée par les rayons $R_{fint} = 24\text{mm}$ and $R_{fext} = 48\text{mm}$, le pion frottant ayant un diamètre de 24mm et le rayon moyen de frottement sur le disque étant de 36mm. Une condition de flux thermique nul est imposée sur les zones du disque en contact avec l'attachement ($R_{int} = 8\text{mm}$ et sur la face arrière jusque $R_{insu} = 22\text{mm}$). Un matériau isolant, décrit dans la partie expérimentale, est disposé pour limiter les pertes de chaleurs vers l'extérieur. Les autres surfaces du disque, libres de tout contact, sont refroidies par convection. Les corrélations proviennent des

travaux de Siroux [11] et sont données par l'équation (Éq.4). La piste de frottement est successivement frottée par le pion et refroidie au contact de l'air. Les densités de flux thermiques et le coefficient convectif sont pondérés par le rapport de surface libre $S_{ratio}(r)$ fonction de la position radiale, comme décrit dans la condition aux limites (Éq.3). Le problème direct est résolu de manière implicite en différences finies. Une étude portant sur l'optimisation du choix du maillage nous a amené à prendre la discrétisation $\delta r = 1\text{mm}$ et $\delta z = 1\text{mm}$.

$$-k_d \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{(r=R_{int}, z), (r < R_{finsu}, z=z_d)} = 0 \quad (1)$$

$$-k_d \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{(r < R_{fint}, z=0), (r > R_{fext}, z=0), (r > R_{insu}, z=z_d), (r=R_{ext}, z)} = h(r)(T_\infty - T(r, z, t)) \quad (2)$$

$$-k_d \frac{\partial T(t)}{\partial z} \Big|_{R_{fint} < r < R_{fext}, z=0} = \varphi(r, t) * (1 - S_{ratio}(r)) + S_{ratio}(r)h(r)(T_\infty - T(r, z = 0, t)) \quad (3)$$

$$\begin{cases} Re = \frac{\omega r^2}{\nu_{air}} \\ h = 2.48\sqrt{\omega} \quad (Re < 1.8 * 10^5) \\ h = 0.0194k_{air} \frac{Re^{0.8}}{r} \quad (Re > 2.8 * 10^5) \end{cases} \quad (4)$$

2.2 Méthode de spécification de fonction

La méthode de spécification de fonction est une technique d'identification inverse itérative. L'estimation des conditions aux limites dans un modèle est basée sur la minimisation d'une fonctionnelle J (Éq.5), erreur quadratique entre données mesurées Y et calculées T aux N points de mesure. Le problème est résolu sur ntf pas temps δt en réalisant une hypothèse de flux thermique constant. Le calcul sur ntf pas de temps futurs a pour but de stabiliser temporellement l'algorithme et de réduire l'influence du bruit de mesure. Les erreurs sur les valeurs de flux thermiques sur la piste de frottement sont alors évaluées de manière à réduire la fonctionnelle J , en annulant la différentielle de J par rapport à chaque densité de flux surfacique inconnue. Le champ thermique est ensuite calculé au pas de temps suivant avec les conditions aux limites corrigées et la procédure est renouvelée jusqu'à la fin du freinage.

$$J(\varphi(r)) = \sum_{i=1}^N \left[\sum_{j=1}^{ntf} (Y_i^{t+j*\delta t} - T_i^{t+j*\delta t})^2 \right] \quad (5)$$

L'incrément de temps $\delta t = 0,05\text{s}$ est défini à partir du coefficient de sensibilité X . Il correspond à la variation de température au point de mesure i pour une variation unitaire du flux en surface ii (Éq.6). La sensibilité est maximale à 1 mm de la surface frottée après ce temps pour un thermocouple placé à la même position radiale r . Le choix du nombre de pas temps futurs nécessite en revanche de connaître simultanément la position et le nombre de capteurs.

$$X_{i|ii}^{t+j\delta t} = \frac{\partial T_i^{t+j\delta t}}{\partial \varphi_{ii}^{t+j\delta t}} \quad (6)$$

2.3 Choix de la position des capteurs

Le choix du nombre et de la position des capteurs est déterminant sur la qualité de l'estimation. Notre système d'acquisition limite à 7 le nombre de thermocouples insérés dans le disque. Leurs positions sont définies à partir du taux de représentation (Éq.7). Cet outil permet de vérifier que la sensibilité de la méthode inverse est similaire pour chaque densité de flux sur la surface de contact. Elle est par ailleurs liée au nombre de temps futurs choisis. Après une étude sur ce paramètre pour plusieurs choix d'implantations et de ntf , les thermocouples sont placés 1mm sous la surface de contact et répartis tous les 4mm de $r = R_{fint}$ à $r = R_{fext}$. Pour limiter la perturbation du champ thermique, ils sont répartis angulairement tous les 45° . Pour un nombre de temps futurs $ntf = 7$, la valeur du taux de représentation de chaque densité de flux est au moins égal à 75% du flux le plus représenté comme préconisé dans [12].

$$\tau_{ii}^r = \sum_{i=1}^N X_{i|ii}^r \quad (7)$$

3 Dispositif expérimental

3.1 High Speed Tribometer

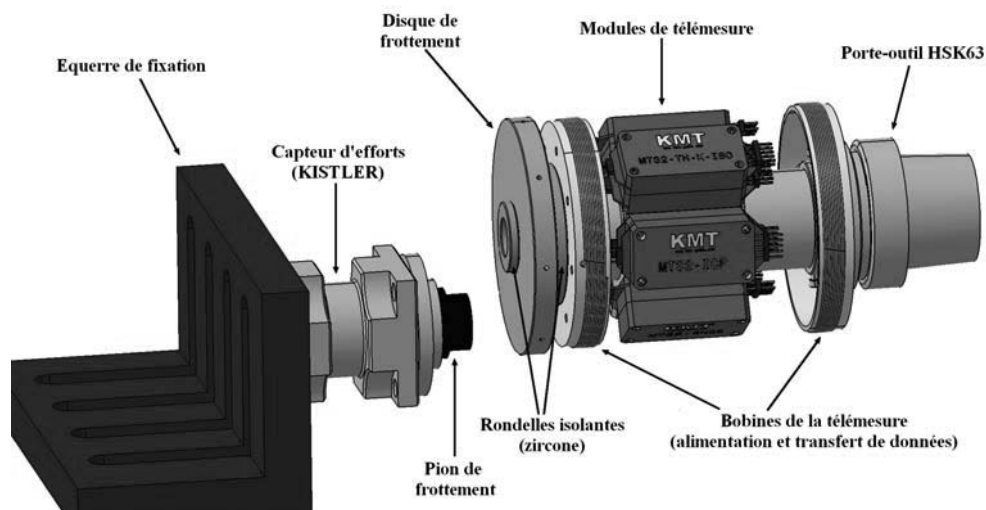


Figure 2 : Tribomètre Grande Vitesse avec système de télémétrie

Le Tribomètre Grande Vitesse a été développé au sein du laboratoire TEMPO pour reproduire des conditions de frottements sévères à vitesse élevée afin d'étudier les couplages thermomécaniques. La plateforme TGV est basée autour d'une fraiseuse grande vitesse Siemens MT1 permettant d'atteindre des vitesses de rotation de 15000tr/min. La configuration pion-disque, ici détaillée, permet de reproduire des conditions de freinage avec une vitesse linéaire de glissement maximale de l'ordre de 50m/s au rayon moyen de frottement. Les dimensions du disque et du pion sont déterminées à partir des règles de conservation de rapport d'énergies dissipées données par Sanders [13]. Il est nécessaire que les rapports de surfaces frottantes à pleine échelle et à échelle réduite soient identiques. Le disque étant sollicité sur ses deux faces à échelle réelle, il est fixé

sur un porte-outil HSK63 entre deux rondelles de zircone isolantes thermiquement (données fournisseur : $k_{zirc}=1.6W.m^{-1}.K^{-1}$). Elles permettent de s'approcher d'une condition de flux thermique nulle à la demi-épaisseur, représentative de la symétrie de la sollicitation sur véhicule. La broche peut se déplacer selon trois axes de translation et un axe en rotation. Les données de températures sur la partie tournante sont obtenues grâce à des thermocouples type K reliés à un système de télémessure. Chaque capteur est connecté à un module d'amplification et les signaux amplifiés des différents thermocouples sont conditionnés par un module de multiplexage (déphasage des données). Le transfert de données vers l'extérieur se fait alors par courants induits au moyen d'une bobine sur le porte-outil et d'un électro-aimant placé à proximité. Le signal récupéré est démultiplexé et conditionné en +/- 5V. Les rondelles isolantes de zircone permettent par ailleurs d'éviter l'élévation de température dans les composants, la température critique de fonctionnement étant de 80°C. Les thermocouples sont soudés dans le disque par décharge capacitive en fond de trou. Les perçages dans le disque ont un diamètre de 0,8mm et sont obtenus par électro-érosion. Les conducteurs des thermocouples ont un diamètre de 100µm afin que le temps de réponse soit court, de l'ordre de la milliseconde.

Le pion a une épaisseur de 20mm et est fixé sur une équerre rigide. Il est appliqué contre le disque en déplaçant la broche dans la direction de l'axe de rotation jusqu'à ce que l'effort normal recherché soit atteint. Les efforts sont mesurés au moyen d'un capteur piezo-électrique triaxes (KISTLER), jusque 10kN dans le sens normal et 5kN dans la direction tangentielle. Côté pion, la température est contrôlée grâce à un thermocouple K placé 1 mm sous la surface frottée, au centre de la section. Le capteur est fixé au moyen d'une pâte ciment de conductivité thermique proche de celle de la résine pour limiter la perturbation du champ thermique par l'instrumentation.

3.2 Conditions expérimentales

Les matériaux d'études sont de composition similaires aux matériaux de freinage. Le pion est en résine phénolique pure, utilisée comme matrice pour les plaquettes organiques. Le disque est en acier bas carbone AISI1015. Les propriétés thermiques, considérées constantes, ont été mesurées pour la résine et sont tirées de la littérature pour l'acier [14]. Elles sont regroupées dans le Tableau 1. Deux conditions d'études sont présentées pour une vitesse moyenne de glissement de 15m.s⁻¹, correspondant à la vitesse de glissement rencontrée par un véhicule automobile circulant à 140km.h⁻¹. Des pressions de contact de 0,35MPa et de 1,2MPa sont appliquées sur le disque correspondant à un freinage commun et à un freinage d'urgence. La vitesse de rotation est gardée constante durant tout l'essai. L'influence de la pression observée sur la distribution des flux thermiques et le gradient de température le long de la piste frottée est décrite.

	k	c_p	ρ
	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$
Résine	0.5	1000	1450
Acier	52	480	7850

Tableau 1 : Propriétés thermiques des matériaux d'étude (20 - 400°C)

4 Résultats de l'identification

Les figures 3 et 4 représentent respectivement les résultats obtenus pour une pression de contact de 0,35MPa et de 1,2MPa. Les températures mesurées dans le disque sont tracées pour les positions radiales $r = 28\text{mm}$, $r = 36\text{mm}$ et $r = 44\text{mm}$ sur la partie gauche. La valeur calculée en surface pour $r = 36\text{mm}$ est également représenté pour monter le gradient sur 1mm d'épaisseur. Sur la partie droite de chaque figure sont tracées les densités de flux thermiques identifiées en surface le long de la piste de frottement, pour les positions radiales $r = 28\text{mm}$, $r = 32\text{mm}$, $r = 36\text{mm}$, $r = 40\text{mm}$ et $r = 44\text{mm}$.

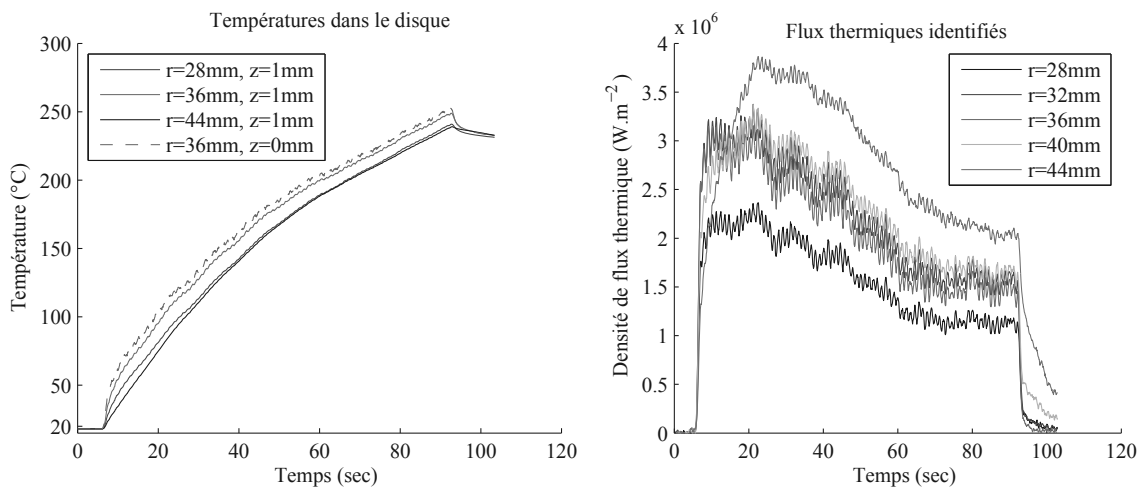


Figure 3 : Températures et flux thermiques dans le disque - $v = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $P = 0.35 \text{ MPa}$

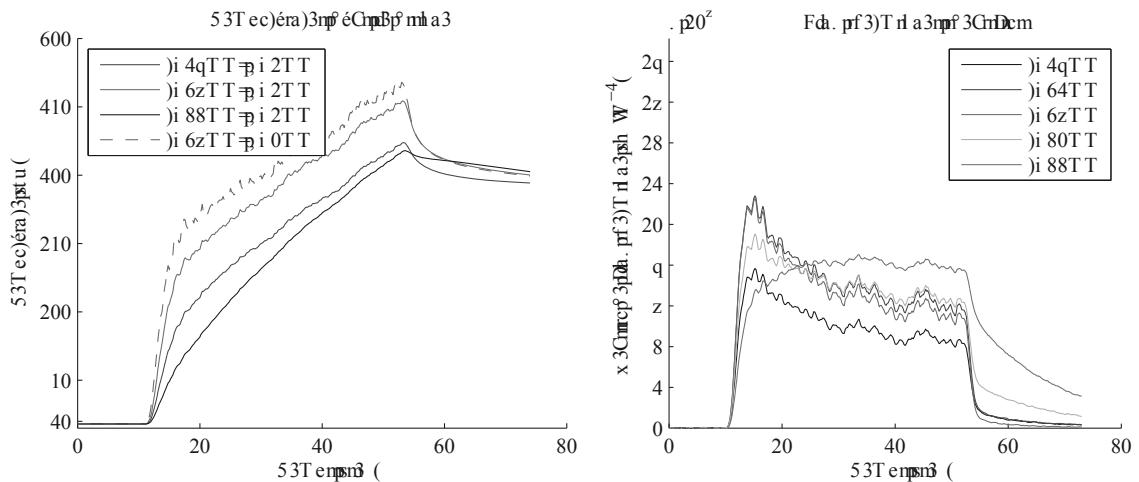


Figure 4 : Températures et flux thermiques dans le disque - $v = 15 \text{ m.s}^{-1}$ - $P = 1.2 \text{ MPa}$

Pour l'essai à plus faible pression (Figure 3), on peut observer sur des écarts de température de l'ordre de 15 à 20°C entre la mesure au rayon moyen de frottement $r = 36\text{mm}$ et les positions proches du bord de la piste de frottement. La température identifiée en surface pour $r = 36\text{mm}$

n'atteint pas une valeur supérieure de 5°C au cours de l'essai ; le gradient thermique entre la zone en contact et le point de mesure est faible dans cette gamme de pression. Concernant les densités de flux thermique identifiées, on observe que leur intensité diminue globalement au cours de l'essai, de $3 \cdot 10^6 \text{W.m}^{-2}$ à $2 \cdot 10^6 \text{W.m}^{-2}$ pour les positions proches du rayon moyen de frottement. Ceci peut s'expliquer par une chute du coefficient de frottement au cours de l'essai, ce qui amène à réduire l'effort tangent et l'énergie globale dissipée. Les densités de flux thermique sont relativement homogènes entre les positions $r = 32\text{mm}$, $r = 36\text{mm}$ et $r = 40\text{mm}$. La densité de flux thermique est minimale au rayon interne et maximale proche du rayon externe de la piste frottée. Ce comportement est cohérent puisque la quantité d'énergie dissipée par unité de surface évolue dans le même sens que le gradient de vitesse linéaire en s'éloignant du centre du disque.

Pour l'essai avec la sollicitation la plus sévère (Figure 4), le gradient de température est amplifié entre les différents points de mesure, pouvant atteindre 50°C entre le milieu et le bord de la piste. Le gradient dans le sens de l'épaisseur est également plus important à $r = 36\text{mm}$, il atteint jusque 30°C en début d'essai où le flux thermique est le plus intense. Une diminution des densités de flux thermiques au cours de l'essai et la chute du coefficient de frottement sont également mesurées. La distribution du radiale du flux diffère par rapport à la faible pression. Les densités de flux thermiques sont les importantes aux rayons $r = 32\text{mm}$ et $r = 36\text{mm}$, passant de $11 \cdot 10^6 \text{W.m}^{-2}$ à $7 \cdot 10^6 \text{W.m}^{-2}$ en fin de contact. Les intensités sont plus faibles sur les deux rayons les plus externes $r = 40\text{mm}$ et $r = 44\text{mm}$. Ceci pourrait s'expliquer par une localisation de la pression de contact sur la partie interne de la piste et une quantité d'énergie dissipée moindre sur les rayons externes. On observe également que les valeurs de flux identifiées sont moins bruitées que dans le cas précédent. Les variations de températures mesurées étant plus importantes, l'inversion est moins affectée par le bruit de mesure.

5 Conclusions et perspectives

Dans les contacts frottants, et notamment en freinage, l'élévation de température a une forte influence sur le comportement tribologique et à l'usure des matériaux. La dissipation de l'énergie dans un disque à échelle réduite est étudiée par méthode inverse et la répartition radiale du flux thermique est identifiée à partir de données expérimentales. Un système de télémessure adapté sur un tribomètre grande vitesse permet de mesurer la température en 7 positions convenablement choisies au moyen de thermocouples. La modélisation axisymétrique du disque a permis d'identifier des profils de densités de flux dépendant de la position radiale sur la piste de frottement et cohérents avec les niveaux énergétiques des essais. Une influence de la pression d'application du pion sur la distribution radiale du flux et les gradients de températures observés dans le disque est observée sur la plage d'étude.

Une mesure simultanée par caméra thermique est à l'étude pour l'identification de carte d'émissivité en cours d'essai à partir des températures de contact calculées par méthode inverse. Par ailleurs, l'insertion d'un thermocouple dans le pion a permis d'identifier le flux thermique dissipée dans la partie fixe [15]. Les résultats ont montré un gradient de température non-négligeable entre les deux surfaces de contact. La présence d'une barrière thermique a été mentionné par Laraqi [16] avec le flot de particules d'usure dans le contact et les vitesses relatives entre surfaces. Une modélisation globale du système pion-disque est développé pour identifier par méthode inverse la répartition de la chaleur et la résistance thermique de contact.

Références

- [1] J. Bijwe, Nidhi, N. Majumdar et B. Satapathy, Influence of modified phenolic resins on the fade and recovery behavior of friction materials. *Wear*, 259 7-12 (2005), 1068-1078.
- [2] B. Watel, S. Harmand et B. Desmet, Experimental validation of the feasibility of the brake disk equipped with a heat-pipe cooling. *Entropie*, 191 (1995), 25-33.
- [3] A. Anderson, Hot spotting in automotive friction systems. *Wear*, 135-2 (1990), 319-337.
- [4] J. Greenwood, An interpolation formula for flash temperatures. *Wear*, 150-1 (1991), 153-158.
- [5] J. Thevenet, M. Siroux et B. Desmet, Measurements of brake disc surface temperature and emissivity by two-color pyrometry. *Applied Thermal Engineering*, 30-6 (2010), 753-759.
- [6] H. Kasem, J. Thevenet, X. Boidin, M. Siroux, P. Dufrenoy, B. Desmet et Y. Desplanques, An emissivity-corrected method for the accurate radiometric measurement of transient surface temperatures during braking. *Tribology International*, 43-10 (2010), 1823-1830.
- [7] M. Siroux, A. Cristolbulthe, Y. Desplanques, B. Desmet et G. Degallaix, Thermal analysis of periodic sliding contact on a braking tribometer. *Applied Thermal Engineering*, 28 (2008), 2194-2202.
- [8] N. Laraqi, N. Alilat, J.M. Garcia de Maria et A. Baïri, Temperature and division of heat in a pin-on-disc frictional device - Exact analytical solution. *Wear*, 266-7 (2009), 765-770.
- [9] Yu-Ching Yang et Wen-Lih Chen, A nonlinear inverse problem in estimating the heat flux of the disc in a disc brake system. *Applied Thermal Engineering*, 31 (2011), 2439-2448.
- [10] J. Beck et B. Blackwell, *Inverse heat conduction : ill-posed problems*. Éditions Wiley (1985).
- [11] M. Siroux, S. Harmand et B. Desmet, Experimental study using infrared thermography on the convective heat transfer of a TGV brake disk in the actual environment. *Optical Engineering*, 41-7 (2002), 1558-1564.
- [12] G. Blanc, M. Raynaud et T. Chau, A guide for the use of the function specification method for 2D inverse heat conduction problems. *Revue Générale de Thermique*, 37-1 (1998), 17-30.
- [13] P. Sanders, A reduced-scale brake dynamometer for friction characterization. *Tribology International*, 34 (2001), 609-615.
- [14] D. Méresse, *Approche thermomécanique de la tribologie à grande vitesse - Application au freinage*. Thèse de doctorat, soutenu à Valenciennes (2011).
- [15] D. Meresse, M. Siroux, M. Watremez, S. Harmand et L. Dubar, Thermal study of pin on disc sliding contact in automotive braking conditions. In *JEF2010, 6th European Conference on Braking*, Lille (2010).
- [16] N. Laraqi, Temperature and thermal resistance in frictional devices. *Applied Thermal Engineering*, 24-17 (2004), 2567-2581.

Remerciements

Les auteurs remercient le Campus International pour la Sécurité et l'Intermodalité dans les Transports, les instituts Carnot Arts, la région Nord Pas de Calais, le ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur et l'Union Européenne pour leur support.

Mesure de la conductivité thermique d'une couche de CrN par deux techniques de radiométrie photothermique.

Jean-Luc Battaglia^{1*}, Jiri Martan², Andrzej Kusiak¹, Rostislav Daniel³

1 - Laboratoire I2M, Université Bordeaux 1, 351 cours de la libération 33405 Talence Cedex, jean-luc.battaglia@ensam.eu

2 - New Technologies Research Centre, University of West Bohemia, Univerzitní 8, 306 14 Plzeň, Czech Republic

3 - Department of Physical Metallurgy and Materials Testing, Montanuniversität Leoben, A-8700 Leoben, Austria

* auteur correspondant : jean-luc.battaglia@ensam.eu

Résumé - Nous proposons de mesurer la résistance thermique d'un film de CrN déposé sur un substrat de Silicium à partir de deux techniques de radiométrie photothermique. En réalisant l'expérience sur des films d'épaisseur différentes il est alors possible d'atteindre la conductivité thermique du film ainsi que la résistance thermique à l'interface entre le film de CrN et le substrat en Silicium. La première technique utilise un faisceau d'excitation modulé en fréquence et la deuxième est basée sur une impulsion assimilable à une fonction de Dirac. Les mesures proportionnelle à variation de température sont réalisées à la surface de l'échantillon (mesure "face avant"). L'intérêt majeur de cette comparaison est qu'elle a été réalisé sur deux dispositifs expérimentaux différents reposant sur des appareils de mesure différents. On observe néanmoins une très bonne adéquation des résultats obtenus par ces deux techniques de mesures.

Nomenclature

T	température, K	<i>Symboles grecs</i>	
a	diffusivité thermique, $m^2 s^{-1}$	λ	Longueur d'onde m
k	Conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$	ρ	Masse volumique $kg m^{-3}$
C_p	Capacité thermique massique, $J kg^{-1} K^{-1}$	φ	Densité de flux, $W m^{-2}$
f	Fréquence, Hz	ω	Pulsation, s^{-1}
e	Épaisseur, m		
E	Effusivité thermique, $W s^{1/2} m^{-2} K^{-1}$	<i>Indices</i>	
R	Résistance thermique, $K m^2 W^{-1}$	d	dépôt
Q	Densité d'énergie, $J m^{-2}$	s	substrat
t	Temps, s		

1. Introduction

Les couches minces de type nitrides (oxydes) jouent un rôle important dans des procédés à haute température. Dans certains cas il est demandé une bon conduction de la chaleur dans le substrat alors qu'on attend que la couche joue un rôle de barrière thermique dans d'autres. Ainsi, dans le cas de l'usinage, le dépôt est censé avoir une conductivité thermique faible pour jouer le rôle de barrière thermique. Le matériau CrN est un matériau modèle pour les nitrides des métaux de transition. Les couches de CrN sont utilisées dans des outils en moulage, usinage [1,2], dans les moteur de voitures, etc.. Elles doivent résister à des températures élevées.

En fonction du procédé de déposition, la structure des couches de CrN varie de manière très conséquente. En particulier, une croissance de type colonnaire favorise le développement d'une orthotropie du film. Ceci a bien sûr des répercussions sur la valeur de la conductivité transverse du dépôt ainsi que sur la valeur de la résistance thermique de contact à l'interface entre le dépôt et le substrat. Nous proposons dans ce papier de comparer deux dispositifs de mesure de propriétés thermiques par radiométrie photothermique, l'un fonctionnant en régime modulé, l'autre en régime impulsionnel. L'objectif est la mesure de la conductivité thermique d'une couche de CrN déposée sur un substrat de Silicium.

Les dépôts ont été réalisés par pulvérisation à partir d'une cible de Cr (diamètre 145 mm, PLANSEE Composite Materials) sur un substrat de Si(1 0 0). La pression de vide dans la chambre de déposition est 10^{-3} Pa et le substrat est chauffé à 350 °C. Tous les dépôts ont été synthétisés à pression constante totale de 1 Pa, la puissance de cible de 6 kW et la température de 350 °C, dans une atmosphère de mélange gazeux (Ar+N₂) où la pression partielle d'azote est fixée à 0,25 Pa. La microstructure des dépôts en section a été mesurée par microscopie électronique à balayage (SEM, Zeiss EVO 50). Une illustration est donnée sur la figure 1. On constate un arrangement fortement colonnaire de la structure du dépôt. La composition du dépôt de CrN mesurée par WDX révèle que la stœchiométrie du N par rapport au Cr est de 1–1.09.

2. Dispositif expérimental

La mesure de conductivité thermique est effectuée à partir d'un banc de radiométrie photothermique. Le principe de ce dispositif repose sur la mesure du rayonnement émis par la surface de l'échantillon lorsque celle-ci est excitée thermiquement par une source de photon provenant d'un laser. Lorsque cette source est modulée en fréquence on mesure le déphasage entre un signal d'excitation et la réponse thermique à celui-ci. Lorsque cette excitation est impulsionnelle on visualise directement la réponse mesurée par le détecteur infrarouge. Le montage expérimental en régime modulé, déjà utilisé dans une étude similaire [3] est décrit figure 2 sur laquelle on note :

- Un laser Ar⁺ à la longueur d'onde de 514 nm de profil spatial gaussien (rayon de 1mm) modulé à l'aide d'un modulateur acousto-optique sur une plage de 1 à 100 kHz.
- L'échantillon, qui reçoit l'excitation laser, est placé à la focale d'un miroir parabolique « off axis ». Le signal infrarouge de réponse à l'excitation est collecté et focalisé vers un mono détecteur photoconducteur HgCdTe (2-12 μ m) [Jusdon J15D12].
- Un amplificateur à détection synchrone [Stanford SR 830] pour mesurer, à la fréquence d'excitation du laser, l'amplitude et la phase entre le signal d'excitation (référence photodiode Silicium) et la mesure.
- Une platine chauffante LINKAM TS 1200 couplée à un dispositif permettant de créer un vide poussé (10^{-5} mbar) ou de travailler sous atmosphère inerte (gaz neutre) est utilisé pour faire varier la température de l'échantillon de 20 à 600°C.

Le montage expérimental en régime impulsionnel est décrit dans les références [4, 5]. Comme représenté sur la figure 3, il repose sur un laser nanoseconde et deux détecteurs infrarouges rapides, le matériau étant placé dans une enceinte à vide avec une plaque chauffante. Le descriptif est comme suit :

- Le laser ArF est à la longueur d'onde de 193 nm et a une durée d'impulsion de 12 ns. Il chauffe l'échantillon sur une zone circulaire de 5 mm de diamètre. L'énergie de chaque impulsion est mesurée par un énergie-mètre et une lame séparatrice.

- La température de surface de l'échantillon est mesurée par deux détecteurs photovoltaïques HgCdTe (1-11µm) [Fermionics] avec des temps de réponse différents (nanosecondes et microsecondes). Pour chaque détecteur il y a deux miroirs paraboliques pour focaliser le rayonnement infrarouge émis par l'échantillon.
- La plaque chauffante permet de faire varier la température de l'échantillon de 20 à 500°C sous vide (10^{-3} mbar) ou atmosphère inerte. Ce contrôle de température est aussi utilisé pour étalonner les détecteurs.

Les propriétés thermiques du substrat (silicium [100]) en fonction de la température sont les suivantes $k_{Si} = 982,98T^{-0.473} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (mesure par disque chaud) et $(\rho C_p)_{Si} = 2300(705 + 0,428T) \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ (mesure par DSC).

On réalise 6 échantillons de CrN d'épaisseurs différentes de 100, 200, 500, 1000, 2000 et 3000 nm respectivement. Signalons que pour l'expérience impulsionnelle, une couche de Ti d'épaisseur 150 nm a été déposée sur toutes les échantillons pour optimiser l'absorption de la source laser (nous avons conservé cette configuration sur l'expérience en modulé). La conductivité thermique de la couche de Ti est de $15 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Pour la gamme de fréquence balayée, nous admettons une absorption surfacique du flux sur la couche de CrN dans l'expérience en modulé.

3. Modélisation des phénomènes et estimation des propriétés thermiques

Régime modulé

Etant donné les petites variations thermiques générées, le transfert de chaleur dans l'échantillon est linéaire. D'autre part, le comportement transitoire observé satisfait pleinement le régime de conduction de Fourier. La gamme de fréquence f balayée par la source d'excitation est comprise entre 1 et 100 kHz en régime modulée. La profondeur caractéristique de pénétration de l'onde de chaleur dans le dépôt est $\sqrt{a_d / \pi f}$. Dans notre cas ; la pénétration de l'onde de chaleur est très grande devant l'épaisseur e_d du dépôt (mais reste petite devant l'épaisseur e_s du substrat même aux basses fréquences du domaine exploré), plusieurs hypothèses peuvent donc être formulées :

- Le substrat est considéré comme ayant un comportement semi-infini
- Le dépôt est assimilé à une résistance thermique de valeur e_d/k_d .

En utilisant le formalisme des quadripôles thermique le schéma équivalent pour le transfert de chaleur est décrit en figure 3. A fréquence élevée ($>1\text{kHz}$), le rayon de la zone excitée (diamètre du spot laser $\sim 2 \text{ mm}$) étant grande devant l'épaisseur des couches, le transfert de chaleur est supposé unidirectionnel. Ceci conduit à exprimer la température moyenne sur la face avant en fonction du flux dans l'espace des fréquences sous la forme :

$$\theta_s(j\omega) = (Z_s^\infty(j\omega) + R_{th})\varphi(j\omega)$$

Avec : $Z_s^\infty(j\omega) = \sqrt{a_s / j\omega} / k_s$ et : $R_{th} = (e_d/k_d) + R_{ds}$.

Dans ces relations a_s et k_s sont respectivement la diffusivité et la conductivité thermique du substrat, k_d est la conductivité thermique du dépôt et R_{ds} est la résistance thermique de contact à l'interface dépôt-substrat. Le déphasage est égal à l'argument de la fonction de transfert $Z_s^\infty(j\omega) + R_{th}$ pour différentes fréquences sachant que $\omega = 2\pi f$. Ainsi à partir des

mesures de phase fournies par la détection synchrone lors du balayage en fréquence, on identifie R_{th} en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

En répétant l'opération pour différentes épaisseurs de dépôts et en calculant la pente et l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire obtenue, on obtient respectivement la conductivité thermique k_d du dépôt et la résistance de contact R_{ds} .

Régime impulsionnel

Pour la méthode impulsionnelle on suppose aussi le transfert de chaleur unidirectionnel (diamètre du spot laser ~ 5 mm, temps de mesure entre 10 ns et 200 μ s). On utilise un modèle analytique pour le transfert de chaleur dans les trois couches (Ti, CrN et substrat de Si) [6]. L'étalonnage des détecteurs lie la tension de sortie des détecteurs à la température de surface de l'échantillon. L'effusivité apparente $E_{app}(t)$ du dépôt est [6]:

$$E_{app}(t) = \frac{Q}{T(t)\sqrt{\pi t}}$$

où Q est la densité d'énergie absorbée à la surface, T la température de surface et t le temps (l'instant initial correspondant à l'impulsion laser). L'effusivité du dépôt est définie par $E_d = \sqrt{k_d(C_p \rho)_d}$. A partir du modèle complet (prenant aussi en compte la forme de l'impulsion), k_d et $(\rho C_p)_d$ sont identifiées. On compare alors l'effusivité calculée à partir de ces estimations avec l'effusivité apparente $E_{app}(t)$ mesurée. Cette méthode permet aussi d'estimer la résistance de contact R_{ds} et la conductivité thermique intrinsèque k_d du dépôt à partir de la relation $e_d/k_{d0} = (e_d/k_d) + R_{ds}$.

4. Résultat et discussions

Les mesures sont effectuées sous atmosphère contrôlée (Argon) à 125°C, avec une montée en température de 10°C/minute. Un délai de 5 minutes minimum est respecté pour stabiliser la température dans le four avant d'effectuer le balayage en fréquence. Pour la mesure en régime modulé, on représente sur la figure 4 la phase mesurée et simulée à partir du modèle et de la valeur de R_{th} identifiée pour chaque épaisseur de dépôt. Pour le régime impulsionnel, la comparaison entre simulation et mesure est représentée sur la figure 5. Les résultats pour la résistance thermique R_{th} mesurée par les deux techniques sont portés dans le tableau 1. L'incertitude sur la mesure en régime modulée est de 5% et de 13% en régime impulsionnel.

e_d (nm)	100	200	500	1000	2000	3000
Régime modulé	$4,93 \times 10^{-8}$	$9,35 \times 10^{-8}$	$1,62 \times 10^{-7}$	$3,02 \times 10^{-7}$	$6,51 \times 10^{-7}$	$1,03 \times 10^{-6}$
Régime impulsionnel	$4,88 \times 10^{-8}$	$1,01 \times 10^{-7}$	$1,59 \times 10^{-7}$	$3,00 \times 10^{-7}$	$6,58 \times 10^{-7}$	$9,97 \times 10^{-7}$

Tableau 1 : mesure de la résistance thermique R_{th} du dépôt en $K \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$.

Nous traçons ces valeurs sur la figure 6 ainsi que les courbes de tendance. L'adéquation des valeurs obtenues par les 2 techniques est remarquable. L'écart le plus significatif apparaît pour les épaisseurs 200 nm et 3 μ m. On constate néanmoins que les tendances linéaires ne sont pas représentative de l'évolution de la résistance thermique pour les petites épaisseurs et

ceci pour les 2 techniques. Ceci montre que la conductivité thermique semble fortement dépendante de la structure du film et qu'une valeur constante n'est obtenue qu'à partir d'une épaisseur de dépôt comprise entre 0.5 et 1 μm .

La conductivité thermique du dépôt de CrN et la résistance thermique à l'interface sont déduits des valeurs obtenues pour R_{th} au tableau 1 et sont reportés dans le tableau 2 en nous basant sur les régressions linéaires de la figure 6. La résistance de contact obtenue est faible, ce qui pourrait démontrer une bonne adhésion du dépôt sur la substrat. Néanmoins, cela ne constitue pas une preuve irréfutable car cela dépend du potentiel d'interaction des particules de part et d'autre de l'interface. Un test par micro-rayure s'avère donc utile pour valider cette hypothèse d'adhérence. La conductivité thermique mesurée est inférieure à la valeur mesurée pour le matériau en volume CrN : $11,9 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [7] jusqu'à $32 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [8]. Ceci n'est pas surprenant en regard de la structure colonnaire du dépôt et justifie bien que l'on doive mesurer la valeur de conductivité thermique. La variation de conductivité du dépôt en fonction de l'épaisseur est représentée sur la figure 7.

	$k_d (\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1})$	$R_{ds} (\text{K m}^2 \text{W}^{-1})$
Régime modulé	2,99	$2,53 \times 10^{-9}$
Régime impulsionnel	3,07	$8,60 \times 10^{-9}$

Tableau 2 : conductivité thermique du dépôt et résistance de contact entre dépôt et substrat obtenues à partir des régressions linéaires de la figure 6.

Le chaleur spécifique par unité de volume déterminée par la méthode impulsionnelle est de $4,5 \times 10^6 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-3}$ pour les épaisseurs 100 et 200 nm, de $4,6 \times 10^6 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-3}$ pour 500 nm et 1 μm et $5,0 \times 10^6 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-3}$ pour 1 et 2 μm . La valeur pour le CrN en volume est $4.5 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ [7, 8], ce qui est proche de nos mesures.

5. Conclusions et perspectives

Les résultats de conductivité thermique du CrN déposé sous forme de couche mince et la résistance thermique de contact obtenues par les deux méthodes sont assez proches. Les résultats obtenus montrent bien la nécessité de mesurer notamment la conductivité thermique de couches minces étant donné l'importance de la structure atomique de la couche sur cette propriété. Ce n'est pas le cas pour la chaleur spécifique qui dépend beaucoup plus de la nature des espèces chimiques que de la structure du dépôt. Ainsi, nous avons obtenu une conductivité thermique de la couche de CrN 10 fois inférieure à celle que l'on obtient pour le matériau en volume alors que la chaleur spécifique par unité de volume est par contre inchangée. Cette diminution de la conductivité thermique est liée à la structure colonnaire de la couche.

La méthode modulée a une plus petite incertitude de mesure et est plus facile à mettre en œuvre car elle ne nécessite pas la mesure absolue de la température de surface et du flux absorbé. La méthode impulsionnelle permet par contre d'identifier aussi la chaleur spécifique par unité de volume de la couche.

Références

[1] Kusiak A., Battaglia J.-L., J. Rech, Surf. Tech. Coat. **195**, 29 (2005).

- [2] Andrzej Kusiak. *Caractérisation thermique d'outils revêtus utilisés en 'usinage primaire du bois*. Thèse de l'Université Bordeaux 1, 2001.
- [3] J-L. Battaglia, A. Kusiak, V. Schick, A. Cappella, C. Wiemer, M. Longo et E. Varesi, *J. Appl. Phys.* **107**, 4, (2010).
- [4] J. Martan, O. Herve, V. Lang, *J. Appl. Phys.* **102**, 064903 (2007).
- [5] J. Martan, J. Čapek, E. Amin Chalhoub, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 124902 (2010).
- [6] D. L. Balageas, J. C. Krapez, P. Cielo, *J. Appl. Phys.* **59** (2), 1986, p.348-357
- [7] M. Binnewies, E. Milke, *Handbook of High Temperature Compounds: Properties, Production, Applications*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1990.
- [8] I.S. Grigoriev, E.Z. Meilikhov, *Handbook of Physical Quantities*, CRC Press, London, 1997.
- [9] M. Binnewies, E. Milke, *Thermochemical Data of Elements and Compounds*, Second ed., Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 2002.

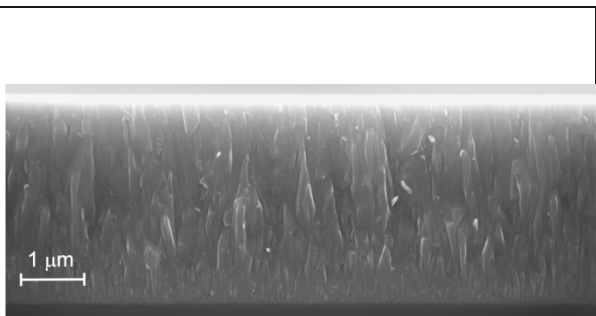


Figure 1 : image SEM du dépôt de CrN sur la section.

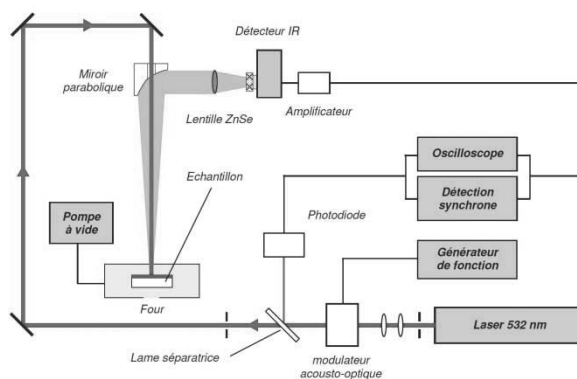


Figure 2 : dispositif de radiométrie photothermique en régime modulé.

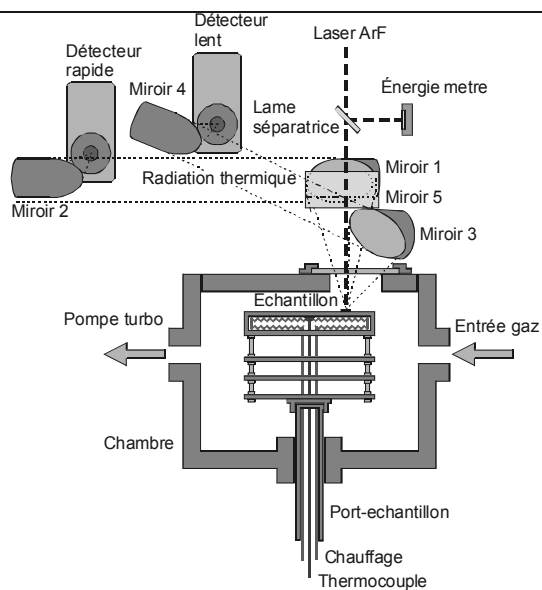


Figure 3 : dispositif de radiométrie photothermique en régime impulsif.

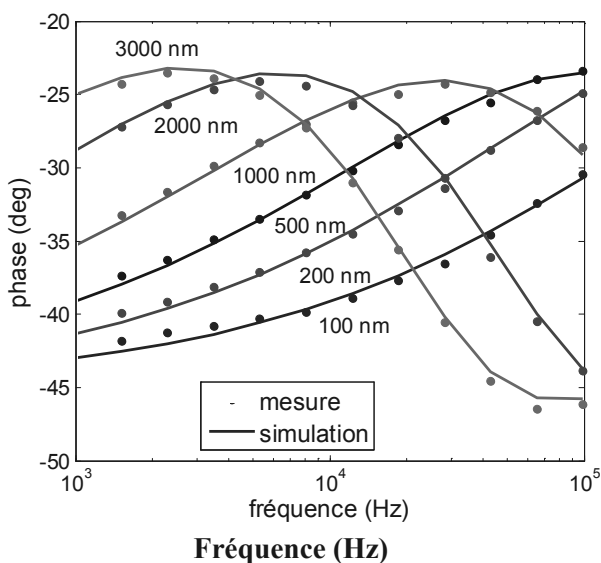


Figure 4 : phase mesurée (en cercle) et simulée (trait plein) à partir de la valeur de R_{th} identifiée.

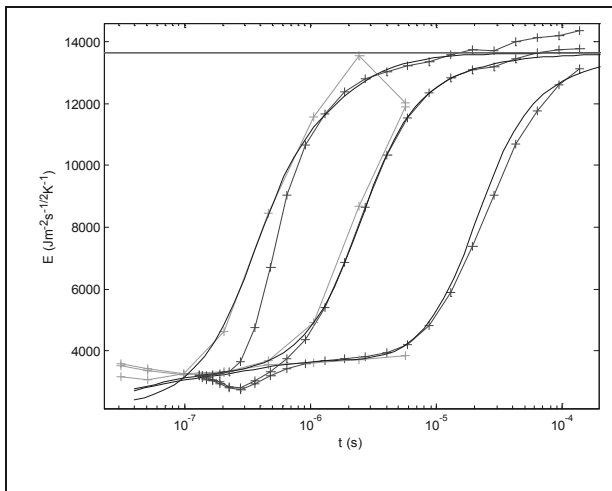


Figure 5 : réponse impulsionnelle mesurée (en cercle) et simulée (trait plein) à partir des valeurs de k_{d0} et $(\rho C_p)_d$ identifiées pour le dépôt d'épaisseur 3 μm .

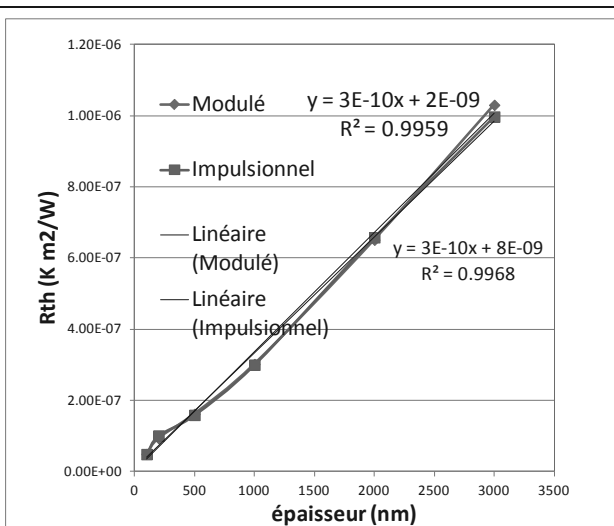


Figure 6 : Valeur de R_{th} mesurée à partir des techniques et courbes de tendance/

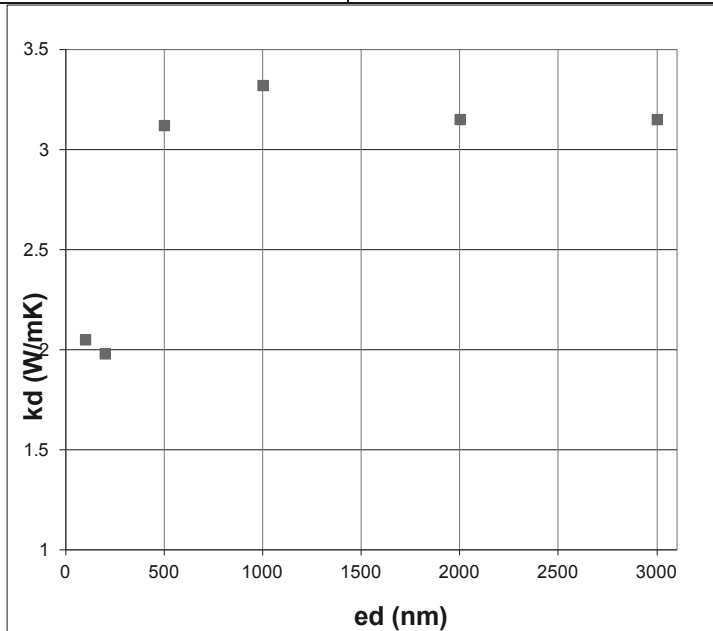


Figure 7 : variation de la conductivité du dépôt de CrN en fonction de l'épaisseur déposée.

Séchage de gouttes de nanofluides

David BRUTIN*, Benjamin SOBAC

Aix-Marseille Université – IUSTI UMR 7343 CNRS

5 rue Enrico Fermi – Technopole de Château Gombert – 13453 Marseille Cedex 13 -France

*(auteur correspondant : david.brutin@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé - A la fin du séchage d'une goutte de nanofluides [nanoparticules de polystyrène de 20 nm recouverte de carboxylate dans de l'eau] apparaît un motif du à la déposition des nanoparticules restantes sur le substrat. L'humidité est modifiée entre 10% et 90% et la concentration en nanoparticules entre 0.01% et 5.70%. Les conséquences sur le motif et la dynamique de séchage sont analysées quantitativement à l'aide de l'évolution de la masse de la goutte pendant le séchage. Nous mettons en évidence l'existence une concentration critique en dessous de laquelle, seul un anneau est formé sans dépôt de nanoparticules au centre et au dessus de la quelle un dépôt uniforme est présent. Un modèle d'évaporation en mode diffusif pur montre un excellent accord avec les résultats expérimentaux.

Nomenclature

Lettres romaines

C	Conc. massique en colloïdes (-)
C_v	Conc. vapeur à la saturation ($kg.m^{-3}$)
D	Coefficient de diffusion ($m^2.s^{-1}$)
D_c	Diamètre de la couronne (m)
H	Humidité (-)
m	Masse de la goutte (g)
Q_m	Flux massique d'évaporation ($\mu g.s^{-1}$)
R	Rayon de mouillage de la goutte (m)
T	Température ($^{\circ}C$)

V Volume de la goutte (μL)

Symboles grecs

μ	Viscosité dynamique ($Pa.s$)
ρ	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)
σ	Tension de surface ($N.m^{-1}$)
Δ	Incertitude (-)
θ	Angle de mouillage ($^{\circ}$)

1. Introduction

Les nanofluides sont aujourd'hui largement utilisés dans plusieurs communautés (physique, biologie, chimie...), cependant plusieurs questions restent ouvertes quant à leur efficacité en terme de transferts thermiques, leur stabilité ou leur toxicité vis à vis de l'homme. Un important champ d'application est l'impression d'encre métalliques [1]. En utilisant des nanoparticules métalliques et la technologie des imprimantes à jet d'encre, il s'agit d'obtenir l'impression d'une piste homogène en épaisseur métallique sur une largeur contrôlée précisément. La principal défi est d'éviter l'effet de migration type 'goutte de café' à la périphérie de la goutte par convection thermo-capillaire [2-3, 5-6]. Ces encres sont majoritairement constituées de métaux comme de l'argent et sont donc très onéreuses (400€/ml). Afin d'obtenir une impression de piste métallique optimisée en terme d'épaisseur et de résistance électrique, l'objectif consiste donc à utiliser une concentration minimum en nanoparticules tout en assurant un dépôt homogène sans formation d'anneaux périphériques qui apparaissent typiquement pour les faibles concentrations. L'utilisation d'une forte concentration pour assurer un dépôt homogène à alors un cout financier. Tout l'objet de ce type d'étude consiste à maîtriser la déposition des nanoparticules.

La formation d'anneaux pour les fluides complexes a été expliquée par R. Deegan en 2000 [4]. R. Deegan a utilisé deux tailles de particules de 0.1 et 1 μm de polystyrène recouvertes de sulfates avec une concentration maximale en nanoparticules de 2% déposée sur des lames de verre. En fonction de la taille des particules et de leur concentration, différents motifs sont

observés. Pour ces colloïdes de 100 nm, avec des concentrations comprises entre 0.25% et 0.063% la formation de plusieurs anneaux concentriques a été observée. Pour l'ensemble de ces concentrations, les particules ont également été déposées au centre du résidu.

Dans cette étude, les expériences révèlent la formation de deux motifs différents en fonction de la concentration en nanoparticules : soit la formation d'un anneau ou d'un motif plus uniforme qui craquèle périodiquement. La formation de motifs périodique dans des gouttes de fluides biologiques a déjà été mise en évidence [7]. La dynamique de séchage qui est observée met en évidence deux régimes de séchage avec un premier piloté par la convection et la diffusion et un second par la diffusion uniquement à travers le dépôt solide de nanoparticules [8]. La formation du motif est fortement influencée par le mouillage sur le substrat. Nous avons démontré le lien entre le mouillage et la dynamique de la ligne triple [9]. La dynamique de la ligne triple et l'accrochage de cette dernière jouent un rôle fondamental sur le séchage. En conséquence, l'écoulement interne à la goutte est également fortement influencé.

Nous utilisons des nanoparticules de 24 nm de diamètre en polystyrène avec des concentrations allant de 0.01% à 5.70% déposées sur des substrats en Nuflon 16X afin d'avoir un accrochage de la ligne triple quelque soit les conditions opératoires. L'humidité est contrôlée et la température est enregistrée pour vérifier qu'il n'y a pas d'influence sur la dynamique d'évaporation. Ainsi, seule l'influence de la concentration en nanoparticules sur le motif est analysée. Nous mettons ainsi en évidence deux types de motifs par rapport à une concentration critique.

2. Dispositif expérimental

Le principe de l'expérience consiste à évaporer des gouttes de nanofluides dans une boîte à gant JACOMEX G-Box T2 de 314 litres régulée en humidité entre 13% et 85% (Fig. 1). Les nanoparticules de polystyrène dans une matrice d'eau sont iso-densité ainsi la concentration volumique est égale à la concentration massique. Les concentrations étudiées sont 0.01%, 0.05%, 0.11%, 0.23%, 0.47%, 1.15%, 2.30%, 4.80% et 5.70%. Les expériences sont réalisées à pression atmosphériques ($P = 1014 \pm 5$ hPa). La température et la pression atmosphérique sont mesurées par une station météorologique LUFFT [7].

La solution de nanofluides de départ est commerciale : Invitrogen® F8787 pour la stabilité et l'hétérogénéité des nanoparticules. La solution est stable due à la présence de groupement carboxylate sur la surface des nanoparticules. La concentration massique en nanoparticules de la solution de départ dans une matrice d'eau est 2.30% \pm 0.03%. Les solutions sont obtenues par dilution (pour les concentrations les plus faibles) ou par évaporation (pour les concentrations les plus élevées) depuis la concentration originale. Les dilutions sont effectuées avec l'eau distillée par pesée. En pesant des échantillons de plus de 10 ml, nous avons une incertitude totale sur la dilution de moins de 0.01%. En conséquence, l'incertitude sur les concentrations est prise égale à l'incertitude sur la concentration de départ ; à savoir : 0.03%. Les gouttes sont créées en utilisant une seringue Eppendorf X-Stream afin de conserver un volume de goutte constant égal à 7 μ l. Les gouttes sont déposées sur les substrats et pesées avec une balance Mettler Toledo XS 105. La résolution de la balance est de 10 μ g pour une masse maximale de 81g. Les masses des gouttes étudiées sont de 7 mg mais avec les substrats et les supports la masse totale pesée est de 20g.

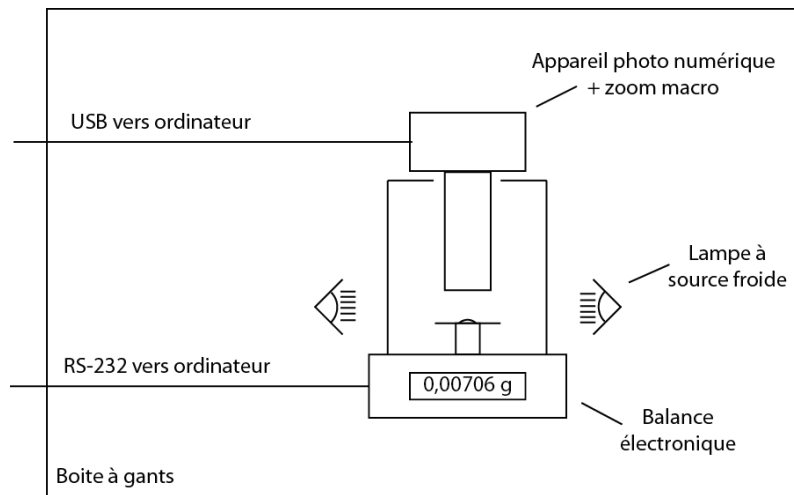


Figure 1 : Dispositif expérimental utilisé au sein de la boîte à gants.

Le signal de masse est enregistré sur un ordinateur à 10 Hz. La prise d'images est réalisée en utilisant un appareil photo numérique Canon EOS 7D avec une image prise toutes les 10 secondes. L'appareil est doté d'un zoom macro x1 à x5. L'appareil est à la verticale du substrat afin de suivre l'évolution du motif pendant le séchage. Nous prenons des clichés de 5184x3456 pixels sur une zone de 22.3 par 14.9 mm² en grossissement de x1. Avec un facteur de grossissement de x1, la résolution spatiale est 4.30 μm alors qu'avec un grossissement de x5, la résolution est de 0.86 μm. La visualisation est réalisée par le biais d'une lampe à source froide à 5000 +/- 270 K.

Le substrat est un disque d'aluminium de 10 mm de diamètre et de 0.5 mm d'épaisseur recouvert par CVD (Chemical Vapour Deposition) de Nuflon 16X avec une épaisseur de 20 à 30 μm (APS Coating, Bordeaux, France). La rugosité des substrats a été caractérisée en microscopie confocale (STIL Micromesure 2) et fait apparaître une rugosité moyenne standard de 1.736 μm rms. En utilisant des solutions de nanofluides à base d'eau, nous avons un encrage de la ligne triple pendant toute la durée de l'évaporation et un angle de mouillage initial de 70°. Le détail des angles de mouillages mesurés est fourni dans le tableau 1. Les rayons de mouillage de gouttes étant inférieurs à la longueur capillaire de l'eau, les gouttes ont une forme de calotte sphérique avec un volume donné par l'équation ci-dessous en fonction de l'angle de mouillage et du rayon de mouillage uniquement. L'angle de mouillage moyen est déterminé grâce à la connaissance précise de la masse de la goutte et de son diamètre. Pour cette étude, nous sommes en situation d'évaporation quasi-statique avec l'hypothèse que $C_v(1-H) \ll \rho_v$.

$$V(R, \theta) = \frac{\pi R^3 (1 - \cos\theta)^2 (2 + \cos\theta)}{3 \sin^3\theta}$$

3. Expériences

Pour toutes les expériences réalisées, les paramètres physiques sont mesurés comme la masse initiale (m_0), la masse finale (m_F), le diamètre de mouillage (d) le temps total de séchage (t_F), le temps de séchage diffusif (t_D) qui est obtenu en extrapolant linéairement la décroissance de

la masse de la goutte jusqu'à une masse nulle. Si l'angle de mouillage est inférieur à 40°, le débit d'évaporation d'une goutte ancrée est constant. Les angles de mouillage de nos gouttes sont de 70°, ceci engendre une légère non linéarité pour l'estimation du temps de séchage diffusif. Cependant dans un premier temps, cette approximation est acceptable pour analyser les données. Les masses et temps caractéristiques sont obtenus à partir des mesures expérimentales comme celle de la figure 2. L'incertitude sur la masse initiale est de 0.1 mg, sur le temps total d'évaporation et le temps de diffusif de 50 secondes ; sur les diamètres par analyse d'images de 2.2%.

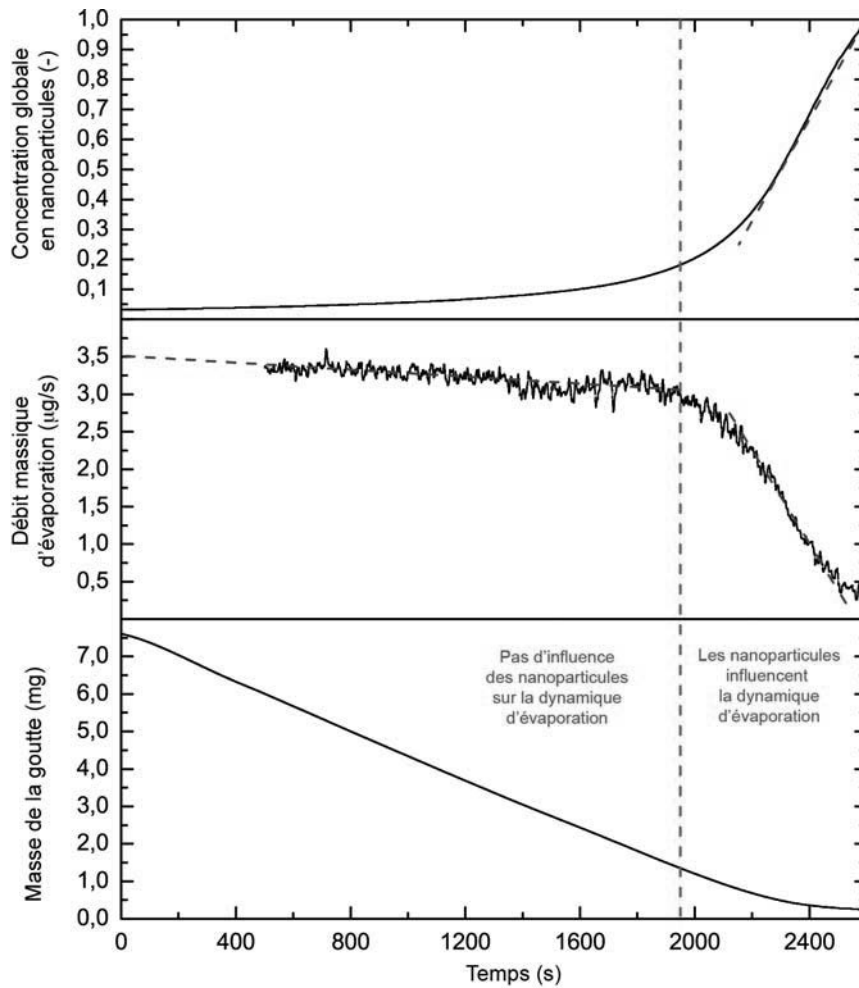


Figure 2: Evolution de la masse (figure du bas), débit massique d'évaporation (figure du milieu) et concentration globale en nanoparticules (figure du haut) pour une concentration initiale de 4.8% avec une humidité de 50%. La ligne pointillée bleu sur le débit d'évaporation matérialise un débit d'évaporation qui décroît avec la réduction de l'angle de mouillage. Deux phases d'évaporation peuvent ainsi être mises en évidence selon le comportement du débit d'évaporation.

A partir de l'évolution de la masse $m(t)$, nous obtenons le débit massique d'évaporation en dérivant la courbe de masse. La masse nous permet également d'accéder à l'évolution de la concentration massique moyenne. L'évolution du débit massique d'évaporation met en évidence une transition de régime avant 2000 secondes avec un changement d'une évolution linéaire vers une évolution non-linéaire. A cette même période de transition, la concentration massique globale augmente fortement. Le premier régime d'évaporation avec une

concentration globale inférieure à 20% est similaire à celui observé pour les fluides purs avec une ligne triple en rétractation (donc un flux massique d'évaporation décroissant due à la décroissance de l'angle de mouillage). La transition de régime observée à une concentration globale de 20% est donc clairement liée à la présence des nanoparticules qui altèrent l'écoulement dans la goutte.

4. Influence de la concentration sur le séchage et le motif

Les expériences sont réalisées en changeant la concentration en nanoparticules dans la boîte à gant à humidité constante réglée à 50%. Des gouttes de masses constantes et pesées sont évaporées. La masse moyenne est 7,03 mg +/- 6,0%. Toutes les expériences sont réalisées pour une température ambiante de 25°C +/- 0,6°C. La pression atmosphérique est mesurée pendant toute la durée de la campagne d'expériences 1013,4 hPa +/- 4,9 hPa. Les gouttes ont un angle de mouillage moyen de 67,5° +/- 8,1% c comme résumé dans le tableau 1.

Tableau 1: Ensemble des expériences réalisées à humidité constante de 50% pour différentes concentrations de nanofluides comprises 0.01% to 5.70%.

ϕ	m_0	t_F	d_E	d_I	w/r_E	\dot{m}	θ
%	mg	sec.	mm	mm	-	$\mu g/(s.mm)$	deg
5.70	7.4	2350	3.70	-	-	1.70	66.2
4.80	7.7	2450	3.71	-	-	1.70	59.2
2,30	7.4	2600	3.43	-	-	1.66	75.9
1.15	7.0	2250	3.43	2.64	0.169	1.82	73.6
0.47	6.4	2600	3.41	2.93	0.129	1.44	70.4
0.23	7.0	2600	3.67	3.24	0.104	1.50	65.0
0.11	6.7	2350	3.73	3.47	0.075	1.50	61.1
0.05	6.6	2200	3.55	3.34	0.064	1.73	66.9
0.01	7.1	2350	3.56	3.42	0.039	1.74	69.6

L'évaporation d'une goutte de nanofluides abouti à un motif qui est présenté en figure 3. Pour les concentrations en dessous de 1.15%, le motif met clairement en évidence la formation d'un anneau dont la largeur décroît avec la concentration. Cette formation d'anneau a déjà été observée par le passé par R. Deegan [4] en utilisant des solutions concentrées à 2% en masse de particules de polystyrène de 0.1 et 1 μm recouvertes de groupements sulfates. Les auteurs cependant n'ont pas étudiés l'influence de la concentration sur le motif. Dans notre étude, les concentrations inférieures à 0.01% ne sont pas étudiées car les incertitudes sont trop importantes et la détermination de la largeur n'est pas précise.

Deux types de motifs peuvent être observé en fonction de la concentration :

- pour des concentrations entre 0.01% et 0.47%, le dépôt forme un anneau sans nanoparticules au centre de la goutte séchée. La largeur de l'anneau décroît avec la concentration. Toutes les nanoparticules s'accumulent au niveau de la ligne triple puis finissent dans un anneau circulaire de largeur variable.
- Pour des concentrations au delà de 1.15 % et vérifié expérimentalement jusqu'à 5.70%, des nanoparticules se déposent au centre de la goutte séchée. Nous observons la

formation d'un motif en fleur avec un nombre de pétales qui diminue avec la concentration. Le diamètre final du dépôt diminue également avec les concentrations croissantes dues à une rétractation du bord du dépôt.

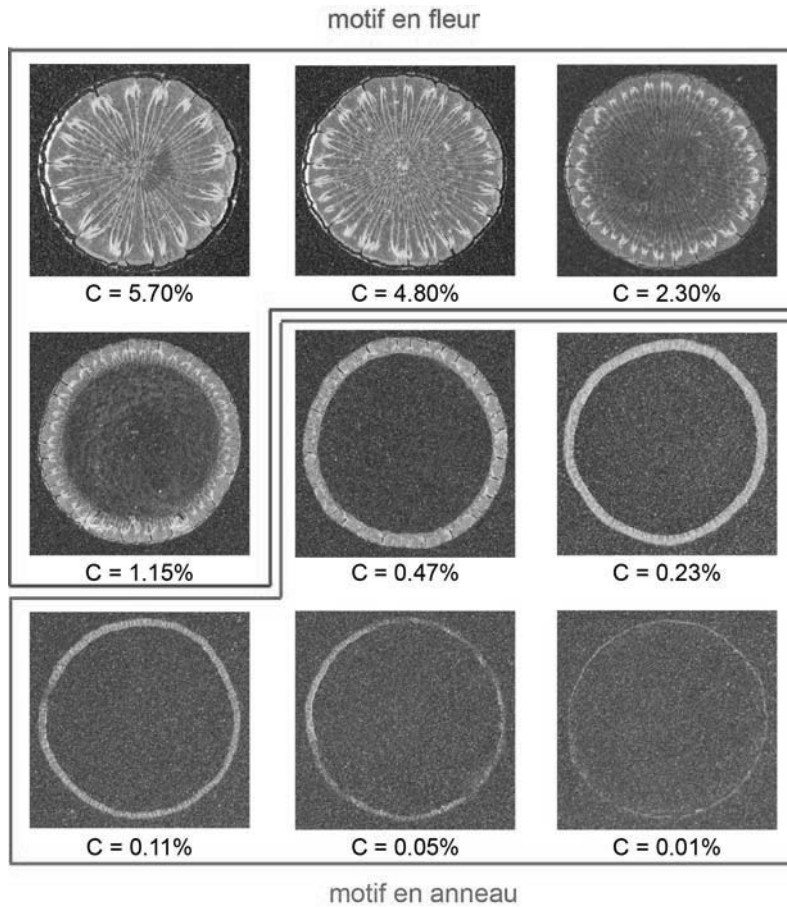


Figure 3: Influence de la concentration en nanoparticules pour des concentrations comprises entre 0.01% et 5.70% sur le motif final (humidité dans la boîte de 50%, température ambiante de 25°C).

A humidité constante, le débit massique global d'évaporation est de $1.63 \mu\text{g}/(\text{s}\cdot\text{mm}) \pm 8.0 \%$ quelque soit la valeur de la concentration. Ce débit massique d'évaporation est en accord avec l'équation suivante qui donne une approximation du débit massique d'évaporation avec une fonction de l'angle de mouillage approximée par Hu et Larson [12]. Ce débit massique théorique basé sur une limitation de l'évaporation par diffusion est de $1.54 \mu\text{g}/(\text{s}\cdot\text{mm})$ ce qui est dans l'incertitude de mesure.

$$-\frac{dm}{dt} = \pi R D c_v (1 - H) f_{HL}(\theta) \quad f_{HL}(\theta) = 1.3 + 0.27\theta^2$$

La figure 4 présente les évolutions normalisées de la masse m/m_0 en fonction du temps normalisé t/t_D en utilisant la masse initiale m_0 et le temps purement diffusif à angle de mouillage inférieur à 40° t_D . La ligne pointillée représente un débit massique d'évaporation constant. Un léger écart à la droite pointillée est noté correspond à la non linéarité due à l'angle initial de 70° .

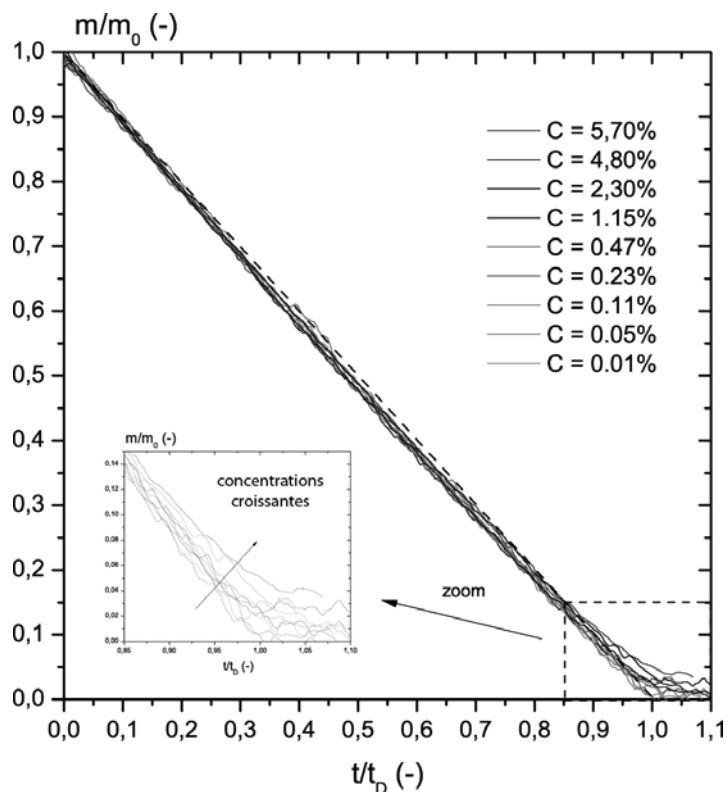


Figure 4: Evolution normalisée de la masse en fonction du temps pour des concentrations variant entre 0.01% et 5.70% (humidité ambiante de 50%). Insert présentant un zoom pour des temps adimensionnels entre 0.85 et 1.10 pour mettre en évidence l'influence de la concentration uniquement pour les concentrations les plus élevées.

Toutes les courbes de masses collapent en une seule courbe pour des temps adimensionnels inférieurs à 0.85. En analysant l'insert de la figure 4, on note que la concentration joue un rôle sur la dynamique finale d'évaporation en ralentissant l'évaporation. Le temps total d'évaporation est donc plus grand. Ceci s'explique la présence d'un second régime de transfert par diffusion à travers les couches de plus en plus épaisses de nanoparticules. Les courbes ne présentant pas d'écart flagrant au modèle diffusif pur en pointillé sont les motifs en anneaux tandis que les courbes qui présentent un écart croissant sont les motifs en fleur.

5. Conclusion

Nous avons étudiés la dynamique de séchage de gouttes de nanoparticules de polystyrène de 24 nm enrobée de carboxylate comme surfactant. La matrice fluide est de l'eau. Les concentrations varient entre 0.01% et 5.70%. Quelque soit la concentration en nanoparticules la dynamique de séchage est similaire jusqu'à 85% du temps de séchage pure diffusif. Les différences apparaissent quand les concentrations locales sont importantes c'est à dire pour des concentrations initiales supérieures de 1.15%. Pour ces memes concentrations élevées, le motif du dépôt final est en forme de fleur avec un nombre de pétale décroissant avec les concentrations croissantes. Pour les faibles concentrations, c'est à dire inférieur à 0.47%, le motif se résume à un anneau circulaire sans dépôt de nanoparticules au centre. L'épaisseur de cet anneau décroît avec la concentration en nanoparticules. Faute de place, d'autres résultats ont été obtenus sur la base de ces expériences, ils font l'objet d'un article qui sera soumis prochainement dans le journal Langmuir.

Références

- [1] V. H. Chhasatia, Y. Sun, Interaction of bi-dispersed particles with contact line in an evaporating colloidal drop, *Soft Matter*, Vol. 7, 10135–10143, 2011.
- [2] J. Conway, H. Korn, M. R. Fish, Evaporation Kinematics of Polystyrene Bead Suspensions, *Langmuir*, Vol. 13, pp. 426–431, 1997.
- [3] A. Marin, H. Gelderblom, D. Lohse, J.H. Snoeijer, Order-to-Disorder Transition in Ring-Shaped Colloidal Stains, *Physical Review Letter*, 085502, 2011.
- [4] R. D. Deegan, Pattern formation in drying drops, *Phys. Rev. E.*, Vol. 61, 475–485, 2000.
- [5] V. H. Chhasatia, A. S. Joshi, Y. Sun, Effect of relative humidity on contact angle and particle deposition morphology of an evaporating colloidal drop, *Applied Physics Letters*, Vol. 97, 231909, 2010.
- [6] L.V. Govor, G. Reiter, G.H. Bauer, J. Parisi, Nanoparticles ring formation in evaporating microsize droplets, *App. Phys. Lett.*, Vol. 84, 23 4774–4776, 2004.
- [7] D. Brutin, B. Sobac, B. Loquet, J. Sampol, Pattern formation in drying drops of blood, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 667, 85–95, 2011.
- [8] B. Sobac, D. Brutin, Structural and evaporative evolutions in desiccating sessile drops of blood, *Phys. Rev. E.*, Vol. 84, 011603, 2011.
- [9] B. Sobac, D. Brutin, Triple-Line Behavior and Wettability Controlled by Nanocoated Substrates: Influence on Sessile Drop Evaporation *Langmuir*, Vol. 27, 14999-15007, 2011.
- [10] K. Sefiane, J. Skilling, J. MacGillivray, Contact line motion and dynamic wetting of nanofluid solutions, *Adv. Coll. Interf. Sci.*, Vol. 138, 101–120, 2008.
- [11] S. Yafaei, T. Borca-Tasciuc, M. Z. Podowski, A. Purkayastha, G. Ramanath, P. M. Ajayan, Effect of nanoparticles on sessile droplet contact angle, *Nanotechnology*, Vol. 17, 2523-2527, 2006.
- [12] Hu H., Larson R., Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate, *J. Phys. Chem. B.*, Vol. 106, 1334-1344, 2002.
- [13] Monteux C., Lequeux F., Packing and Sorting Colloids at the Contact Line of a Drying Drop, *Langmuir*, Vol. 27, 2917-2922, 2011.

Remerciements

Nous remercions Florian Martinez pour la contribution aux expériences qu'il a réalisées.

Instabilités thermo-capillaires dans des gouttes d'éthanol s'évaporant à différents niveaux de gravité.

Florian CARLE*, Benjamin SOBAC, David BRUTIN

Laboratoire IUSTI UMR 7343 CNRS - Aix Marseille Université
5 rue Enrico Fermi, Technopôle de Château-Gombert - 13453 Marseille Cedex 13
*(auteur correspondant : florian.carle@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé - Cette étude expérimentale, réalisée en microgravité, se focalise sur la dynamique d'évaporation de l'éthanol, la formation et le comportement des instabilités thermo-capillaires qui se développent spontanément à la surface des gouttes. Le but est de comparer les résultats obtenus à une étude similaire dans des conditions normales de gravité afin de confirmer l'origine purement thermo-capillaire des instabilités. Une loi d'échelle permettant d'en prédire le nombre quelque soit le niveau de gravité est fournie.

Nomenclature

C_v	concentration de vapeur saturante, $kg.m^{-3}$	t	temps, s
D	coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$	T	température, $^{\circ}C$
g	constante de gravité terrestre, $m.s^{-2}$	V	volume, m^3
h	hauteur, m	<i>Symboles grecs</i>	
L_C	longueur capillaire, m	θ	angle de contact, -
L_v	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
m	masse, kg	<i>Indices et exposants</i>	
dm/dt	débit d'évaporation, $kg.s^{-1}$	a	ambient
N_W	nombre d'instabilités, -	i	initial
N_W^*	nombre d'instabilités adimensionné, -	s	substrat
Q	flux thermique, $W.m^{-2}$	evap	évaporation totale
R	rayon, m	lg	gravité normale
S	surface, m^2	μg	microgravité

1. Introduction

Les instabilités thermo-capillaires, aussi appelées instabilités de Marangoni, se développent durant l'évaporation de fluides quand le gradient de tension de surface est assez élevé. Quand la surface du fluide est statique, les instabilités sont créées en réponse aux gradients de température due à la variation de tension de surface avec la température. Elles ont été observées pour la première fois par Henri Bénard par une méthode optique sur des nappes liquide [1], puis étudiée par Anthony Pearson par une étude analytique piloté par des observations expérimentales et a montré le rôle de la tension de surface dans ce phénomène [2].

Marc K. Smith et Stephen H. Davis furent les premiers à mettre en évidence théoriquement un nouveau type d'instabilités appelé ondes hydro-thermiques (HTWs) et développèrent une théorie soulignant que les HTWs dépendent du nombre de Prandtl [3,4]. Pour de faibles nombres de Prandtl, les HTWs se propagent parallèlement aux gradients horizontaux de température alors que pour les nombres de Prandtl élevés, elles se propagent perpendiculairement. Ces modèles basés sur le nombre de Prandtl sont en accord avec le travail expérimental précédemment effectué par Pearson.

Garnier *et al.* [5] ont étudié expérimentalement les critères de développement et le comportement des ces instabilités. Ils ont investigué ces HTWs dans des systèmes pour différentes configurations géométriques circulaires à deux dimensions en imposant un gradient de température entre le centre et l'extérieur du récipient. Les caractéristiques géométriques du système (profondeur et largeur du fluide, longueur caractéristique du récipient) influencent très fortement les HTWs. Dans une configuration rectangulaire, les HTWs se déplacent des points froids vers points chauds avec un angle constant (HTW_1). Cependant, si la configuration permet aux HTWs de se propager dans toutes les directions (typiquement dans une configuration cylindrique), l'angle de propagation va changer en fonction du gradient de température (HTW_2).

Leur travail théorique [6] permet de prévoir les différents régimes d'instabilités en fonction de la hauteur et des propriétés physiques du fluide à l'aide de nombres sans dimensions (Nombre de Rayleigh Ra et de Marangoni Ma , nombre de Bond statique Bo et dynamique Bd). Ces calculs révèlent que les HTWs se forment dans des configurations dont la longueur caractéristique est inférieure ou égale à la longueur capillaire révélant la nature thermo-capillaire des instabilités. Cependant, les forces gravitaires ne sont pas nulles pour autant. Lors des expériences en configuration cylindrique, Garnier *et al.* ont observé un gradient de température vertical allant de la base du récipient vers la surface libre du fluide au niveau de formation des HTW_2 . Ce gradient, dû au refroidissement provoqué l'évaporation du liquide, déforme le profil de température horizontal et risque de former des rouleaux de convection gravitaires.

Les HTWs ont été également étudiées dans les gouttes sessiles. Cette configuration se rapproche des recherches de Garnier *et al.* (configuration cylindrique à deux dimensions) mais on se retrouve dans une géométrie à trois dimensions avec une surface libre incurvée. De plus, le gradient de température le plus élevé n'est plus horizontal (du centre de la flaque jusqu'à son extrémité), mais vertical (différence de température plus importante entre l'apex (centre de la goutte) et le substrat). Ce type de configuration a été étudié entre autres par Sefiane *et al.* [7] et Sobac *et al.* [8] par visualisation infrarouge, respectivement à température ambiante et pour des substrats chauffés. Différents fluides ont été utilisés : gouttes d'eau, de FC-72, d'éthanol et de méthanol. Les instabilités se développent spontanément lors de l'évaporation. L'étude dynamique temporelle de Sefiane *et al.* révèle l'influence de la volatilité du fluide et de la conductivité du substrat sur l'apparition et le nombre d'HTWs. De leur côté, Sobac *et al.* ont travaillé sur l'influence de la température du substrat et du volume des gouttes sur les instabilités.

Une seule étude expérimentale a été trouvée dans la littérature (étude de la convection thermo capillaire dans un anneau ouvert [9]). La microgravité permettrait de confirmer l'origine thermo-capillaire des HTWs et de montrer expérimentalement que la gravité n'a aucune influence sur le développement des instabilités.

Pour compléter les connaissances sur ce sujet, un bâti expérimental permettant l'étude de l'évaporation en microgravité a été construit en prenant pour modèle le banc d'essai de Sobac *et al.* [8] afin de pouvoir comparer les deux expériences (évaporation de gouttes d'éthanol sur un substrat chauffé) à deux niveaux de gravité différents (gravité normale sur Terre et microgravité en vol parabolique).

2. Dispositif expérimental

Le principe de l'expérience vise à créer une goutte d'éthanol (pure à 99,9%) sur un substrat chauffé et de suivre son évaporation grâce à une caméra infrarouge, un appareil photo numérique et un flux mètre thermique. La caméra infrarouge (Variocam HR Head, résolution

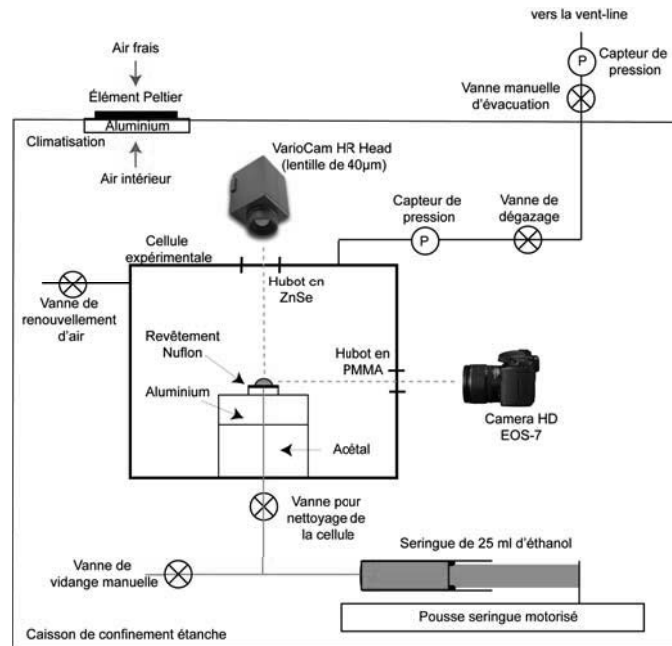


Figure 1 : Cellule expérimentale et équipements composants du dispositif expérimental embarqué pour la microgravité

640 par 480 pixels de $40\ \mu\text{m}$), placée sur le dessus de la goutte permet la visualisation des mouvements thermiques au sein de la goutte. L'appareil photo numérique (Canon HD EOS-7), positionné latéralement, permet de suivre l'évolution géométrique (rayon, angle de contact et hauteur de la goutte). Le flux mètre thermique, quant à lui, mesure le flux absorbé par la goutte et la température du substrat (voir Figure 1). Le flux mètre, de 10 mm de diamètre et de 0,6 mm d'épaisseur, est en cuivre afin de réduire la résistance thermique entre la source de chaleur et la goutte. Un revêtement de Nuflon de $10\ \mu\text{m}$ permet d'obtenir des angles de contacts inférieurs à $\theta < 40^\circ$. Une rugosité de $1,737\ \mu\text{m}$ permet l'accrochage de la ligne de contact de la goutte tout au long de l'évaporation. Les contacts sont réalisés à l'aide d'un adhésif de $54\ \mu\text{m}$ sur un bloc d'acétal chauffé à l'aide de deux cartouches chauffantes de 15W chacune régulées en température par un capteur PT-100 et un régulateur PID à $0,1^\circ\text{C}$ près. Une gamme de température comprise entre la température ambiante et 55°C est investiguée.

Au centre du substrat, un fin conduit de 0,7 mm de diamètre permet l'injection de l'éthanol sur le substrat. La goutte va alors s'évaporer dans une atmosphère composée d'air à la température $T_a = 18 \pm 1^\circ\text{C}$ et à une pression de $P_a = 835 \pm 2\ \text{mbars}$ (pression de la cabine lors du vol). Les conditions expérimentales de la cellule sont enregistrées à l'aide d'un capteur de pression et d'un thermocouple de type K.

Les expériences en microgravité sont réalisées à bord de l'avion A300-ZeroG de Novespace à Bordeaux-Mérignac. Cet avion est dédié aux vols paraboliques et permet obtenir 22 secondes de microgravité (10^{-2}g avec des variations de plus ou moins $0,05\text{g}$) encadrées par deux phases de 20 secondes chacune d'hypergravité à $1,8\text{g}$.

Les résultats expérimentaux obtenus en microgravité sont comparés avec des résultats obtenus en gravité normale selon le même principe (Sobac *et al.* [8]). Les deux différences majeures résident dans les conditions de pression (pression atmosphérique) et le rayon de mouillage des gouttes formées sur Terre (plus petit, typiquement de $R = 1,5 \pm 0,5\ \text{mm}$) pour éviter les déformations dues à la gravité. L'expérience terrestre permet l'utilisation d'une caméra plus performante (résolution de 640 par 512 pixels de $10\ \mu\text{m}$).

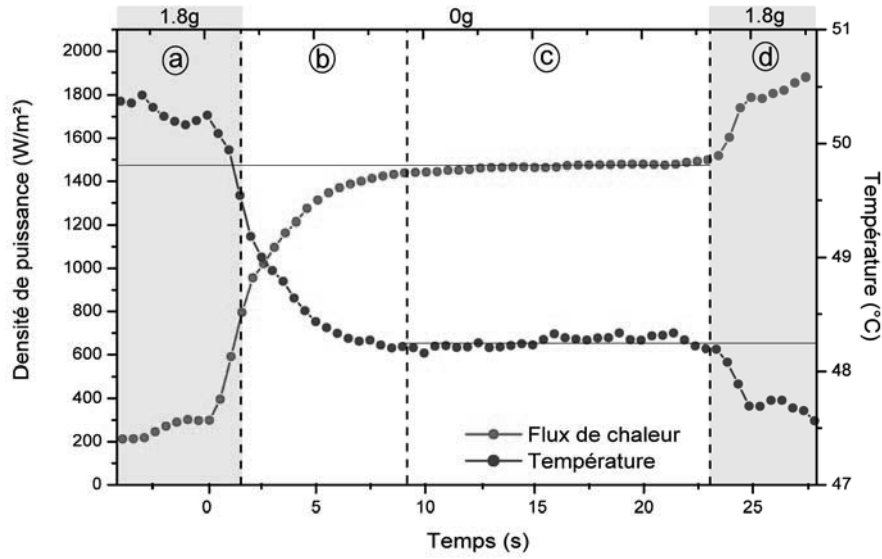


Figure 2 : Evolution du flux de chaleur et de la température

3. Résultats expérimentaux

3.1. Description d'une expérience type en microgravité

La figure 2 illustre l'évolution du flux de chaleur absorbé par la goutte et la température du substrat au cours d'une parabole. Le cas détaillé a été réalisé dans les conditions suivantes : $T_s = 50^\circ\text{C}$, $V = 14,1 \mu\text{l}$, $R = 4,35 \text{ mm}$, $h_i = 0,56 \text{ mm}$, $\theta_i = 23,2^\circ$). Cependant, des évolutions similaires sont observées quelles que soient les conditions expérimentales testées.

La première phase (a) que subit l'expérience est une phase d'hypergravité à 1,8g. Le substrat est sec à la température de consigne. Le flux mesuré par le fluxmètre durant cette phase correspond aux pertes par convection naturelle d'une plaque plane horizontale à 1,8g (environ 200W/m^2). Ensuite, une phase de microgravité lui succède.

A $t = 0\text{s}$, la goutte est créée par injection du fluide. Un régime transitoire est observé. La température du substrat diminue rapidement d'environ 2°C et le flux de chaleur augmente de près de 1200W/m^2 (phase b). Ces changements s'expliquent par la mise en température de la goutte couplée à l'étalement du liquide sur le substrat. Cette phase transitoire dure entre 5 à 8 secondes. Dès que le régime quasi-stationnaire est atteint (phase c), on observe que ces deux grandeurs restent constantes. L'évolution du débit massique d'évaporation est en accord avec le modèle théorique d'évaporation quasi stationnaire contrôlée par la diffusion en phase vapeur, implémenté avec la variation de la température de l'interface considérée comme isotherme à la température du substrat, supposé lui aussi isotherme. Le débit d'évaporation (dm/dt) est alors exprimé par l'équation (1) :

$$-\frac{dm}{dt} = \pi R D \Delta C_v f(\theta) \text{ avec } \Delta C_v = C_v(T_s) - C_v(T_a) \text{ et } f(\theta) = 1,3 + 0,27\theta^2 \quad (1)$$

avec R le rayon de la goutte, D le coefficient de diffusion, C_v la concentration de vapeur saturante et $f(\theta)$ la fonction dépendant de l'angle de contact prise selon l'approximation de Hu et Larson [17] (valable pour les angles compris entre 0 et 90°). Pour des angles inférieurs à

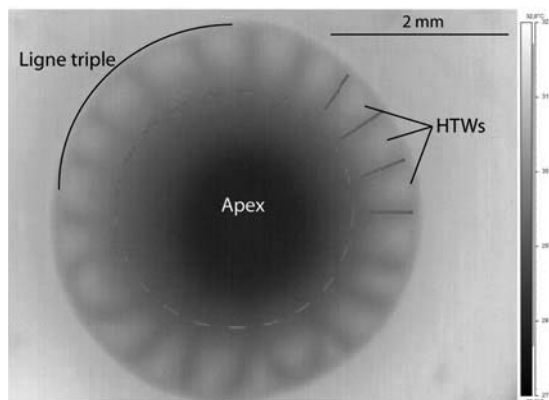


Figure 3 : Instabilités thermo capillaires en surface d'une goutte d'éthanol en gravité normale

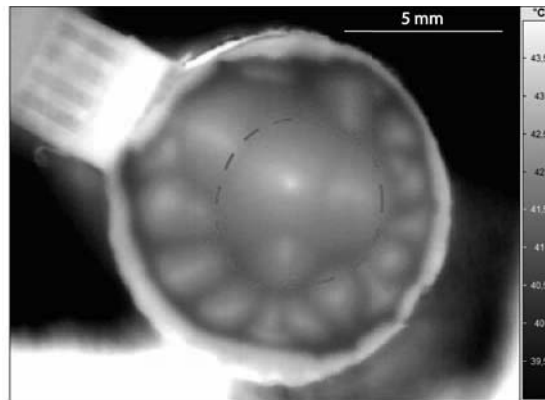


Figure 4 : Instabilités thermo capillaires en surface d'une goutte d'éthanol en microgravité

40°, on note que $f(\theta)$ est quasi-constante et tend vers 1,3. L'expression précédente se simplifie alors pour donner :

$$-\frac{dm}{dt} \approx 4RD\Delta C_v \quad (2)$$

L'équation (2) montre que la dépendance du débit massique d'évaporation par rapport à cet angle devient nulle et qu'il ne dépend plus que du rayon de la goutte pour des conditions atmosphériques similaires. Vu que le rayon de la goutte est constant pendant toute la phase c , le débit d'évaporation est constant pendant cette même période. En faisant un bilan de puissance, on peut retrouver à partir de la densité de flux la puissance Q :

$$Q = \frac{dm/dt L_v}{S} \quad (3)$$

avec L_v la chaleur latente de vaporisation et S la surface de la goutte. La puissance apportée à la goutte est donc constante au cours du temps lors de la phase c .

A la fin de la microgravité (phase d), on entre dans la deuxième phase d'hypergravité. Les mécanismes de convection gravitaire se remettent en place, augmentant le débit d'évaporation ce qui a pour conséquence une diminution de la température du substrat.

Lors de l'évaporation, on observe systématiquement le développement d'ondes hydrothermales à la surface de la goutte. La partie suivante est consacrée à l'étude de ces HTWs en microgravité et à la comparaison de leur dynamique avec des résultats obtenus en gravité normale.

3.2. Comparaison des écoulements en gravité normale et en microgravité

Lors de l'évaporation, des instabilités thermo capillaires se développent. Les figures 3 et 4 montrent ces HTWs dans deux gouttes s'évaporant sur un substrat chauffé pour deux niveaux de gravité. Dans les deux cas, les gouttes d'éthanol sont hémisphériques et leurs angles de contacts initiaux θ_i sont inférieurs à 40°. La goutte en gravité normale (figure 3) a un volume de 40 μl et un rayon de 1,68 mm ($Lc_{lg} = 1,7$ mm). Ces paramètres ont été choisis en fonction de la longueur capillaire Lc qui compare les forces capillaires et les forces gravitaires pour les deux niveaux de gravité. Pour ne pas subir de déformations dues à la gravité, le rayon de la goutte doit être inférieur à la longueur capillaire. La goutte en microgravité (figure 4) a un plus grand volume ($V = 53 \mu\text{l}$) pour répondre aux contraintes techniques mais son rayon ($R =$

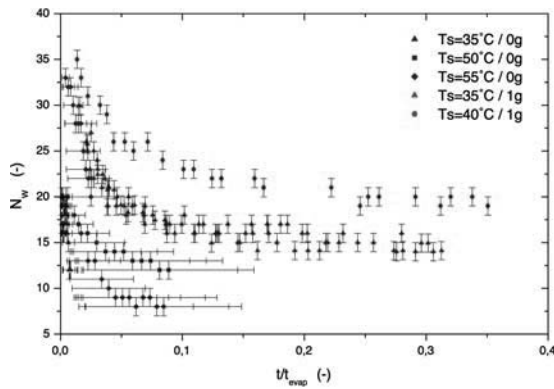


Figure 5 : Nombre d'instabilités (N_w) en fonction du temps normalisé

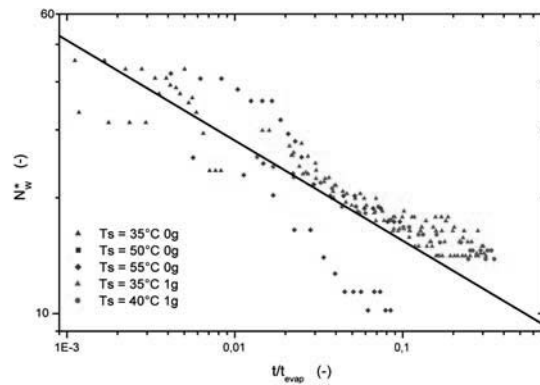


Figure 6 : Nombre d'instabilités adimensionnées (N_w^*) en fonction du temps normalisé

4,93 mm) n'a pas d'influence sur sa forme car il est toujours inférieur à la longueur capillaire en microgravité ($L_{c\mu g} = 7,5$ mm).

En gravité normale, un gradient thermique se développe au cours de l'évaporation entre l'apex de la goutte et la ligne de contact, engendrant un gradient de tension de surface. Ce gradient génère alors les instabilités thermo capillaires. Ces HTWs circulent radialement autour de l'apex là où la majeure partie de l'évaporation s'effectue. Elles sont espacées d'un angle quasi-constant suivant l'axisymétrie de la ligne triple. Deux dynamiques spatiales ont été observées. Les HTWs se propage ortho-radialement sur le contour de la goutte soit d'un point source vers un point puits, soit toutes dans le même sens sans direction privilégiée (horaire ou contre horaire) autour de la goutte suivant la température du substrat et la hauteur de la goutte [15].

En microgravité, le gradient de température est beaucoup moins net mais l'apex conserve une température inférieure à celle de la ligne triple. Dans cette configuration, les HTWs ont la même tendance qu'en gravité normale mais leurs mouvements ne sont pas aussi ordonnés. Les instabilités se développent au cours de la phase transitoire (figure 2, phase *b*). Lors du passage en régime quasi-stationnaire (phase *c*), les HTWs se propagent alors également d'un point source vers un point puits. Ces instabilités se propagent également sur le bord de la goutte mais leur angle de propagation n'est pas aussi constant qu'en gravité normale. Cela est notamment dû aux vibrations qui perturbent le vol de l'avion et résultent en une importante gigue du niveau de microgravité. Malgré ce manque de stabilité, l'évolution du nombre des HTWs, quelque soit le niveau de gravité est semblable.

En effet, le nombre d'HTWs diminue au cours du temps dû aux variations géométriques. La figure 5 montre cette évolution (nombre des HTWs N_w au cours du temps normalisé) pour différentes températures de substrat et différents niveaux de gravité. Les erreurs de mesure sur les points en microgravité sont plus importantes car le temps total d'évaporation n'est qu'une estimation (environ 240 secondes pour un substrat de 55°C contre 21 secondes de microgravité) obtenue par calcul à partir de la densité de flux :

$$t_{evap} = \frac{\rho V}{dm/dt} \tag{4}$$

Sobac *et al.* ont observé une évolution du nombre d'instabilités en loi de puissance avec une dépendance de la température du substrat et du volume. Les expériences en microgravité

montrent la même évolution en loi de puissance. Pour pouvoir comparer les décroissances pour les deux niveaux de gravité, les mesures ont été adimensionnées par rapport à L_c et ΔT afin de gommer les différences entre le diamètre des gouttes et la température du substrat afin de ne garder que la gravité comme paramètre variable :

$$N_w^* = N_w \frac{L_c}{d} \frac{T_s}{T_s - T_a} \quad (5)$$

Ce nombre adimensionné a été tracé dans la figure 6 en échelle log-log pour les mêmes séries d'expériences. On peut remarquer un regroupement des valeurs sur une droite d'équation du type $y = a.x^b$ avec $a = 8,5 \pm 0,5$ et $b = -0,26 \pm 0,02$ (droite noire). Les barres d'erreurs n'ont pas été affichées sur le graphique à cause de leur étalement exagéré en échelle logarithmique (erreur d'environ 10% pour les points en gravité normale et de 45% en microgravité). Malgré le bon regroupement des données, deux parties des points ont tendance à se séparer. Il y a donc un paramètre supplémentaire qui n'a pas été pris en compte dans cette adimensionnement. On peut considérer l'historique du substrat (dépôt de résidus ou usure du substrat) ou la non parfaite reproductibilité des formations de gouttes.

4. Conclusion

Les moyens mis en œuvre dans cette étude expérimentale ont permis la comparaison de deux gouttes d'éthanol s'évaporant sur un substrat chauffé à deux niveaux de gravité. La microgravité a confirmé les résultats obtenus sur Terre. L'absence de forces gravitaires en microgravité montre que le développement des HTWs est dû aux forces purement thermo-capillaires. Ce régime est également confirmé par l'analyse des nombres sans dimensions (Ra , Ma , Bo et Bd) pour l'évaporation en microgravité.

Durant le régime quasi-stationnaire, les HTWs ont le même comportement en microgravité qu'en gravité normale avec un déplacement en bord de goutte d'un point source à un point puits. Les différences de formes, tailles et de mouvements ont été gommées par l'utilisation d'un nombre adimensionné prenant en compte la température du substrat, le rayon de la goutte et la longueur capillaire pour des conditions de gravité différentes. D'une manière générale, l'évolution temporelle des HTWs sont similaires quelque soit le niveau de gravité et suit une loi de puissance.

Si ces résultats sont encourageants, d'autres études doivent être menées afin de déterminer de quels paramètres dépendent ces instabilités en s'appuyant sur le substrat, dont l'historique puisse avoir de l'influence sur le comportement des HTWs.

Aux vues de ces résultats, un changement du substrat va être effectué afin d'obtenir une ligne de contact circulaire en microgravité et permettre une meilleure reproductibilité. De plus, de manière à obtenir plus de précisions et de renforcer ces résultats, cette expérience va être envoyée en orbite à bord d'un satellite scientifique afin de suivre l'évaporation totale d'une goutte avec des niveaux de gravité mille fois supérieurs à ceux obtenus en vol parabolique avec une plage de temps de travail effectif de 15 heures fragmentables en périodes de dix à trente minutes.

Références

- [1] H. Bénard, "Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. - Méthodes optiques d'observation et d'enregistrement," *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, vol. 10, pp. 254-266, 1901.

- [2] J. R. A. Pearson, "On convection cells induced by surface tension," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, pp. 489-500, Mar. 1958.
- [3] M. K. Smith and S. H. Davis, "Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers. Part 2. Surface-wave instabilities," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 132, Jan. 1983.
- [4] M. K. Smith, "Instability mechanisms in dynamic thermocapillary liquid layers," *Physics of Fluids*, Jun. 1986.
- [5] N. Garnier and A. Chiffaudel, "Two dimensional hydrothermal waves in an extended cylindrical vessel," *European Physics Journal*, vol. 19, pp. 87-95, 2001.
- [6] N. Garnier, A. Chiffaudel, and F. Daviaud, "Hydrothermal Waves in a Disk of Fluid," *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures*, vol. 207, pp. 147-161, 2006.
- [7] K. Sefiane, A. Steinchen, and R. Moffat, "On hydrothermal waves observed during evaporation of sessile droplets," *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, vol. 365, no. 1-3, pp. 95-108, Aug. 2010.
- [8] B. Sobac and D. Brutin, "Thermocapillarity instabilities in an evaporating drop deposited onto a heated substrate," *Physics of Fluids*, Under revision 2011.
- [9] D. Schwabe, A. Zebib, and B.-C. Sim, "Oscillatory Thermocapillary Convection in Open Cylindrical Annuli. Part 1. Experiments Under Microgravity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 491, pp. 239-258, 2003.
- [10] D. Brutin, B. Sobac, F. Rigollet, and C. Le Niliot, "Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, no. 3, pp. 521-530, Apr. 2011.
- [11] H. Hu and R. G. Larson, "Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate," *J. Phys. Chem. B*, vol. 106, no. 6, pp. 1334-1344, 2002.

Remerciements

Nous souhaitons remercier le Centre National d'Études Spatiales pour son soutien financier lors de la campagne VP88 effectuée à Bordeaux – Merignac. Nous voulons également remercier le personnel de Novespace pour leur assistance durant cette campagne.

Dynamique de croissance d'une bulle lors de l'ébullition de l'eau à basse pression

Romuald RULLIERE*, Benjamin SIEDEL, Philippe HABERSCHILL

Université de Lyon, CNRS,
INSA-Lyon, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne, F-69621, France
Université Lyon 1, F-69622, France
*(auteur correspondant : romuald.rulliere@insa-lyon.fr)

Résumé – Un dispositif expérimental permettant de caractériser le phénomène d'ébullition en vase de l'eau pour des pressions comprises entre 0,9 et 4,8 kPa sur une surface horizontale a été réalisé. Des résultats ont été obtenus et comparés aux données présentes dans la littérature. La forme particulière de la bulle de taille centimétrique, ainsi que la croissance de celle-ci jusqu'au détachement suivi d'un jet de liquide ont été observées. Par ailleurs, les influences sur l'ébullition de la pression et de la hauteur de liquide ont été évaluées.

Nomenclature

h	hauteur, m	V	volume, m^3
P	pression, Pa	<i>Indices</i>	
\dot{q}	flux surfacique, $W.cm^{-2}$	adim	adimensionnel
R	rayon, m	eq	équivalent
t	temps, s	l	liquide
T	température, K	v	vapeur

1. Introduction

La technologie des systèmes de rafraîchissement d'air est amenée à évoluer afin de répondre aux nouvelles contraintes environnementales. Dans ce contexte, les systèmes à sorption apparaissent comme une alternative prometteuse. En effet, le fluide frigorigène utilisé est naturel et son impact sur le réchauffement climatique est nul. De plus, ces systèmes, qui fonctionnent grâce à une compression thermochimique, peuvent utiliser efficacement des sources d'énergie renouvelable telles que l'énergie solaire comme énergie primaire. Pour des applications de climatisation, le fluide frigorigène classiquement utilisé est l'eau (absorption : eau/bromure de lithium, adsorption : eau/silica gel). Dans ces applications, la température de l'eau dans l'évaporateur est d'environ 10 °C et la pression de saturation d'environ 10 mbar (1 kPa). A ces faibles pressions, les phénomènes de transfert de chaleur par ébullition sont mal connus. L'évaporateur doit être dimensionné au mieux pour répondre aux exigences de puissances à fournir, tout en limitant l'encombrement et en respectant les limites de résistance thermique et mécanique du système. Actuellement, la conception de ces échangeurs reste empirique. Une bonne connaissance des coefficients d'échange thermique, de la taille des bulles, des surchauffes nécessaires et de la limite d'ébullition nucléée (flux critique) dans ces domaines de pression et de température est donc indispensable. Un banc expérimental a été réalisé au laboratoire du CETHIL et permet de caractériser l'ébullition en vase de l'eau sur des surfaces planes horizontales de cuivre à très basse pression.

2. Dispositif expérimental

2.1. Description du banc expérimental

Le dispositif mis en place et testé est constitué d'une enceinte cylindrique en acier inoxydable de diamètre 200 mm et de hauteur 420 mm (fig. 1). Cette cuve est étanche (taux de fuite de $1 \text{ Pa}\cdot\text{min}^{-1}$ à 4 kPa) et peut admettre de très faibles pressions absolues, de l'ordre de 0,5 kPa. Tous les raccords utilisés sont conçus en technologie vide (classe ISO-K) afin d'assurer une bonne étanchéité. Pour la présente étude, elle est remplie d'eau distillée à l'état d'équilibre liquide-vapeur (le liquide occupant environ 30 % du volume).

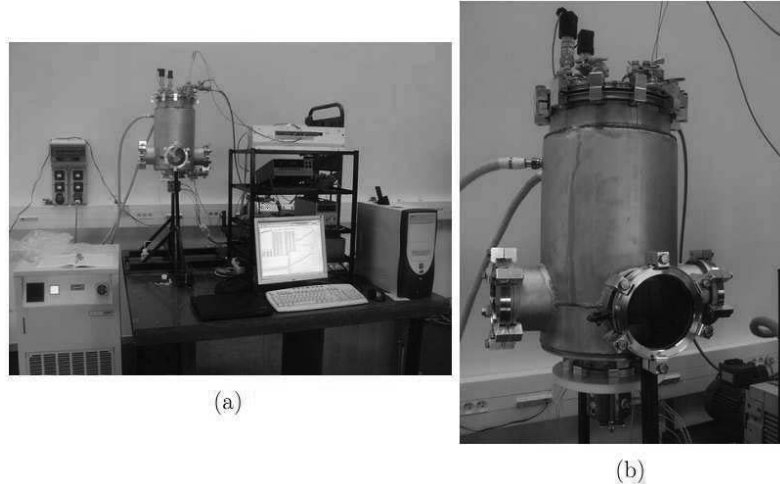


Figure 1 : (a) Vue d'ensemble du banc expérimental, (b) Enceinte sous vide

Trois hublots circulaires de diamètre 100 mm disposés sur la face latérale de l'enceinte permettent d'observer l'échantillon et l'ébullition qui se produit sur sa surface. L'enceinte est munie d'une double enveloppe dans laquelle circule de l'eau glycolée à 20 % avec un débit de $20 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, qui permet de réguler la température de l'eau entre $0 \text{ }^\circ\text{C}$ et $40 \text{ }^\circ\text{C}$. Deux capteurs de pression absolue piézorésistifs mesurent la pression de la vapeur. Ceux-ci fonctionnent sur les gammes 0-1 bar et 0-0,16 bar (précision $\pm 0,25 \%$ de l'étendue de mesure garantie par le constructeur). Deux thermocouples de type K sont plongés dans la cuve pour mesurer les températures de la vapeur et du liquide. L'acquisition des mesures de température et de pression est réalisée grâce à une carte d'acquisition Keithley 7700 reliée à une centrale d'acquisition 2701. Un tuyau flexible transparent relié à l'enceinte permet d'estimer la hauteur de liquide dans la cuve. Deux vannes, situées respectivement en haut et en bas de l'enceinte permettent le raccordement d'une pompe à vide afin d'éliminer les gaz incondensables durant le remplissage ou en cours de fonctionnement (en cas d'entrée d'air) ainsi que le remplissage et la vidange en eau de la cuve.

2.2. Description de l'échantillon

La zone d'étude de l'ébullition est un disque horizontal de surface $15,9 \text{ cm}^2$ de cuivre correspondant à la paroi supérieure de l'échantillon (fig. 2). L'échantillon est un cylindre de cuivre de diamètre 45 mm et de hauteur 120 mm. Sept thermocouples de type K sont positionnés le long de celui-ci pour estimer avec précision le flux traversant l'échantillon et la température de sa surface supérieure. Le cuivre a été choisi principalement pour sa conductivité thermique élevée ($398 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Un second cylindre en cuivre de diamètre supérieur est solidaire de l'échantillon et sert de logement aux cartouches chauffantes. Trois cartouches chauffantes d'une puissance maximale de 600 W chacune sont insérées dans la partie inférieure

de l'échantillon en cuivre et permettent d'imposer le flux dégagé par la surface de l'échantillon. L'échantillon est fixé sur l'enceinte à l'aide d'un support en PTFE (isolant thermique). Une résine époxy bicomposants de très faible conductivité thermique assure la liaison entre les deux.

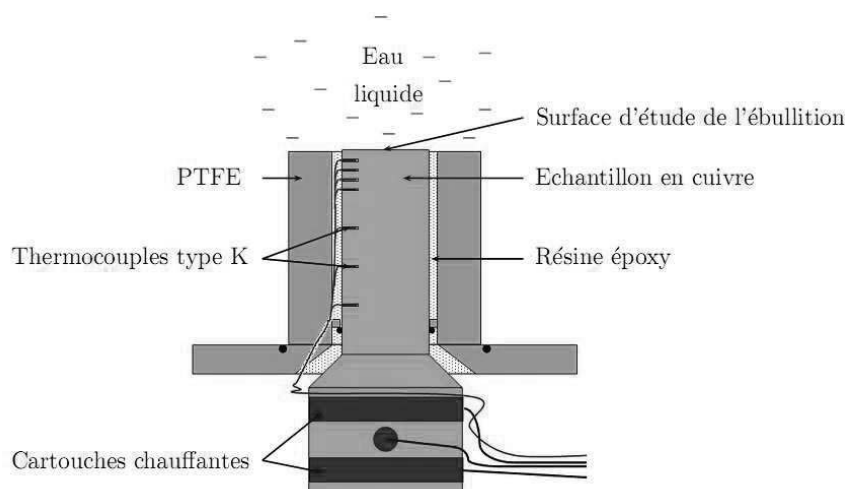


Figure 2 : Schéma de l'échantillon en cuivre, de son support et de son instrumentation

Un microscope confocal a été utilisé pour caractériser l'état de surface de la zone d'étude et notamment l'ordre de grandeur de la rugosité, paramètre influençant le déclenchement de l'ébullition. Deux types de surface ont été étudiées : une première dite « rugueuse » où 99 % des rugosités ont une valeur absolue inférieure à $3,2 \mu\text{m}$ et une seconde dite « polie » avec une rugosité de $1,8 \mu\text{m}$ et munie en son centre d'un site artificiel conique de diamètre $400 \mu\text{m}$ et de profondeur $950 \mu\text{m}$ (angle de 24°).

2.3. Visualisation des bulles

Afin d'étudier la dynamique de croissance des bulles et de caractériser les régimes d'ébullition, la visualisation des bulles est effectuée à l'aide d'une caméra rapide Photron à travers un hublot circulaire positionné sur la cuve et permettant d'observer de façon rasante la surface d'étude de l'ébullition. Pour les présents travaux expérimentaux, la fréquence d'acquisition de la caméra est réglée à 1000 ou 3000 images par seconde pour obtenir le meilleur compromis entre vitesse d'acquisition et taille de l'image (512×512 pixels). Les photographies numériques sont analysées avec le logiciel de traitement Octave. La détection des contours de la bulle permet de déterminer les caractéristiques géométriques de la bulle, telles que le volume de celle-ci ou la position de son centre de gravité au cours de sa croissance. Les photographies ne décrivant la bulle qu'en deux dimensions, il est nécessaire d'utiliser une hypothèse d'axisymétrie par morceaux pour caractériser les paramètres géométriques de la bulle.

3. Résultats expérimentaux et analyse

Les résultats expérimentaux présentés ont été menés dans de l'eau légèrement sous-refroidie ($0,5 - 3 \text{ K}$) pour des pressions de vapeur comprises entre $0,9$ et $4,8 \text{ kPa}$. Pour des pressions faibles, la pression exercée par la hauteur de colonne de liquide au-dessus de la surface d'étude de l'échantillon n'est plus négligeable. Dans notre cas, la hauteur de liquide est $h_1 = 0,12 \text{ m}$ ce qui entraîne une différence de pression de $1,2 \text{ kPa}$. Dans les résultats présentés, les pressions indiquées seront, sauf mention contraire, les pressions de la vapeur.

3.1. Dynamique de croissance d'une bulle

3.1.1. Forme d'une bulle

La figure 3 présente la visualisation avec la caméra rapide de la croissance d'une bulle à $P_v = 1,8 \text{ kPa}$ et $T_l = 13 \text{ °C}$. La forme de la bulle au cours de sa croissance est très similaire à celle proposée par les travaux de Van Stralen *et al.* [1] pour une pression de 4,08 kPa.

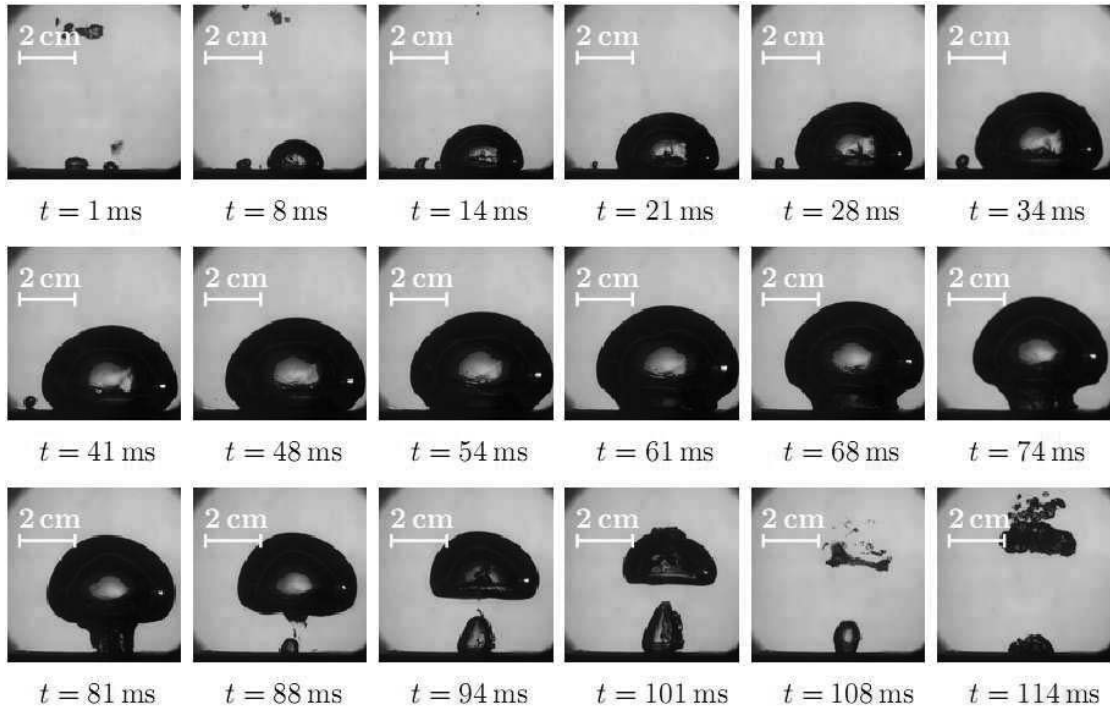


Figure 3 : Forme d'une bulle au cours de sa croissance,
 $P_v = 1,8 \text{ kPa}$, $T_l = 13 \text{ °C}$, $\Delta T = 34 \text{ K}$, $\dot{q} = 8,3 \text{ W.cm}^{-2}$

Aux premiers instants de la croissance ($t < 50 \text{ ms}$), la bulle est hémisphérique et le rayon de la zone asséchée augmente. Ensuite, la bulle continue de grandir, mais le rayon de la base diminue pour laisser place à un pied de bulle qui s'affine progressivement. La partie supérieure a une forme de sphéroïde, le rayon de courbure vertical étant inférieur au rayon de courbure horizontal. Juste avant le détachement, la bulle a une forme de champignon, la partie supérieure n'évoluant que très peu tandis que le pied devient rapidement très fin avant de se détacher. Immédiatement après le détachement, un jet de liquide pénètre dans la partie inférieure de la bulle, tandis qu'une partie de la vapeur se condense, puis traverse complètement celle-ci avant que la bulle n'implose. Par ailleurs, un jet de vapeur accroché à la paroi croît pendant une quinzaine de ms avant d'imploser également.

La plupart des travaux de la littérature, réalisés à pression atmosphérique, font état de deux phases de croissance, l'une contrôlée par l'inertie du liquide et l'autre régie par la diffusion de la chaleur vers la bulle. A basse pression, seule la phase de croissance inertielle (ou isotherme) entre en jeu avant le détachement de la bulle, le temps de transition vers la phase de croissance isobare n'étant jamais atteint. La croissance gouvernée par la diffusion thermique n'étant jamais atteinte, les forces d'inertie sont très importantes devant la tension superficielle tout au long de la croissance. La bulle n'a donc pas une forme sphérique mais plutôt une forme de champignon.

3.1.2. Croissance d'une bulle

Le traitement d'images a permis de définir le volume de la bulle à chaque instant de sa croissance. Ce volume de bulle permet de définir un rayon équivalent R_{eq} correspondant au rayon d'une bulle sphérique de même volume. La figure 4 décrit l'évolution du volume adimensionnel de la bulle en fonction du temps de croissance adimensionnel pour une croissance de bulle dans un liquide légèrement sous-refroidi (3 K), sur la surface rugueuse ($P_v = 1,8$ kPa, $T_1 = 13$ °C, $\Delta T = 34$ K, $\dot{q} = 8,3$ W.cm⁻²). Le volume augmente dans un premier temps avec une dépendance $V \sim t^{1,5}$. A partir de $t_{adim} = 0,5$, la croissance est moins forte avant que le volume de la bulle atteigne un maximum pour $t_{adim} = 0,7$ et diminue par la suite. Cette forme particulière de la courbe est probablement due au sous-refroidissement du liquide environnant. En effet, les diamètres atteints étant de taille centimétrique, l'interface de la bulle va rapidement sortir de la couche limite thermique et être en contact avec du liquide sous-refroidi qui va recondenser une partie de la vapeur proche du dôme de la bulle. De plus, du liquide froid vient recirculer à proximité de l'interface lorsque le diamètre de la base de la bulle diminue. A pression atmosphérique, les auteurs annoncent une croissance en $R_{eq} \sim t$ pendant la phase de croissance inertielle puis en $R_{eq} \sim t^{0,5}$ pendant la phase de diffusion. A basse pression, seule la phase inertielle a lieu. Les résultats obtenus lors de cette étude montrent une croissance de bulle beaucoup plus lente, mais dans le cas de la surface polie (résultats non présentés), les résultats sont comparables à ceux de Yagov [2] qui donne une loi intermédiaire entre la croissance contrôlée par l'inertie et celle contrôlée par la diffusion, avec une dépendance $R_{eq} \sim t^{0,75}$ (soit $V \sim t^{2,25}$). Le sous-refroidissement du liquide environnant peut ralentir la croissance de bulle et expliquer les résultats obtenus.

La figure 5 décrit, quant à elle, l'évolution de l'ordonnée du centre de gravité de la bulle au cours de sa croissance, avec une hypothèse de masse volumique uniforme dans l'ensemble de la vapeur. Les résultats de quatre bulles différentes obtenues dans des conditions expérimentales identiques donnent des résultats similaires.

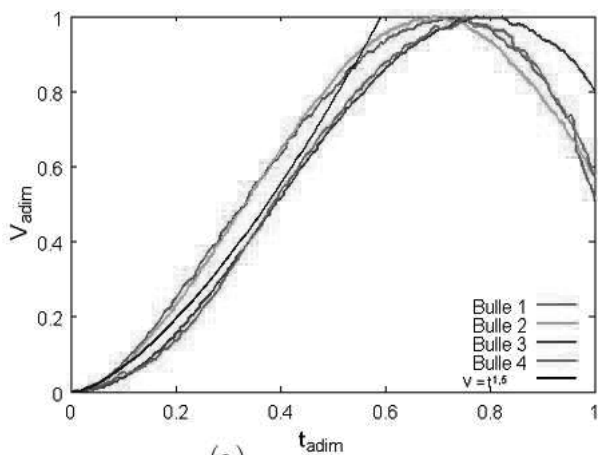


Figure 4 : Croissance de bulle sur surface rugueuse

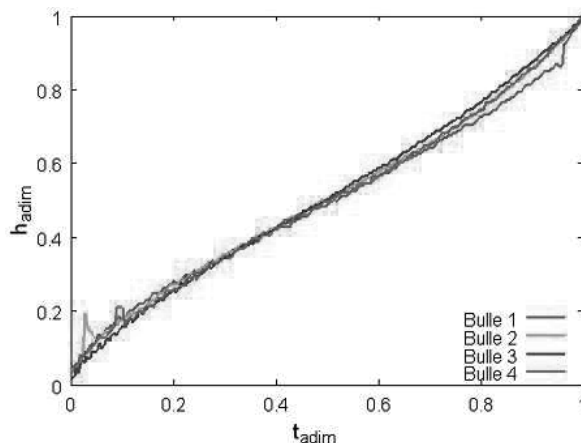


Figure 5 : Ascension du centre de gravité

Dans un premier temps ($t_{adim} < 0,45$), la vitesse d'ascension du centre de gravité de la bulle décroît. Cette phase correspond à la croissance hémisphérique de la bulle, où celle-ci va s'étendre surtout dans un plan horizontal et assécher la surface d'étude. Dans un second temps, l'ascension de la bulle va s'accélérer, quand la base de la bulle va s'affiner pour laisser place à un pied de bulle puis au détachement. La croissance de bulle est très rapide, avec des vitesses d'interface de l'ordre de 1 m.s⁻¹. Il est à noter que les tailles importantes de bulle ne permettent

pas de négliger les différences de pression dans et autour de la bulle, la pression de vapeur saturante pouvant être différente au sommet de la bulle et à la base de celle-ci.

3.1.3. *Diamètre de détachement*

Plusieurs travaux relatés dans la littérature (Fritz [3], Zuber [4], Cole et Rohsenow [5], Nishikawa *et al.* [6], Borishanskiy *et al.* [7], Jensen et Memmel [8]) ont conduit à des corrélations déterminant le diamètre de détachement des bulles, ceux-ci se basant pour la plupart sur un équilibre des forces agissant sur la bulle. Toutes les équations proposées s'accordent sur le fait que le diamètre de détachement augmente lorsque la pression diminue. Cela est également confirmé expérimentalement par les travaux de Van Stralen *et al.* [1]. Cependant les corrélations précédentes ont été établies dans des domaines de pression supérieurs à ceux étudiés dans notre étude. A basse pression, le bilan des forces ne peut pas être réalisé dans un environnement statique. En effet, dans le cas de l'eau, la masse volumique de la vapeur chute d'un facteur 60 entre 10 °C et 100 °C et la vitesse de celle-ci est donc beaucoup plus importante qu'à pression atmosphérique. De plus la variation de volume étant très importante, les forces d'inertie augmentent fortement et ne sont plus négligeables.

Plusieurs essais de visualisation de bulles effectués dans des conditions expérimentales identiques, sur la surface rugueuse, ont permis de mettre en évidence une disparité des diamètres de détachement des bulles. Le diamètre équivalent prend en effet des valeurs comprises entre 24 mm et 90 mm tandis que le temps de détachement varie entre 70 et 120 ms. En revanche, lorsque la surface est polie, on obtient des bulles de diamètre supérieur à 150 mm au déclenchement de l'ébullition. Cette différence peut s'expliquer par une surchauffe de la paroi beaucoup plus importante au moment de la nucléation et un liquide probablement plus chaud également dans les zones proches de la surface, qui vont favoriser la croissance de la bulle et limiter sa recondensation à l'interface liquide-vapeur.

Ces mesures expérimentales de diamètre ont été comparées à diverses corrélations existantes dans la littérature [5, 6, 7, 8]. La pression de référence utilisée pour les points de mesure est la pression calculée à la surface de l'échantillon. Les valeurs de la présente étude en surface rugueuse sont inférieures à la plupart des corrélations. Cela peut être dû à un léger sous-refroidissement (3 K) du liquide présent dans l'enceinte qui empêche la vaporisation du liquide à l'interface de la bulle. Cependant, lorsque le sous-refroidissement est plus faible et que la surface est polie, la taille des bulles évaluée est comparable aux corrélations de Jensen et Memmel [8] et de Nishikawa *et al.* [6].

3.1.4. *Jet de vapeur et de liquide*

Comme cela a été indiqué par Van Stralen *et al.* [1], un phénomène particulier suit le détachement des bulles. En effet, comme on peut l'observer sur les visualisations figure 6, un jet de liquide suit la bulle immédiatement après le détachement et pénètre dans celle-ci, jusqu'à la traverser complètement. Il est possible que ce jet soit une cause directe de l'implosion de la bulle puisqu'il vient perturber fortement l'interface du dôme de celle-ci. D'après [1], ce jet est une conséquence directe d'un saut de pression suivant le détachement de la bulle. De plus, la force ascensionnelle étant proportionnelle à R^{10} , son influence est très largement augmentée pour des bulles obtenues en très basse pression, de taille centimétrique, voire décimétrique et les mouvements de liquide suivant le détachement sont donc considérables. Ohue *et al.* [9] ont observé, à l'aide de traceurs, les mouvements de liquide entourant une bulle de vapeur d'eau à une pression de 2,4 kPa. Ils montrent que dans la phase de croissance où la surface asséchée

diminue et que la bulle prend une forme de champignon, le liquide vient recirculer autour du pied de bulle pour finalement détacher celle-ci. Immédiatement après le détachement, un jet de liquide suit la bulle dans son ascension. De tels jets de liquide peuvent entraîner une dépression au niveau de la surface, celle-ci étant par ailleurs fortement surchauffée après son assèchement. Ainsi, un noyau de vapeur grandit très rapidement après le détachement de la bulle et suit l'ascension de celle-ci, avant de se recondenser, refroidi par le liquide alentour.

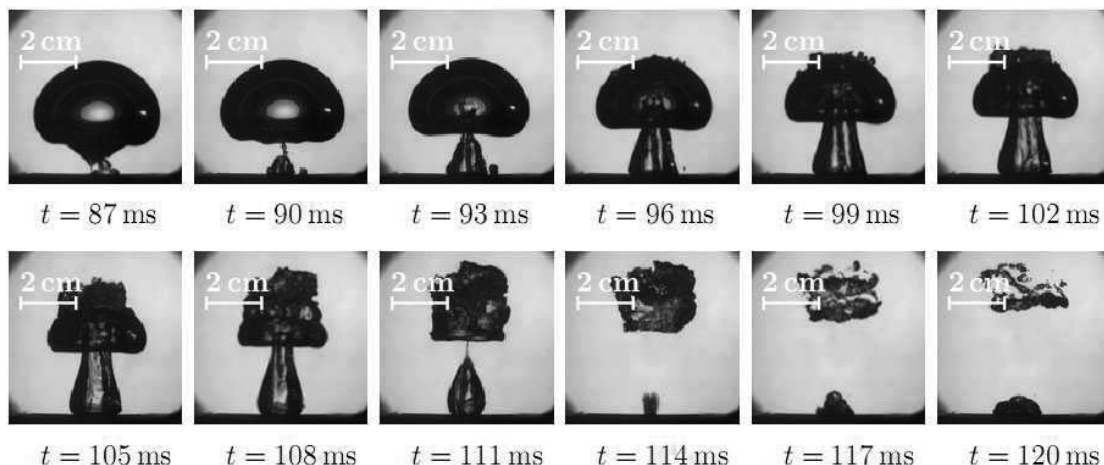


Figure 6 : Jet de vapeur suivant le détachement d'une bulle
 $P_v = 1,8 \text{ kPa}$, $T_l = 13 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta T = 34 \text{ K}$, $\dot{q} = 8,3 \text{ W.cm}^{-2}$

3.2. Courbe d'ébullition et coefficient de transferts thermiques

La courbe d'ébullition a été tracée pour des pressions de vapeur comprises entre 1,1 et 4,8 kPa. Les résultats sont présentés figure 7 et montrent que la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition augmente lorsqu'on diminue la pression. De plus, il apparaît, quelle que soit la densité de flux, que le coefficient d'échange thermique est meilleur pour des pressions élevées. Dans l'ensemble de cette étude, le flux critique n'a pas été atteint.

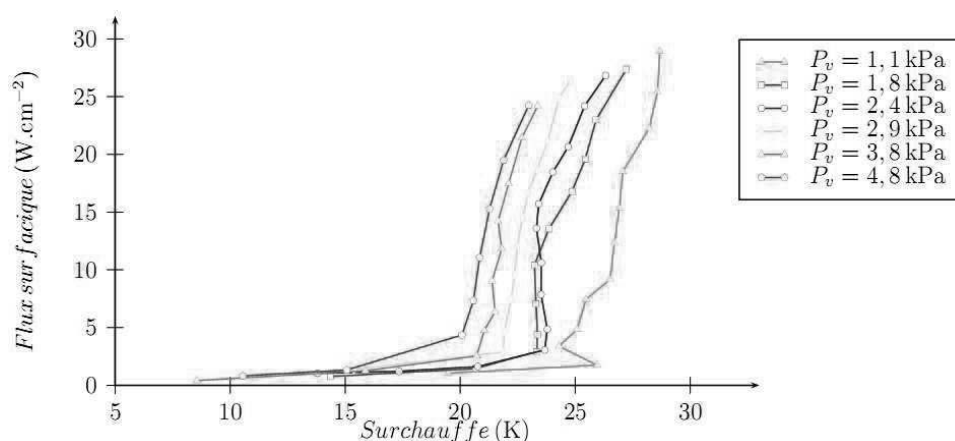


Figure 7 : Courbes d'ébullition pour des pressions comprises entre 1,1 et 4,8 kPa

La pression au niveau de la surface d'étude étant liée à la hauteur d'eau, cette dernière influence également la courbe d'ébullition (fig. 8). En effet, puisque la pression est plus élevée lorsque la hauteur de colonne d'eau augmente, le déclenchement de l'ébullition est plus rapide pour les fortes hauteurs d'eau et les échanges thermiques sont également meilleurs.

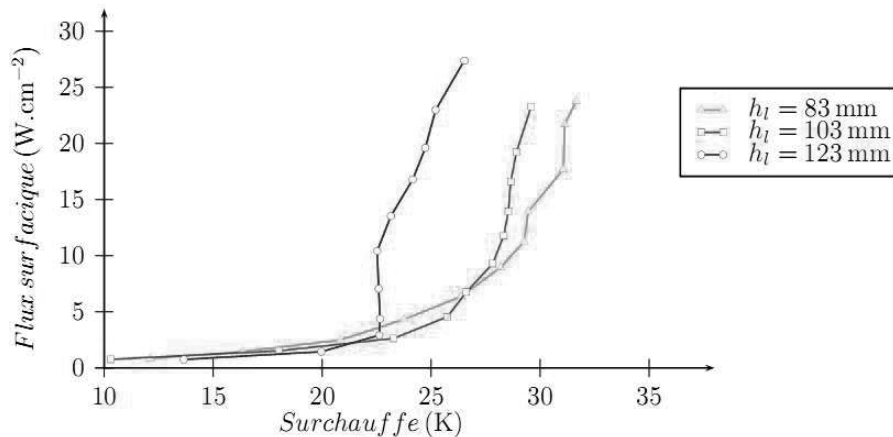


Figure 8 : Influence de la hauteur d'eau sur la courbe d'ébullition, $P_v = 1,8 \text{ kPa}$

4. Conclusion

Afin d'étudier la dynamique de croissance d'une bulle lors de l'ébullition de l'eau sur une surface horizontale pour des pressions inférieures à 5 kPa, un dispositif expérimental a été mis en place et instrumenté. Les résultats obtenus confirment les tendances présentées dans la littérature en ce qui concerne la forme des bulles et les diamètres de détachement. Les bulles observées à l'aide d'une caméra rapide ont une forme particulière de champignon de taille centimétrique et un modèle de bulle sphérique ne peut correctement être appliqué. De plus, un jet de liquide suivant le détachement de la bulle a été mis en évidence. Des expériences ont également été menées pour étudier l'influence de la pression sur la courbe d'ébullition. La diminution de la pression entraîne des surchauffes plus importantes de la paroi et une dégradation des échanges thermiques avec le fluide. Enfin, des essais effectués avec différents remplissages de l'enceinte ont mis en évidence l'importance, dans ce domaine des basses pressions, de la pression due à la hauteur de liquide.

Références

- [1] S. J. D. Van Stralen, R. Cole, W. M. Sluyter, M. S. Sohal, Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures, *IJHMT*, 18 (1975) 655-669
- [2] V. V. Yagov, Bubble growth rate at pool boiling in wide range of reduced pressures. *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics*, (2001) 331-336
- [3] W. Fritz, Berechnung des Maximalvolumen von Dampfblasen, *Phys. Zeitung*, 36 (1935)
- [4] N. Zuber, Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer. *Report AECU-4439*, U.S., Atomic Energy Commission, (1959)
- [5] R. Cole and W. M. Rohsenow, Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids, *Chem. Engineering Prog. Symposium Series No. 92*, 65 (1968) 211-213
- [6] K. Nishikawa et al., *Japan Society of Mechanical Engineers*, 42 (1976)
- [7] V. M. Borishanskiy, G. N. Danilova, M. A. Gotovskiy, A. V. Borishanskiy, G. P. Danilova, A. V. Kupriyanova, Correlation of data on heat transfer, and elementary characteristics of the nucleate boiling mechanism, *Heat Transfer Soviet Research*, 13 (1981) 100-116
- [8] M. K. Jensen, G. J. Memmel, Evaluation of bubble departure diameter correlations, *8th Int. Heat Transfer Conf.*, 4 (1986) 1907-1912
- [9] H. Ohue, W. J. Yang, G. Kawashima, Convective flow around a single bubble during growth and departure, *Proc. of the 11th Int. Conf. on Thermal Engineering and thermogrammetry*, (1999) 232-237

Étude expérimentale de l'influence de la thermique du substrat sur l'évaporation d'une goutte sessile

Benjamin SOBAC*, **David BRUTIN**

Laboratoire IUSTI UMR 7343 CNRS – Aix-Marseille Université
5, rue Enrico Fermi – Technopôle de Château-Gombert – 13453 Marseille Cedex 13
*(auteur correspondant : benjamin.sobac@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé - Nous investiguons expérimentalement dans cette étude l'influence des propriétés thermiques du substrat sur l'évaporation d'une goutte d'eau avec accrochage de la ligne triple. Le rôle de la température du substrat ainsi que les effets des propriétés thermiques du substrat sur l'évaporation d'une goutte sont étudiés. Les résultats obtenus sont comparés avec le modèle théorique d'évaporation quasi-stationnaire contrôlée par la diffusion dans la phase vapeur implémenté avec l'évolution de la température d'interface supposée isotherme à la température du substrat ainsi que des études numériques. Il apparaît que le modèle théorique permet une bonne description du processus d'évaporation à température ambiante, montrant que l'aspect thermique est négligeable dans cette configuration. Avec l'augmentation de la température, les effets thermiques ne sont plus négligeables. Les résultats montrent que le modèle comprend l'essentiel de la physique du problème et décrit qualitativement l'influence de la température. Cependant, il apparaît la nécessité pour devenir quantitatif de développer un modèle d'évaporation prenant en compte la convection gravitaire ainsi que la thermique du substrat.

1. Introduction

L'étude de l'évaporation d'une goutte sessile a fait l'objet d'un intérêt croissant ces dernières années en raison du rôle important de ce processus dans de nombreuses applications nouvelles. On le retrouve, par exemple, dans le séquençage et la cartographie ADN, les surfaces auto-nettoyantes, les technologies d'impression et de dépôts, la fabrication de nouveaux appareils électroniques et optiques ou encore les tests médicaux. Les nombreuses investigations ont permis une importante amélioration dans la compréhension et la description du phénomène [1-4]. Un accent particulier a été placé sur les problèmes de mouillabilité pendant l'évaporation et l'interaction entre ces deux phénomènes. Cependant, ce processus est toujours aujourd'hui un important problème de physique due à la complexité des mécanismes associés : dynamique fluide, physico-chimie du substrat, et transfert de chaleur et de masse.

De nombreuses études se sont intéressées à l'influence des propriétés de surface du substrat sur la mouillabilité d'une goutte sessile [5]. L'énergie de surface et la rugosité sont connus comme les deux paramètres clés gouvernant l'angle de contact d'une goutte. La compréhension du rôle complémentaire de ces deux paramètres de surface ont permis le développement de surfaces texturées permettant d'obtenir des situations super-hydrophiles ou hyper-hydrophobes. Récemment, en considérant la courbure locale d'une surface comme le troisième paramètre affectant la mouillabilité d'une surface, de nouvelles surfaces aux propriétés super-oleophobiques ont été créées [6].

Selon les propriétés de surface, différents modes d'évaporation ont été observés et explorés [1] : le mode d'évaporation à angle constant, pour lequel la surface de contact entre la goutte et le substrat diminue ; le mode d'évaporation à surface de contact constante, pour lequel l'angle de contact diminue ; et la combinaison de ces deux modes. Une grande gamme de mouillabilité a aussi été investiguée : des situations hydrophiles [1-3,7], aux situations

hydrophobes et, plus récemment, super-hydrophobes [4,8,10]. Les cinétiques et dynamiques d'évaporations sont totalement différentes en fonction des propriétés de surfaces [7,9-10] puisque le débit massique d'évaporation est directement relié à l'angle de contact ainsi qu'au comportement de la ligne triple [3-4,7]. Ainsi, les rôles couplés et séparés de la ligne triple et de la mouillabilité ont été étudiés [7]. L'ensemble des études précédentes considère l'évaporation naturelle d'une goutte et révèlent un très bon accord avec les modèles d'évaporation quasi-stationnaire, contrôlé par la diffusion en phase vapeur ; ce qui sous-entend que les effets thermiques sont négligeables à température ambiante. Récemment, des relations universelles pour l'évolution de la masse et de l'angle de contact au cours de l'évaporation, indépendamment du volume de la goutte et de l'angle de contact initial, ont été déduites du modèle de Popov [4] et révèlent un très bon accord avec les résultats expérimentaux [7-8].

Paradoxalement, très peu d'études se sont intéressées aux effets thermiques du substrat sur le processus d'évaporation d'une goutte. Certains auteurs ont regardé l'influence de la conductivité thermique du substrat sur l'évaporation naturelle d'une goutte. Ristenpart et al. [11] ont ainsi observé l'importance de ce paramètre puisque le ratio des conductivités liquides/solides peut modifier la direction de l'écoulement interne. David et al. [12] ont quant à eux observé qu'une augmentation de la conductivité induit une augmentation du taux d'évaporation global. Ce résultat apparaît en contradiction avec la conclusion précédente stipulant que les effets thermiques ont un rôle négligeable lors de l'évaporation à condition ambiante. Ainsi, des efforts ont été menés pour développer de nouveaux modèles théoriques et numériques généralisant les modèles quasi-stationnaires d'évaporation contrôlée par la diffusion en prenant en compte les effets thermiques associés au refroidissement par évaporation [13]. Ces améliorations résident notamment dans la prise en compte de la variation de la concentration de saturation avec la température afin de coupler la concentration de vapeur dans l'atmosphère avec la température au sein du liquide et du substrat. Sous certaines conditions, la diffusion de chaleur dans le substrat peut devenir le paramètre limitant l'évaporation [14]. D'autres études se sont intéressées à l'influence de la température du substrat sur le processus d'évaporation de goutte. Les études expérimentales ont confirmé la relation linéaire entre le débit massique d'évaporation et le rayon de mouillage avec la température [9,15]. Les études numériques se focalisent sur l'évaporation d'une goutte d'eau avec la ligne triple accrochée en situation de mouillage partiel. Dans cette configuration, Girard et al. [16] ont investigué l'influence de la température du substrat et de l'humidité relative sur le processus d'évaporation. Une loi empirique sur le temps d'évaporation en fonction de ces deux paramètres a été proposée considérant le substrat comme thermiquement parfait. Enfin, Saada et al. [17] ont développé un modèle comprenant la diffusion et la convection dans la phase vapeur afin d'analyser l'effet de la convection gravitaire de l'air environnant sur les transferts de chaleur et de masse pendant l'évaporation. Les auteurs observent que le modèle de diffusion pure sous-estime toujours le débit massique d'évaporation et que la déviation augmente avec la température du substrat.

Concernant l'influence de la thermique du substrat sur l'évaporation d'une goutte sessile, la littérature apparaît relativement pauvre et un manque de données expérimentales apparaît évident. Ainsi, afin d'améliorer la compréhension de ce phénomène et de valider les investigations numériques et théoriques, nous proposons d'étudier expérimentalement, l'influence thermique du substrat sur l'évaporation d'une goutte d'eau dans l'air avec accrochage de la ligne triple en situation de mouillage partiel.

2. Dispositif expérimental et méthodes

Le principe de l'expérience consiste à déposer une goutte de volume fixé sur un substrat horizontal et à étudier son évaporation. Un schéma illustrant le dispositif expérimental est fourni en Figure 1.

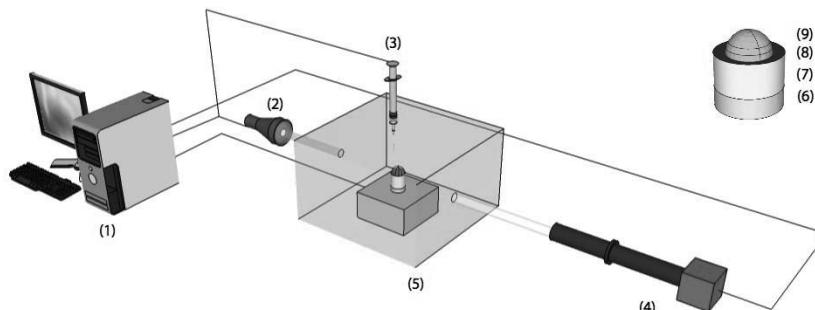


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental incluant un ordinateur muni du logiciel Kruss Drop Shape Analysis (1), une source froide lumineuse (2), une seringue contrôlée par ordinateur (3), une caméra CCD couplée à un objectif macro (4) et une cellule expérimentale (5). Comme illustré dans l'insert, la cellule expérimentale inclue un bloc d'aluminium contrôlé en température (6), le substrat (7) recouvert d'un dépôt en Nuflon (8) et la goutte d'eau (9).

Six substrats de nature différente (cuivre, aluminium, laiton, bronze, acier et POM) ont été utilisés afin d'investiguer une large gamme de conductivité thermique (respectivement 401, 237, 117, 50, 10, 0.25 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Ces substrats possèdent une forme cylindrique de diamètre 10 mm et d'épaisseur 9 mm. Un dépôt d'une fine couche de Nuflon, d'une épaisseur de 20 μm a été réalisé à la surface de chaque substrat afin de leur fournir les mêmes propriétés physico-chimiques de surface sans modifier leurs propriétés thermiques. La rugosité de surface a été caractérisée à l'aide d'un microscope confocal (Stil Micromesure 2) et révèle une valeur de $r_{rms}=1.736\mu\text{m}$.

Le liquide utilisé est de l'eau ultra-pure. Un angle de contact initial moyen de $\theta_i=67.4^\circ$ est observé expérimentalement avec une déviation de plus ou moins 5.0° .

Le substrat est chauffé par sa base à l'aide un bloc d'aluminium ($40\times 40\times 20\text{mm}^3$) dont la température peut être contrôlée. En effet, celui-ci est instrumenté par deux cartouches chauffantes et une sonde platine (Pt100) en surface. Cette dernière est couplée à un système de régulation de température PID (Omron E5GN) afin d'imposer une température contrôlée au bloc d'aluminium. Les contacts sont assurés par une fine couche de graisse thermique (composée silicone Jelt Cm). Une gamme de température allant de l'ambient jusqu'à 75°C est explorée.

Les expériences sont réalisées dans une atmosphère composée d'air à conditions ambiantes. La pression atmosphérique P_a , la température ambiante T_a et l'humidité de l'air H sont mesurés à l'aide d'une station météorologique. L'évaporation de la goutte s'effectue dans une cellule expérimentale en PMMA ($65\times 135\times 40\text{mm}^3$) afin d'isoler le processus de possible écoulements d'air extérieur perturbateur.

La cellule expérimentale a été implémentée au sein du système d'analyse de forme de goutte Kruss DSA30. Ce système de mesure permet d'obtenir de manière optique les évolutions du rayon de mouillage R , de l'angle de contact θ , et du volume V grâce à une caméra CCD positionnée latéralement et d'un système lumineux en face arrière. Le débit massique d'évaporation est directement déduit de l'évolution du volume. Pour les tailles de

goutte considérées, les gouttes possèdent une géométrie sphérique puisque le rayon de mouillage est toujours inférieur à la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\sigma / \rho g} \approx 2.7mm$ avec ρ la masse volumique, g la constante gravitationnelle et σ la tension de surface.

Afin de s'assurer de la reproductibilité des résultats, de nouveaux dépôts ont été utilisés à chaque expérience et l'air environnant renouvelé en même temps. Toutes les expériences ont été réalisées au moins deux fois pour vérifier la reproductibilité des résultats. Toutes les évaporations de gouttes s'effectuent avec l'accrochage de la ligne triple durant la quasi-totalité du processus d'évaporation.

3. Résultats et discussion

3.1. Influence de la température du substrat

Nous proposons dans cette section d'étudier l'évaporation d'une goutte d'eau sur un substrat en cuivre et d'investiguer les effets de la température du substrat T_s sur le processus d'évaporation d'une goutte. Pour toutes les expériences, la ligne triple est accrochée durant la quasi-totalité du temps d'évaporation.

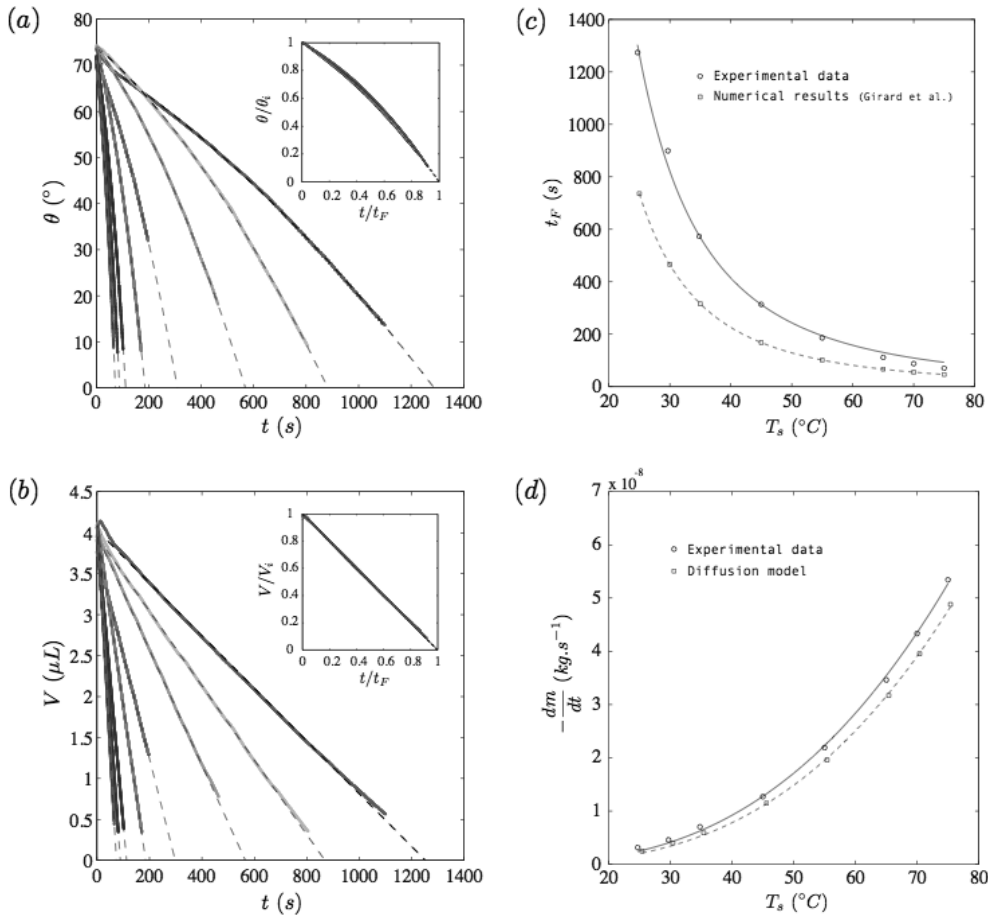


Figure 2: Evaporation d'une goutte d'eau avec la ligne triple accrochée sur un substrat en cuivre recouvert d'un dépôt en Nuflon en fonction de la température du substrat T_s : 24.7°C (•), 29.7°C (◊), 34.8°C (◐), 45.0°C (◑), 55.0°C (◒), 65.0°C (◓), 70.0°C (◔) et 75.0°C (◕). a) Evolution de l'angle de contact. Insert : Evolution normalisée de l'angle de contact. b) Evolution du volume. Insert : Evolution normalisée du volume. c) Variation du temps d'évaporation en fonction de la température du substrat. Variation du débit massique d'évaporation global en fonction de la température du substrat. Conditions atmosphériques : $T_a = 25.2 \pm 0.4^\circ C$, $P_a = 100.4 \pm 0.3 kPa$, $H = 46.5 \pm 5\%$. Dimensions des gouttes : $V = 4.09 \mu L \pm 7\%$, $\theta_i = 72 \pm 2^\circ$, $R = 1.44 \pm 0.3 mm$.

L'évolution de l'angle de contact est fournie en Figure 2a pour une température de substrat variant de la température ambiante jusqu'à 75°C. L'angle de contact décroît de manière non-linéaire suivant une fonction quadratique en temps (lignes en pointillées). Le temps d'évaporation t_F est obtenu à partir de ces courbes par l'extrapolation des fonctions quadratiques ; ce temps est déterminé pour une valeur nulle de l'angle de contact. Toutes ces courbes collapent en traçant l'évolution normalisée de l'angle de contact comme illustré dans l'insert. Ce résultat signifie que la fonction de l'angle de contact $f(\theta)$ intervenant dans l'expression du débit massique d'évaporation ne dépend pas de la température (voir eq. 1).

La figure 3c présente l'évolution du temps d'évaporation t_F avec la température du substrat T_s . Le temps d'évaporation décroît de manière non-linéaire. L'évolution est comparée à une loi de puissance $t_F = aT_s^{-b}$. Un bon accord est constaté entre les points expérimentaux et le fit pour des valeurs de $a=2,64 \times 10^6$ et $b=2,38$. Girard et al. [16] ont réalisé numériquement la même étude modélisant l'évaporation d'une goutte d'eau avec une ligne triple accrochée sur un substrat chauffé considéré comme parfait thermiquement. Le même type d'évolution en loi de puissance a été noté. L'influence du rayon de mouillage et de l'humidité sur la loi de variation du temps d'évaporation avec la température du substrat a été investiguée. La relation empirique suivante a été obtenue $t_F = a(H,R)T_s^{-b}$ avec $a(H,R) = 3.1 \times 10^5 \text{ R exp}(3.6 \times 10^{-2} H)$ et $b(H) = 8.4 \times 10^{-3} H + 2.12$. Implémentant nos conditions expérimentales dans ces équations, une valeur de 2.38×10^6 est obtenue pour a et 2.51 pour b . Un écart relatif de 11% est constaté sur le coefficient a et 5% sur le coefficient b . Si l'on considère ces coefficients, l'accord apparaît relativement bon alors les auteurs ont considéré un substrat de conductivité infini et de forme cylindrique de rayon équivalant à celui du mouillage de la goutte. Dans notre configuration expérimentale, les gouttes ne mouillent pas entièrement la surface du substrat. Or, il est connu que d'important changement apparaît dans la cinétique d'évaporation avec une variation de la taille du substrat [17]. Girard et al. [16] considèrent que les transferts de chaleur sont adiabatiques puisque toute l'énergie provenant du substrat est transmise directement à la goutte alors que dans notre situation une partie de l'énergie est transmise à l'air environnant. L'angle de contact initial est aussi légèrement différent 80° pour le numérique contre 72° expérimentalement. Considérant le temps d'évaporation, la différence est bien plus importante.

L'évolution du volume est montrée en Figure 2b sur la même gamme de température. Le volume décroît de manière quasi-linéaire avec le temps comme illustré avec les courbes en pointillé. Le débit massique d'évaporation est directement déduit de la pente du fit des points expérimentaux.

La figure 2d illustre l'influence la température du substrat T_s sur le débit massique d'évaporation $\dot{m} = dm / dt$. Le débit massique d'évaporation augmente non-linéairement avec T_s suivant une loi de puissance $-\dot{m} = \alpha T_s^\beta$ où $\alpha = 2.42 \times 10^{-13} \text{ kg.s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $\beta = 2.85$. Les résultats expérimentaux sont comparés avec un modèle analytique d'évaporation quasi-stationnaire contrôlée par la diffusion implémenté avec la variation de la température de l'interface considéré comme isotherme à la température du substrat, supposé lui aussi isotherme. Le débit massique d'évaporation est alors exprimé :

$$-\dot{m} = \pi DR [c_v(T_s) - Hc_v(T_a)] f(\theta) \quad \text{avec} \quad f_{HL}(\theta) = 1.3 + 0.27 \theta^2 \quad (1)$$

où D est le coefficient de diffusion, R le rayon de mouillage, H l'humidité, c_v la concentration de vapeur saturante et $f(\theta)$ une fonction de l'angle de contact prise avec l'approximation de Hu & Larson (valide pour $0 < \theta < 90^\circ$) [3]. Le modèle prend en compte l'essentiel de la physique du système puisque la tendance de la courbe correspond à l'expérience. Un bon accord est obtenu à température ambiante où un écart relatif de 6% est observé par rapport

aux données expérimentales. La courbe théorique sous-estime toujours le débit d'évaporation massique expérimentale et l'on remarque que l'écart augmente avec la température pour atteindre 13% à une température $T_s=75\%$. Cette sous-estimation globale avec une augmentation de l'écart avec la température doit être dû à l'effet de la convection gravitaire dans l'atmosphère environnante qui n'est pas prise en compte dans le modèle. En effet, récemment, des résultats numériques ont révélé l'influence de la convection en phase vapeur sur le débit massique d'évaporation [17]. Cette étude compare des évaporations entre un modèle purement diffusif et un modèle convectif-diffusif en phase vapeur et révèle une sous-estimation du débit massique d'évaporation du modèle diffusif de 8,5% lorsque la température du substrat est égale à une température ambiante de 25°C et 27.3% pour une température du substrat de 70°C. Il apparaît que la convection gravitaire en phase vapeur augmente les transferts de masse et que sa contribution augmente avec la hausse de la température du substrat. La principale différence entre nos expériences et cette étude réside dans la taille du substrat que les auteurs considèrent de grande dimension par rapport au rayon de mouillage de la goutte. Sachant que le débit massique d'évaporation est grandement influencé par la taille d'un substrat chauffé dans une gamme de taille allant de 1 à 25 rayon de mouillage, les différences des écarts observés entre les deux études sont facilement compréhensibles.

3.2. Influence de la nature du substrat

Les mêmes expériences ont été réalisées en modifiant la nature du substrat afin d'étudier l'influence des propriétés thermiques du substrat sur l'évaporation d'une goutte. La Figure 3 présente le débit massique d'évaporation global d'une goutte d'eau s'évaporant avec la ligne triple accrochée en fonction de la température du substrat et ceci pour différents substrat : cuivre, aluminium, bronze, laiton, acier, POM. Les résultats expérimentaux sont, là aussi, comparés au modèle d'évaporation quasi-stationnaire contrôlé par la diffusion [3-4,16] comme présenté précédemment (voir eq. 1).

Lorsque le substrat est à température ambiante, les expériences révèlent un débit massique d'évaporation global moyen $\dot{m} = -2.1785 \times 10^{-9} \pm 4.7\% \text{ kg.s}^{-1}$. L'écart relatif de cette mesure moyenne est du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure du débit massique d'évaporation globale mesuré 5%. De plus, un bon accord est observé avec le modèle théorique puisqu'un écart relatif de 7% est obtenu entre les résultats expérimentaux et le modèle calculé avec les valeurs moyennes géométriques et atmosphériques évaluées pour l'ensemble des expériences. Ces deux points nous amènent à conclure que le processus d'évaporation naturelle peut être considéré comme quasi-stationnaire, contrôlé par la diffusion quelque soit la nature du substrat. En conséquence, les effets thermiques apparaissent comme négligeable à température ambiante.

Cependant, avec l'augmentation de la température du substrat, les effets thermiques deviennent de plus en plus importants et le débit massique d'évaporation globale devient fortement influencé par les propriétés thermiques du substrat. En effet, la Figure 4 révèlent que le débit massique d'évaporation globale dépend de la conductivité thermique du substrat. On constate que plus le substrat est conducteur, plus le débit massique d'évaporation est important. Ainsi, alors qu'à température ambiante une valeur moyenne $\dot{m} = -2.1785 \times 10^{-9} \pm 4.7\% \text{ kg.s}^{-1}$ a été obtenue, une différence de 29% sur le débit d'évaporation global est observable à 75°C entre un substrat conducteur (cuivre) et un isolant (POM).

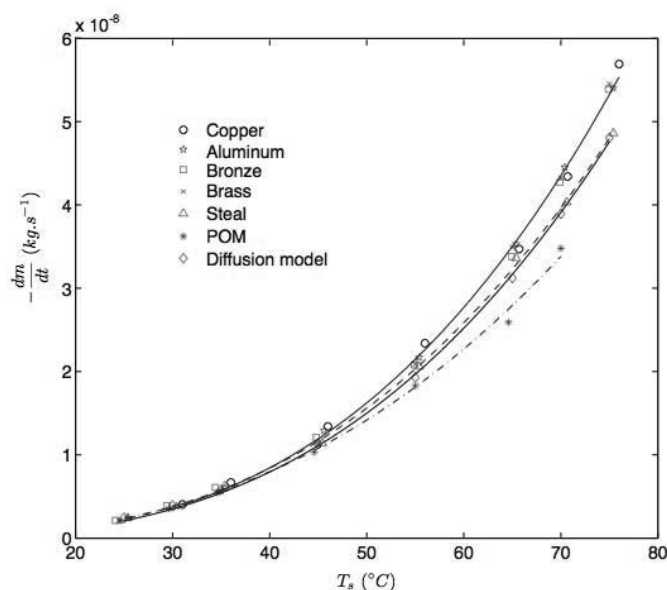


Figure 3 : Débit massique d'évaporation globale d'une goutte d'eau avec ligne de contact accrochée en fonction de la température du substrat pour des substrats de différente nature. Conditions atmosphériques : $T_a = 25 \pm 1^\circ\text{C}$, $P_a = 1\text{ atm} \pm 1\%$, $H = 47.5 \pm 5\%$. Dimensions des gouttes : $V = 3.75 \mu\text{L} \pm 15\%$, $\theta_i = 72 \pm 2^\circ$, $R = 1.44 \pm 0.3\text{ mm}$. Informations complémentaires sur les fits en loi de puissance: (—) cuivre, (---) acier, (- · -) POM, (—) modèle diffusif.

Sur la même figure, le modèle présenté précédemment (voir eq. 1) a été tracé avec les paramètres expérimentaux moyens. Le modèle possède la bonne tendance de variation du débit massique d'évaporation global avec la température et paraît être une bonne approximation décrivant l'ensemble des expériences. Le modèle prend donc en compte le mécanisme essentiel de ce procédé. Cependant, on peut noter que ce modèle nécessite d'être amélioré afin de décrire avec précision l'ensemble des mécanismes impliqués, notamment d'un point de vue thermique. En effet, comme expliqué précédemment, le modèle ne prend pas en compte la convection gravitaire en phase vapeur dont la contribution augmente avec l'augmentation de la température du substrat. De plus, comme illustré dans cette section, le modèle nécessite de prendre en compte les propriétés thermiques du substrat dont l'influence augmente aussi avec la température. Ainsi, à une température de substrat $T_s = 75^\circ\text{C}$, le modèle sous-estime de 13% le débit massique d'évaporation global pour un substrat conducteur (cuivre) et il surestime de 17% le débit massique d'évaporation global pour un substrat isolant (POM).

4. Conclusion

Nous avons expérimentalement investigué dans cette étude l'influence des propriétés thermiques du substrat sur l'évaporation d'une goutte. L'expérience consiste à observer l'évaporation d'une goutte d'eau dans l'air avec une ligne triple accrochée durant la quasi totalité du processus d'évaporation. Le rôle de la température du substrat ainsi que les effets des propriétés thermiques du substrat sur l'évaporation d'une goutte sont étudiés. La température du substrat est modifiée de la température ambiante jusqu'à 75°C . La nature du substrat est aussi modifiée : cuivre, aluminium, laiton, bronze, acier, polyoxyméthéthylène. Les résultats obtenus sont comparés avec le modèle théorique d'évaporation quasi-stationnaire contrôlée par la diffusion dans la phase vapeur implémenté avec l'évolution de la température d'interface supposée isotherme à la température du substrat ainsi que des études

numériques. Il apparaît que le modèle théorique permet une bonne description du processus d'évaporation à température ambiante, montrant que l'aspect thermique est négligeable dans cette configuration. Cependant, avec l'augmentation de la température, les effets thermiques ne sont plus négligeables. Les résultats montrent que le modèle comprend l'essentiel de la physique du problème et décrit qualitativement l'influence de la température. Cependant, le modèle diffusif sous-estime le débit massique d'évaporation dans le cas des substrats conducteurs et cet écart augmente avec une hausse de la température, révélant la contribution croissante et non négligeable de la convection gravitaire avec la température. De plus, alors qu'à température ambiante un débit massique moyen d'évaporation est obtenu à $\pm 4.7\%$ quels que soit le matériaux, 29 % de différence est obtenu sur le débit massique d'évaporation entre un substrat conducteur (cuivre) et un substrat isolant (POM) à une température de 75°C. L'influence des propriétés thermiques du substrat devient donc de plus en plus importante avec la température. Ces résultats révèlent donc la nécessité pour devenir quantitatif de développer un modèle d'évaporation prenant en compte la convection gravitaire ainsi que la thermique du substrat.

Références

- [1] R. G. Picknett, R. Bexon, *J. Colloid. Interface Sci.*, 61 (1976), 336.
- [2] R. D. Deegan, O. Bakajin, T. F. Dupont, G. Huber, S. R. Nagel, T. A. Witten, *Phys. Rev. E*, 62 (2000), 756.
- [3] H. Hu, R. G. Larson, *J. Phys. Chem. B*, 6 (2002), 1334.
- [4] Y. O. Popov, *Phys. Rev. E*, 71 (2005), 036613.
- [5] D. Quéré, *Annu. Rev. Mater. Res.*, 38 (2008), 71.
- [6] A. Tuteja, W. Choi, M. Ma, J.M. Mabry, S.A. Mazzella, G.C. Rutledge, G.H. McKinley, R.E. Cohen, *Science*, 318 (2007), 1618.
- [7] B. Sobac, D. Brutin, *Langmuir*, 27 (2011), 14999.
- [8] H. Gelderblom, A.G. Marin, H. Nair, A. Van Houselt, L. Lefferts, J.H. Snoeijer, D. Lohse, *Phys. Rev. E*, 83 (2011), 026306.
- [9] L. Grandas, C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, *Int. J. Therm. Sci.*, 44 (2005), 137.
- [10] D.H. Shin, S. Lee, J. Jung, J.Y. Yoo, *Microelec. Eng.*, 86 (2009), 1350.
- [11] W.D. Ristenpart, P.G. Kim, C. Domingues, P. Wan, H.A. Stone, *Phys. Rev. Lett.*, 99 (2007), 23402.
- [12] S. David, K. Sefiane, L. Tadrist, *Colloids Surf. A*, 298 (2007), 108.
- [13] G.J. Dunn, S.K. Wilson, B.R. Duffy, S. David, K. Sefiane, *J. Fluid Mech.*, 623 (2009), 329.
- [14] G.J. Dunn, S.K. Wilson, B.R. Duffy, K. Sefiane, *Phys. Fluid*, 21 (2009), 052101.
- [15] E. Crafton, W. Black, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 (2004), 1187.
- [16] F. Girard, M. Antoni, S. Faure, A. Steinchen, *Colloids Surf. A*, 323 (2008), 36.
- [17] M.A. Saada, S. Chikh, L. Tadrist, *Phys. Fluid*, 22 (2010), 112115.

Remerciements

Ce travail a bénéficié d'un financement de l'Agence Nationale de la Recherche à travers l'ANR NanoSurf (ANR-09-BLAN-0093-03) ainsi que du Centre National d'Etude Spatial et de l'institut Carnot Star. Nous souhaiterions remercier Mr M. Hadj pour sa contribution à la partie expérimentale.

Convection naturelle, mixte et forcée

Refroidissement par évaporation d'un film liquide mince

Jean Bosco BAONGA ^a, Hasna LOUAHLIA-GUALOUS, ^b Pierluc BEDARD ^a

(a) Cégep de l'Outaouais, 333 Boul Cité-des jeunes, Hull-Gatineau, Québec-Canada

(b) Université de Caen Basse Normandie, LUSAC, rue Louis Aragon, 50000 Cherbourg Octeville, France

Résumé – Le refroidissement par évaporation d'un film liquide mince est très utilisé dans des applications industrielles, étant donné qu'il fournit un meilleur coefficient d'échange thermique. L'analyse des performances thermiques de tels systèmes de refroidissement exige la connaissance des caractéristiques thermiques et hydrodynamique locales. Nous avons déterminé le profil de l'interface de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds et mesuré la température dans le film liquide à l'aide de la fluorescence induite par laser couplée à une procédure de traitement d'images. Les évolutions temporelles et spatiales de la température, de la densité de flux thermique surfacique et du coefficient d'échange thermique local ont été analysées..

Nomenclature

C_p	chaleur massique du fluide, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	R_2	rayon extérieur du disque, m
d_0	diamètre du jet à la sortie, m	S	hauteur d'impact, m
D	diamètre de la surface d'échange, m	T_s	température de surface, K
h	coefficient d'échange thermique local, $W.m^{-2}.K^{-1}$	T_j	température du jet à la sortie, K
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	t	temps, s
Q_w	puissance thermique, W	U_j	vitesse suivant le rayon, $m.s^{-1}$
q	densité de flux surfacique, W/m^2	V_j	vitesse du jet à la sortie, $m.s^{-1}$
r	distance radiale, partant de la zone de stagnation, m	z	coordonnée axiale, m
Re	nombre de Reynolds, $V_j d_0 / \nu$	<i>Symboles grecs</i>	
		ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
		ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
		λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}$

1. Introduction

Le refroidissement par évaporation des films liquides minces est employé dans beaucoup d'applications pratiques parce qu'il fournit un meilleur coefficient d'échange thermique. Cette technique de refroidissement est très utilisée dans l'industrie. Ses applications sont multiples et s'étendent au refroidissement des moteurs à combustion interne, à celui des produits métallurgiques ainsi qu'au contrôle thermique de composants électroniques de haute performance. Des études numériques et expérimentales étendues sur les aspects thermiques et hydrodynamiques dans les jets de fluides tombants sont publiées dans la littérature [1-8]. De nombreuses études sont conduites pour évaluer les coefficients d'échange de chaleur moyens et locaux. Cependant, l'estimation du transfert thermique local en régime permanent qui dépend des épaisseurs des films minces en évaporation et de leurs vitesses, n'a pas retenu beaucoup d'attention. L'analyse des performances thermiques du refroidissement par évaporation des films liquides minces exige la connaissance de l'évolution spatiale des coefficients d'échange thermique. Nous avons scruté le jet générant le film liquide et l'écoulement parallèle sur le disque (système à refroidir), à l'aide de la fluorescence induite par laser combinée au traitement d'images. Nous avons déduit la vitesse des couches fluides minces de la section du jet et de

celle de la profondeur des couches fluides dynamiques sur la surface du système à refroidir. Nous avons observé que les caractéristiques de l'écoulement sont modifiées avec l'élévation de la température du fluide. Les évolutions spatiales de la température, de la densité de flux thermique surfacique et du coefficient d'échange thermique local sont analysées en régime permanent et transitoire. Nous montrons que les différentes caractéristiques de l'écoulement (épaisseurs et vitesses des films liquides) influencent les transferts thermiques lors du refroidissement.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif d'essais présenté sur les figures 1a et 1b se compose de deux circuits d'eau. Le premier circuit est un circuit fermé destiné à réguler la température de l'eau dans le réservoir (1). Ce circuit comporte une pompe (2), un échangeur à contre courant (3). Dans le deuxième circuit, la pompe (4) met en circulation le fluide d'étude vers le réservoir à niveau constant (7). A partir de ce réservoir, l'eau s'écoule à travers un orifice de diamètre 2,2 ou 4 mm (figure 1c). Après impact, l'eau est récupérée dans un récipient et redirigée par gravité vers le réservoir (1).

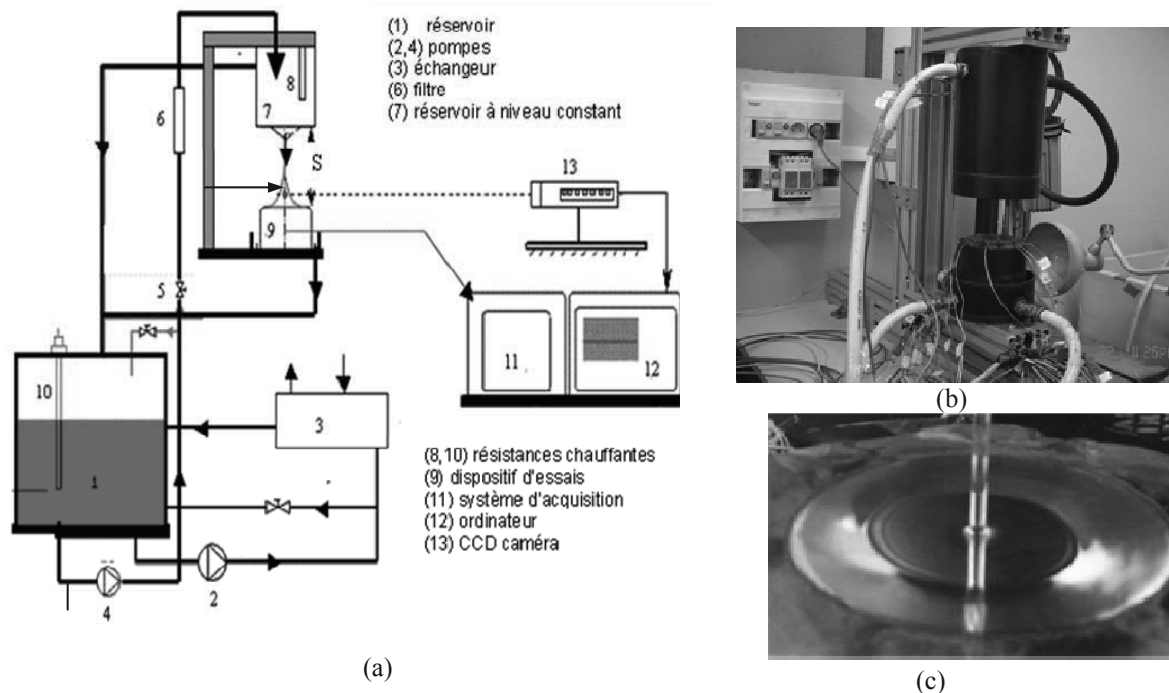


Figure 1 : Schéma de principe : (a) banc d'essais, (b) section d'essais, (c) le jet impactant la surface d'échange.

Notre dispositif comporte trois circuits de chauffage. Chacun de ces circuits est alimenté à partir d'une unité de puissance qui est mise en action à partir de l'indication de la sonde de température. Le premier circuit de chauffage comporte une résistance chauffante de 1000W, destinée à porter l'eau contenue dans le réservoir (1) à la température d'étude. Le deuxième circuit est constitué d'une résistance chauffante de 250W, logée dans le réservoir à niveau constant destinée à compenser les pertes thermiques éventuelles survenues dans les canalisations entre les deux réservoirs. Le troisième circuit comporte une résistance de 400W placée dans le bloc cylindrique (9). Cette résistance permet d'assurer une puissance de

chauffage au niveau de la surface d'échange. Ce circuit comporte également un Wattmètre qui contrôle la puissance électrique imposée au bloc cylindrique.

La figure 2 montre l'instrumentation du disque d'essais en laiton, utilisé pour cette étude. Il contient une cinquantaine de micro thermocouples pour la mesure des températures pariétales. Ce disque de diamètre 50 mm et d'épaisseur 8 mm, est chauffé à l'aide d'une résistance chauffante de 400 W. Les thermocouples placés au cœur du disque sont répartis en partant de la zone de stagnation sur des circonférences à incrémentation radiale de 3,5 mm. Nous avons instrumenté deux sections suivant l'axe du disque. Le disque est isolé par un isolant thermique (PA6) de conductivité thermique 0,23 W/mK. L'indication de chaque thermocouple, acquise sous Labview 6.i est la moyenne de 250 mesures, pour une fréquence de balayage de 500 mesures/s. Nous présentons les résultats d'une étude effectuée en utilisant de l'eau distillée. Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre de l'orifice. La puissance électrique de chauffage est fixée à 45 W pour cette série d'essais. En répétant les essais dans les mêmes conditions opératoires, l'écart moyen obtenu sur les températures de paroi est de 1%. Les essais sont menés en régimes permanent et transitoire.

Un dispositif optique présenté en figure 3, permet la visualisation des couches liquides minces et l'acquisition du signal fluorescent. Ce dispositif qui est décrit en détail dans la référence [7], transforme un faisceau laser d'un millimètre de diamètre en une nappe laser. Le traitement du signal fluorescent permet d'accéder aux températures d'interface liquide-surface d'échange. Nous avons utilisé la fluorescéine dans l'eau pour la mesure de l'épaisseur du film ruisselant. La rhodamine B mélangé à de l'eau pour la mesure des températures du jet. Pour ces deux substances, l'ensemencement se fait de manière volumique. Le fluide de base utilisé est l'eau distillée. Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre de l'orifice et varie entre 100 et 6000. La puissance électrique de chauffage est fixée à 45 W pour cette série d'essais. En répétant les essais dans les mêmes conditions opératoires, l'écart moyen obtenu sur les températures de paroi est de 1%. La température de l'eau à la sortie de l'injecteur est comprise entre 20 et 43°C. Les essais sont menés en régimes permanent et transitoire.

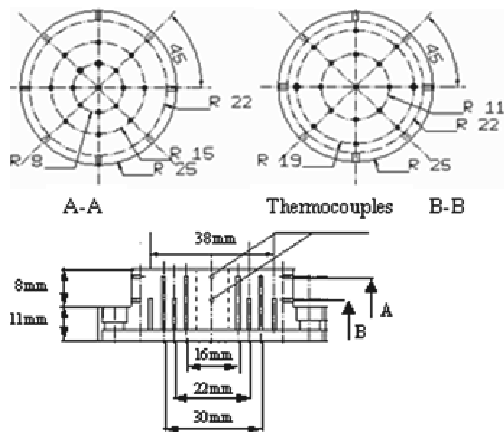


Figure 2 : Instrumentation du disque d'essais

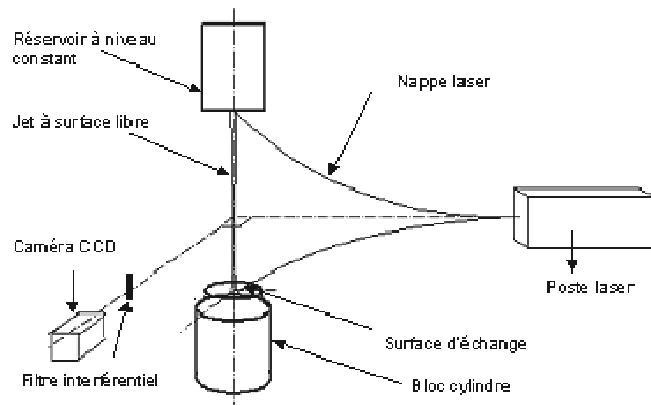


Figure 3 : Système optique.

4. Résultats et discussions

Dans le but de valider notre procédure de mesure, nous avons effectué une confrontation entre les résultats issus des essais à ceux déduits des corrélations expérimentales publiées dans la littérature. La figure 4 montre que, notre procédure de mesure est satisfaisante. Elle présente le nombre de Nusselt moyen obtenu en respectant la méthodologie de calcul des nombres de

Nusselt moyens utilisée par Jiji & Dagan [9]. Les essais sont effectués pour un diamètre d’injecteur de 4 mm et pour plusieurs espacements S. La figure 5 montre les évolutions de l’épaisseur du film pour deux débits d’eau et deux températures différentes. On constate que pour le même débit massique de 0,003 kg/s ($Re=2550$), en augmentant la température de 23°C à 41°C, le rayon du saut hydraulique est significativement augmenté et l’épaisseur du saut réduit. L’accroissement du rayon du saut hydraulique est non seulement fonction du débit massique, mais aussi de la température du jet. Une autre conséquence de l’accroissement de la température est un accroissement de la vitesse du film liquide.

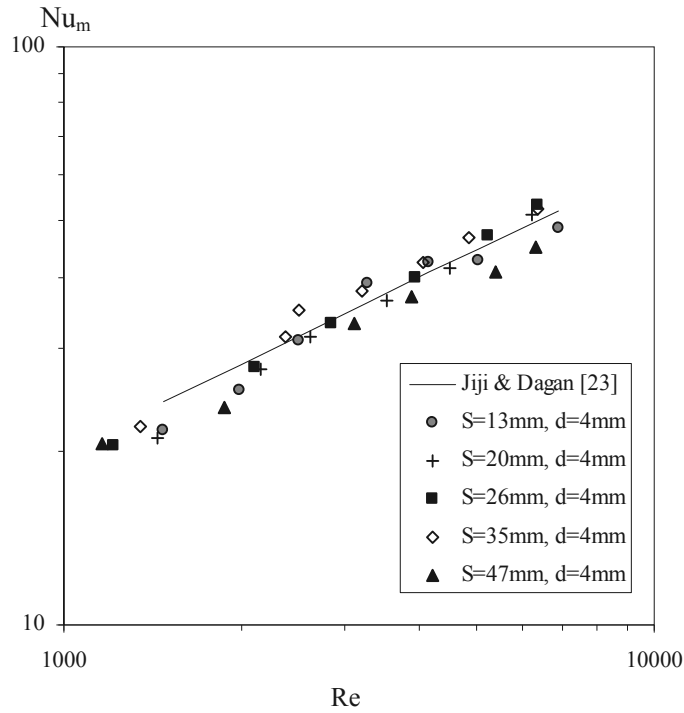


Figure 4 : Comparaison avec la littérature

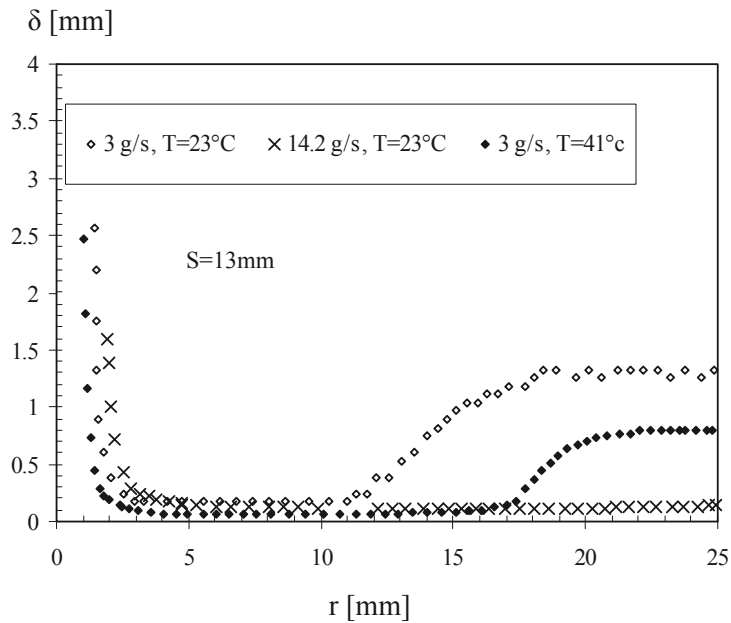


Figure 5 : Evolution radiale de l’épaisseur du film.

La figure 6 montre que, pour le même débit massique, la vitesse radiale de l'écoulement augmente significativement avec la température du jet. Ces profils de vitesse sont déduits de ceux de l'épaisseur du film, présentés sur la figure 5. L'augmentation du rayon du saut hydraulique, de la vitesse moyenne radiale et la diminution de l'épaisseur des couches liquides sont liées aux modifications des propriétés de l'eau en particulier la viscosité dynamique. En effet, lorsque l'eau passe de 23°C à 41°C, sa viscosité passe de 933.10^{-6} à 641.10^{-6} Kg/ms, ce qui diminue significativement l'effet des forces visqueuses. Pour des nombres de Reynolds compris entre 700 et 5000.

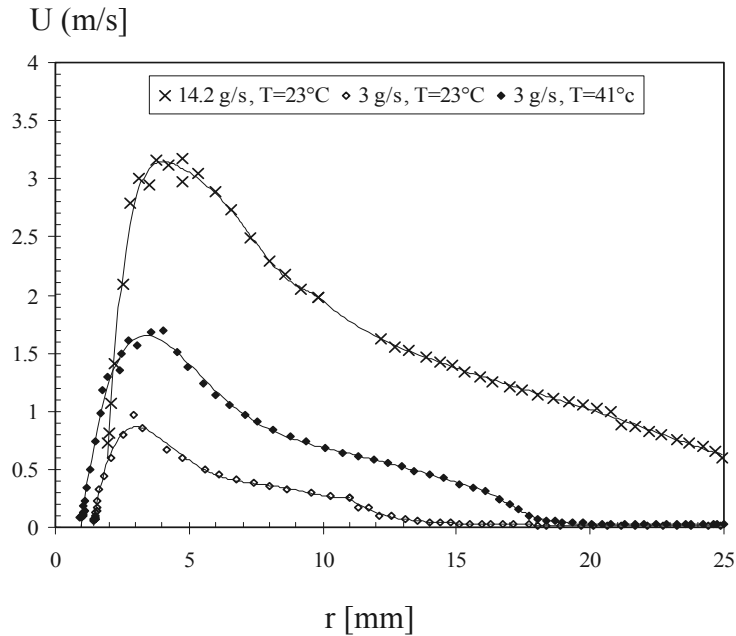


Figure 6 : Evolution des vitesses radiales du film liquide

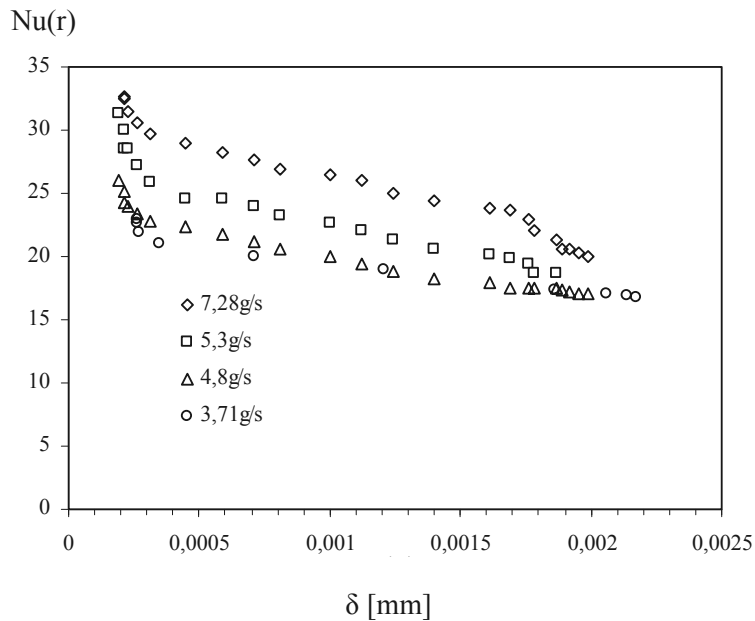


Figure 7 : Nusselt local en fonction des épaisseurs du film liquide

La figure 7 présente le profil du Nombre de Nusselt local en fonction de l'épaisseur du film liquide. Elle montre que les échanges thermiques diminuent de la zone de stagnation vers les bords du disque. Les épaisseurs des films liquides diminuent aussi dans cette zone. Seulement, à 15 millimètre de la zone de stagnation, il se produit un saut hydraulique pour des débits de 3,71g/s et 4,8g/s. Dans ces cas, les épaisseurs de film liquide deviennent très importantes tandis que, les échanges thermiques continuent à décroître de manière monotone. Les épaisseurs du film liquide à elles seules ne devraient donc pas influencer de manière significative les échanges thermiques. La figure 8 présente le profil des nombre de Nusselt calculé localement suivant le rayon de la surface d'échange thermique en fonction de la vitesse locale de l'écoulement. Les échanges thermiques diminuent avec la diminution des vitesses de manière monotone jusqu'au voisinage de 0,2m/s. Aux vitesses inférieures à cette valeur, les échanges chutent brutalement à cause de la formation de sauts hydrauliques.

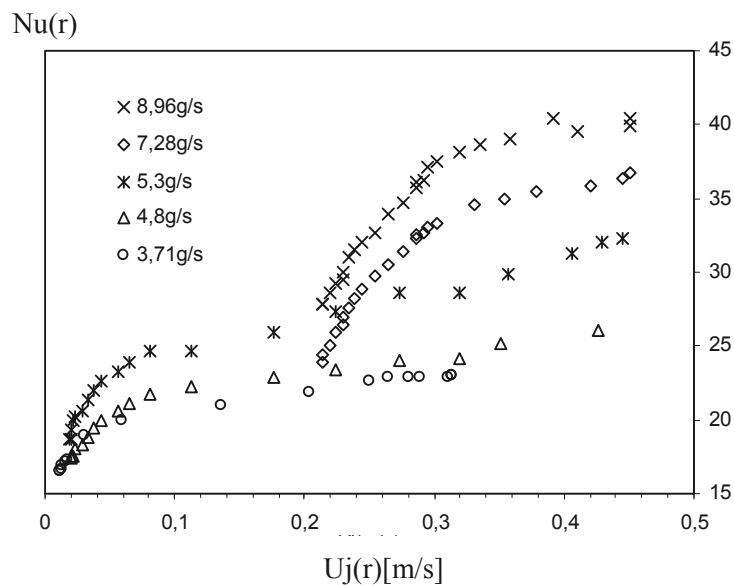


Figure 8 : Nusselt local, fonction de la vitesse du film liquide

5. Conclusion

Cet article présente l'aspect hydrodynamique de l'écoulement obtenu par fluorescence induite par laser. On montre que le profil de l'épaisseur du film liquide dépend du nombre de Reynolds et de la température du jet. Les résultats obtenus quantifient le transfert thermique au voisinage et loin de la zone de stagnation. La diminution du coefficient d'échange vers les bords du disque a été associée à l'apparition du saut hydraulique. Les résultats obtenus en régime permanent sont très proches de ceux obtenus par Jiji & Dagan en respectant leurs conditions opératoires. Le lien entre l'aspect thermique local et le comportement hydrodynamique de l'écoulement est mis en évidence par l'étude de l'évolution des transferts thermiques locaux en fonction des épaisseurs et des vitesses du film liquide.

Références

- [1] Y. Pan and B.W. Webb, Heat transfer characteristics of array of free-surface liquid jets, *Transaction of the ASME*, 177 (1995), 878-883.

- [2] B. Elison and B.W. Webb, Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional, and turbulent regimes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37-8 (1994), 1207-1216
- [3] P.M. Brdlik and V.K. Savin, Heat transfer between an axisymmetric jet and plate normal to the flow, *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal*, 8-2 (1965), 146-155.
- [4] M. Fabbri S. Jiang, and V.K. Dhir, Experimental investigation of single-phase micro jets impingement cooling for electronic applications, *Proceedings of HT2003, 2003 ASME Summer Heat transfer Conference*, July 21-23, 2003, Las Vegas, Nevada, USA
- [5] D.E. Metzger, K.N. Cummings, W.A. Ruby, Effects of Prandtl Number on heat transfer characteristics of impinging liquid jets, *Proceedings 5th International heat transfer conference*. (Tokyo, sep. 1974), 2, 20-24.
- [6] J.B. Baonga, H.Louahlia-Gualous, E. Artioukhine, M. Imbert, Refroidissement d'un disque par un mini jet libre, *Actes du Congrès français de thermique, SFT 2006*, T 1, 289-294.
- [7] J.B. Baonga, H. Louahlia-Gualous, E. Artioukhine, P.K. Panday, Transient heat transfer for circular jet impacting a horizontal surface: Application of the regularization iterative method; *International Congress of Inverse Problem Eng.*, Cambridge, June 2005, B01, 1-10.
- [8] J.B. Baonga, H. Louahlia-Gualous, M. Imbert, experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk; *Applied Thermal Engineering*, 26, 2006, 1125-1138
- [9] L.M. Jiji and Z.Dagan, Experimental investigation of single-phase multijet impingement cooling of an array of microelectronic heat sources, *Cooling Technology for Electronic Equipment, International Symposium Honolulu*, HA, mar.1987, pp. 333-351

Etude de l'écoulement d'un fluide newtonien le long d'une plaque plane verticale soumise à un champ magnétique.

Hanane CHEROUANA, Youb Khaled BENKAHLA*, Nabila LABSI

Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés
 Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
 B.P. 32 El-Alia Bab Ezzouar 16111 – Alger – Algérie
 *(auteur correspondant : youbenkahla@yahoo.fr)

Résumé – Cette étude numérique traite de l'écoulement stationnaire d'un fluide newtonien le long d'une plaque plane verticale. Cette plaque isotherme est soumise à l'action d'un champ magnétique transversale et uniforme. Le fluide, de propriétés physiques constantes à l'exception de la densité dans le terme de poussée pour laquelle l'approximation de Boussinesq est adoptée, est électriquement conducteur. L'étude porte sur l'analyse de l'influence du nombre de Richardson et celle de la présence et de l'intensité d'un champ magnétique sur le transfert thermique ainsi que sur l'hydrodynamique de cet écoulement. Les résultats montrent que les meilleures performances thermiques sont obtenues pour le cas de la convection forcée et pour les plus grandes intensités du champ magnétique.

Nomenclature

C_f	coefficient de frottement pariétal, $= 2 \tau_w / (\rho_0 U_0^2)$	U	composante horizontale réduite de la vitesse
C_p	chaleur spécifique du fluide, $J kg^{-1} K^{-1}$	U_0	vitesse initiale du fluide, $m s^{-1}$
h	coefficient de transfert thermique par convection le long de la plaque, $W m^{-2} K^{-1}$	V	composante verticale réduite de la vitesse
k	conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$	X	coordonnée transversale réduite, $= x/L$
L	longueur de la plaque, m	Y	coordonnée longitudinale réduite, $= y/L$
M_n	paramètre adimensionnel du champ magnétique		
Nu	nombre de Nusselt, $= h L / k$		
P	pression statique à l'intérieur de la couche limite, $N m^{-2}$		
Pr	nombre de Prandtl, $= C_p \mu / k$		
Ri	nombre de Richardson, $= Pr / Re^2$		
Re	nombre de Reynolds, $= \rho U_0 L / \mu$		
T	température du fluide, K		
T_0	température de référence du fluide, K		
T_w	température du fluide à la paroi, K		
			<i>Symboles grecs</i>
		β	coefficient de compressibilité thermique du fluide, K^{-1}
		ρ	masse volumique du fluide, $kg m^{-3}$
		ρ_0	masse volumique du fluide à la température de référence, $kg m^{-3}$
		θ	température réduite, $(T - T_w) / (T_0 - T_w)$
		μ	viscosité dynamique, $kg m^{-1} s^{-1}$
		τ_w	contrainte de cisaillement pariétale, Pa

1. Introduction

La première investigation de l'interaction entre un champ magnétique externe et la convection naturelle d'un fluide pur s'écoulant le long d'une plaque plane verticale a été faite par Sparrow et al. [1]. Elbashbeshy [2] a étudié l'influence du champ magnétique sur l'écoulement d'un fluide incompressible, avec une diffusivité thermique et une viscosité dynamique thermodépendantes. Dans le même cheminement d'idées, Ece [3] a adapté pour le cas d'un cône vertical, l'écoulement laminaire de type couche limite en mode de convection naturelle. Par ailleurs, Shrama et al. [4] a étudié la convection naturelle avec génération de chaleur d'un fluide électriquement conducteurs, le long d'une plaque plane verticale et isotherme et ce sous l'effet d'un champ magnétique transversal.

L'objectif de cette étude est d'analyser l'influence du nombre de Richardson et celle de la présence et de l'intensité d'un champ magnétique sur le comportement hydrodynamique et

thermique de l'écoulement stationnaire, d'un fluide newtonien incompressible le long d'une plaque plane verticale.

2. Mise en équations du problème physique et validation

Considérons l'écoulement stationnaire d'un fluide newtonien incompressible le long d'une plaque plane verticale et isotherme, soumise à l'action d'un champ magnétique transversale et uniforme.

2.1. Hypothèses

Dans cette étude, un certain nombre d'hypothèses sont adoptées afin de simplifier un tant soit peu la résolution numérique des équations générales.

1. Les écoulements hydrodynamique et thermique sont stationnaires ;
2. Le fluide est incompressible, newtonien et conducteur ;
3. La surface de la plaque est supposée portée à une température constante et uniforme T_0 ;
4. Le transfert par rayonnement et la fonction de dissipation sont négligeables ;
5. Toutes les propriétés physiques du fluide considéré sont supposées constantes et uniformes, à l'exception de la masse volumique, intervenant dans le terme de poussée, qui obéit à la loi de Boussinesq :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta_T (T - T_0)] ; \beta_T = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p,c} \quad (1)$$

6. Le champ électrique est considéré comme nul et les effets de polarisation et d'ionisation sont négligeables.

2.2. Equations générales

Les équations générales de transport, à savoir : l'équation de continuité, les équations de l'impulsion suivant X et Y ainsi que l'équation de l'énergie sont, respectivement, données comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + \text{Ri} \theta - M_n U \quad (3)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

2.3. Validation du code de calcul

Afin de valider notre code de calcul numérique et de vérifier l'exactitude des résultats obtenus, nous avons comparé les résultats de cet actuel travail avec ceux donnés par Wang et al. [5]. Cette comparaison illustrée sur la figure 1 s'avère satisfaisante étant donnée que l'écart

entre les deux études ne dépasse pas 3% et 1,7% pour respectivement, la vitesse et la température.

La figure 1 montre en outre que la vitesse adimensionnelle prend une valeur nulle (condition d'adhérence), puis augmente rapidement près de la paroi car les courants chauds ascendants sont plus intenses près de celle-ci. Ensuite, redescend progressivement pour atteindre une valeur égale à l'unité très loin de la plaque.

L'évolution de la température adimensionnelle en fonction de la coordonnée adimensionnelle Y pour deux nombres de Prandtl ($Pr = 1$ et $Pr = 6,93$) est représentée aussi. On remarque que dans les deux cas, les courbes sont décroissantes et prennent la valeur maximale (égale à l'unité) au niveau de la paroi étant donné qu'on a affaire à une plaque isotherme ; puis décroissent et tendent asymptotiquement vers zéro (température du milieu infini).

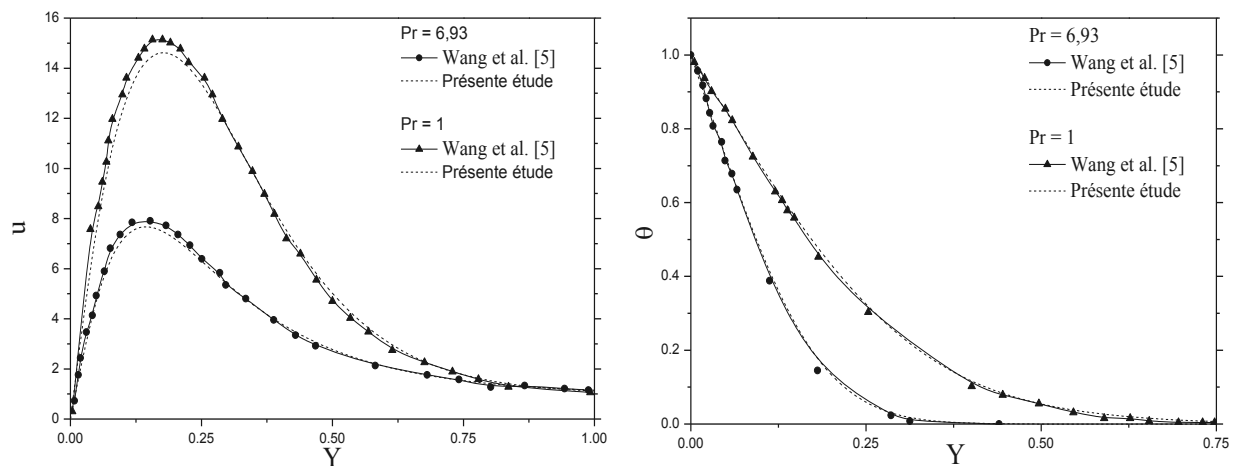


Figure 1 : Profils de vitesse et de température pour deux valeurs du nombre de Prandtl.
 $X = 1,75$; $Ri = 500$; $M = 0$.

3. Résultats et discussion

3.1. Influence du nombre de Richardson

En observant les profils de température de la figure 2(a), nous remarquons que l'épaisseur de la couche limite thermique est très importante pour le cas de la convection forcée ($Ri = 0,1$). Par contre, elle est moins étendue pour le cas de la convection mixte ($Ri = 1$) et de surcroît pour la convection naturelle ($Ri = 10$).

En revanche, pour le cas des profils de vitesse illustrés sur la figure 2(b), la vitesse verticale est plus importante dans le cas de la convection naturelle en comparaison avec les cas de la mixte et forcée.

On peut interpréter cette augmentation des vitesses verticales (qui atténuent en conséquence l'effet de la vitesse horizontale) dans le cas où $Ri = 10$ par le fait que la convection naturelle résulte du mouvement ascendant et descendant du fluide chaud et froid respectivement, qui deviennent très intenses au fur et à mesure que le nombre de Richardson augmente.

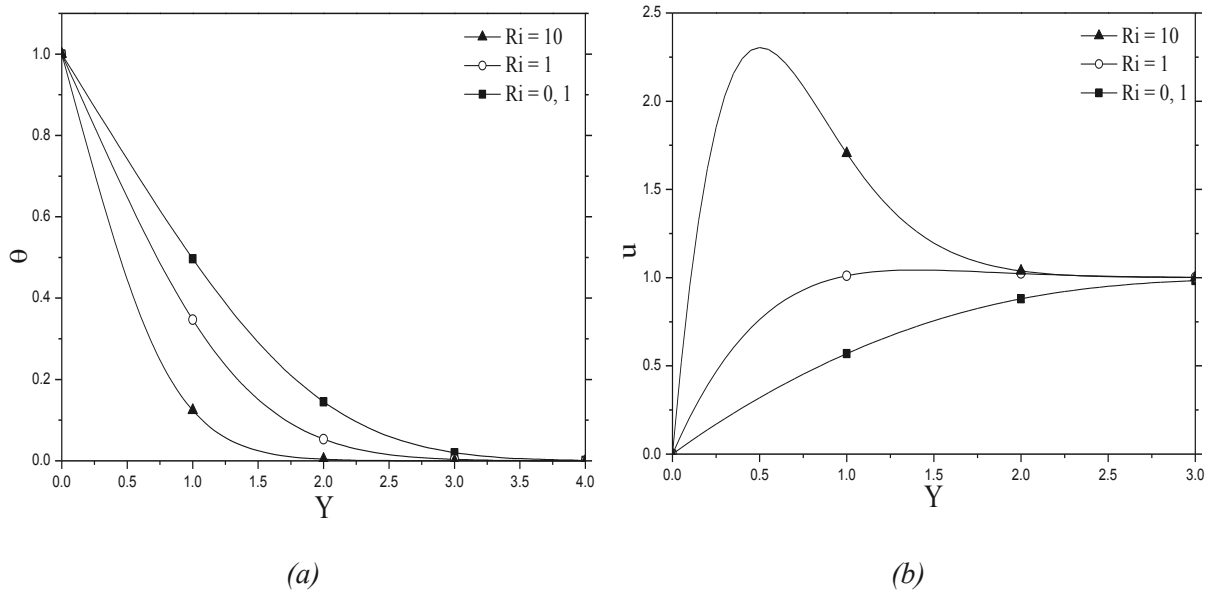


Figure 2 : Profils de température et de vitesse pour différentes valeurs du nombre de Richardson. $X = 1,75$; $Pr = 1$; $M = 0$.

D'autre part, dans le cas de la convection mixte ou forcée en particulier, l'effet de la vitesse horizontale n'est plus amoindri, comme dans le cas de la convection naturelle, par la composante principale de vitesse (vitesse verticale). Cette composante de vitesse horizontale étant plus importante, le transfert thermique envahit plus d'espace dans la direction transversale, par conséquent, l'épaisseur de la couche limite thermique augmente.

Les graphes des figures 3 illustrent l'influence du nombre de Richardson sur l'évolution longitudinale du coefficient de frottement (figure 3(a)) et sur celle du nombre de Nusselt (figure 3(b)). Nous observons que le coefficient de frottement est inversement proportionnel au nombre de Richardson et qu'il est plus important dans le cas de la convection forcée.

De même, on remarque que c'est le mode de convection forcée qui offre les meilleures performances thermiques (mais les plus fortes valeurs du coefficient de frottement en contrepartie).

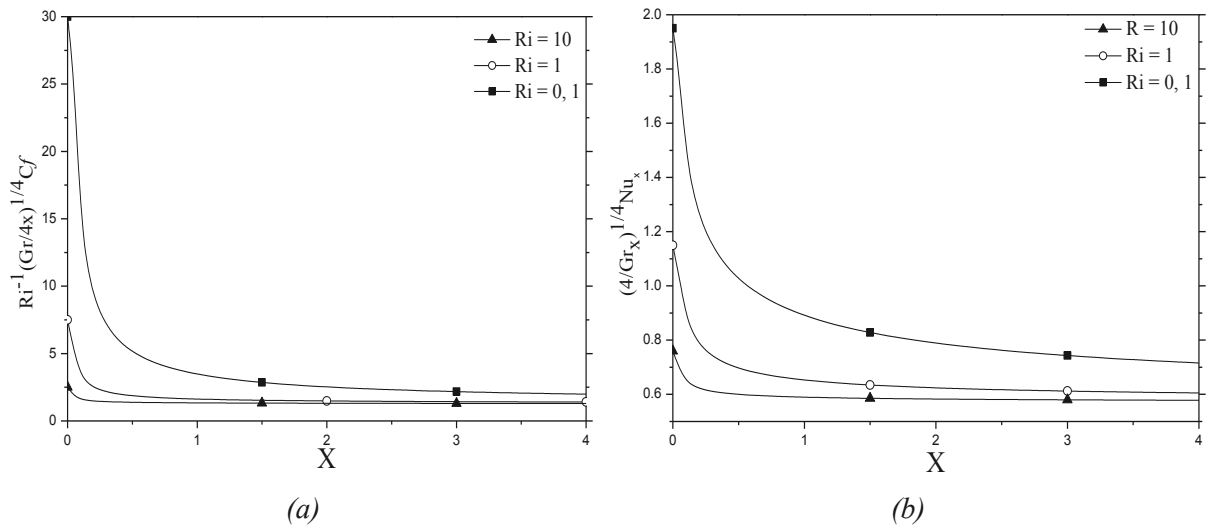


Figure 3 : Evolution longitudinale du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt. $X = 1,75$; $Pr = 1$; $M = 0$.

3.2. Influence de l'intensité du champ magnétique

L'influence du champ magnétique sur les profils de température et de vitesse est illustré sur les figures 4(a) et 4(b), respectivement, dans le cas de la convection naturelle montante. On s'aperçoit que l'augmentation du champ magnétique provoque une légère croissance de l'épaisseur de la couche limite thermique en la refoulant loin de la paroi, suivant la direction transversale. Cependant, il limite l'action du champ dynamique en réduisant les valeurs maximales atteintes par la composante verticale du champ de vitesse.

Il est à noter que le champ magnétique privilégie la vitesse horizontale qui fait augmenter l'étendue de la couche limite thermique, car c'est cette vitesse qui transporte la chaleur au sein de l'écoulement.

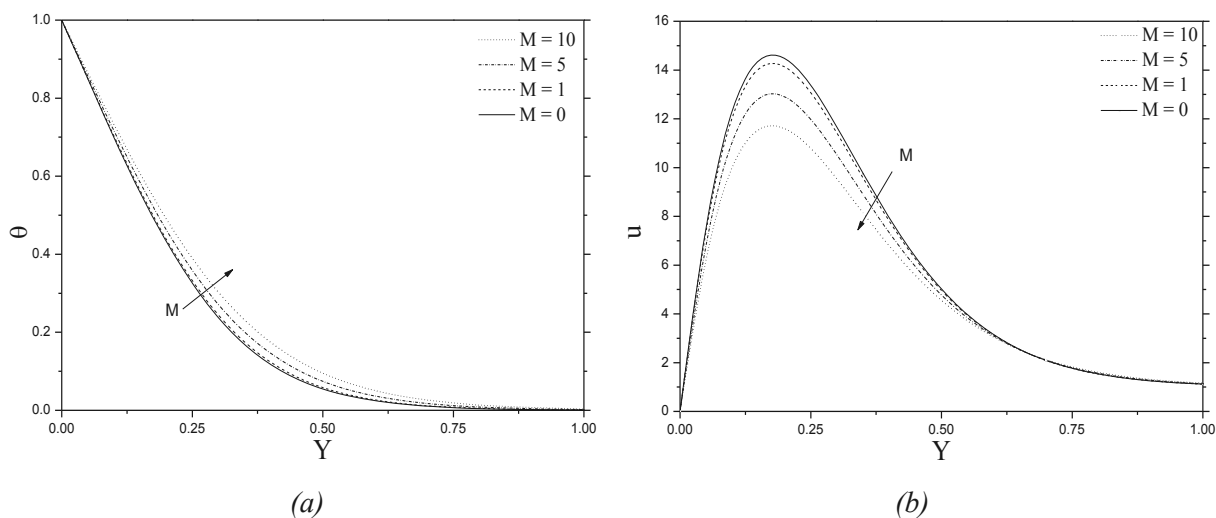


Figure 4 : Profils de température et de vitesse verticale pour différentes valeurs du champ magnétique. $X = 1,75$; $Ri = 500$; $Pr = 1$.

Les figures 5(a) et 5(b) illustrent l'influence du champ magnétique sur l'évolution longitudinale des gradients pariétaux de vitesse et de température, respectivement.

Nous constatons à travers ces courbes que l'augmentation du champ magnétique provoque la diminution du coefficient de frottement ainsi que celle du nombre de Nusselt, étant donné que les gradients pariétaux de vitesse et de température ont subi le même sort lorsque l'on augmente l'intensité du champ magnétique (Figures 4(a) et 4(b)).

De même, quelque soit la valeur du champ magnétique appliqué, les plus forte valeurs du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt sont relevées au niveau du bord d'attaque de la plaque (point d'arrêt : $X = 0$; $Y = 0$).

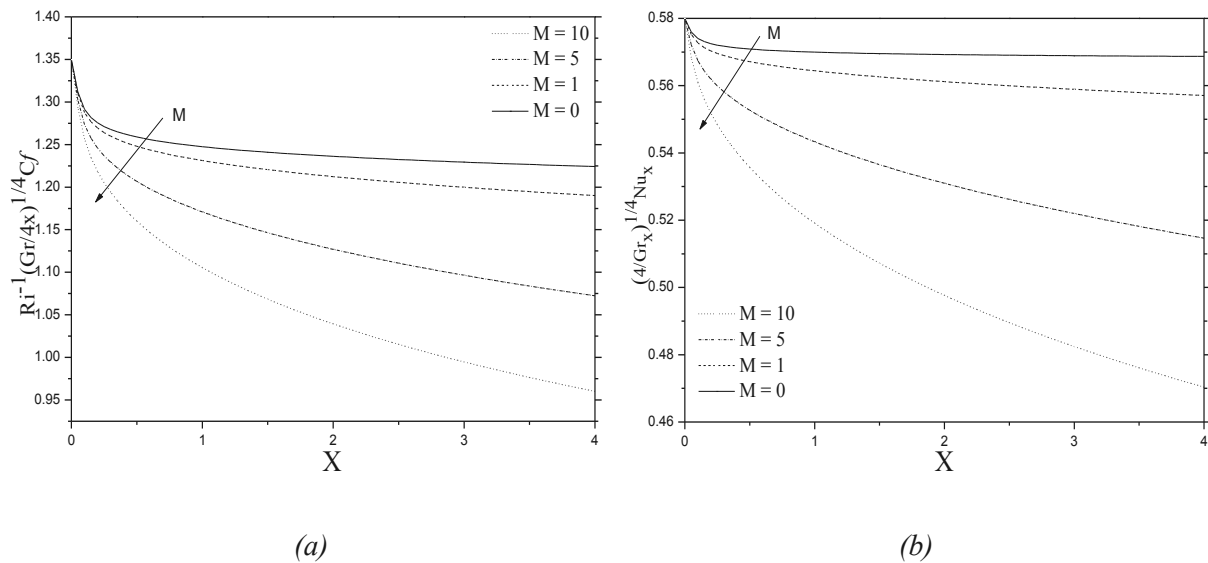


Figure 5 : Evolution longitudinale du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt pour différentes valeurs du champ magnétique. $X = 1,75$; $Ri = 500$; $Pr = 1$.

4. Conclusion

Les résultats montrent que l'augmentation de l'intensité du champ magnétique provoque la diminution globale du profil de vitesse, en diminuant leur valeur maximale et fait augmenter l'épaisseur de la couche limite thermique en privilégiant la vitesse horizontale.

D'autre part, l'accroissement du nombre de Richardson entraîne une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique contrairement à la vitesse verticale qui augmente avec le nombre de Richardson. On observe aussi que le coefficient de frottement ainsi que le nombre de Nusselt locaux sont inversement proportionnels au nombre de Richardson.

Références

- [1] M.C. Ece, Free convection flow about a vertical spinning cone under a magnetic field, *Applied Mathematics and Computation*, (2006).
- [2] E.M.A. Elbashbeshy, Free convection flow with variable viscosity and thermal diffusivity along a vertical plate in the presence of the magnetic field, *Int. J. of Engineering Sciences*, 38 (2000), 207-213.
- [3] R. Shrama, G. Singh, Steady MHD Natural Convection Flow with Variable Electrical Conductivity and Heat Generation along an Isothermal Vertical Plat, *Tamkang J. of Science and Engineering*, 13-3 (2010), 235-242.
- [4] E.M. Sparrow, R.D. Cess, The effect of magnetic field on free convection heat (1961).
- [5] C.C. Wang, C.K. Chen, Mixed convection boundary layer flow on inclined wavy plates including the magnetic field effect, *Int. J. of Thermal Sciences*, 44 (2005), 577-586.

Convection mixte entre deux plans parallèles inclinés munis d'obstacles

Ahlem BOUDIAF, Fetta DANANE, Youb Khaled BENKAHLA*, Nabila LABSI, Abdelkader BOUTRA

Université des sciences et de la technologie Houari Boumediene

Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés

B.P. 32 El Alia Bab Ezzouar 16111 – Alger – Algerie

*(auteur correspondant : youbenkahla@yahoo.fr)

Résumé - Le présent travail consiste en l'étude numérique de la convection mixte entre deux plans parallèles inclinés en présence de deux obstacles. Ces derniers sont placés sur la paroi supérieure qui est maintenue chaude alors que l'autre est supposée adiabatique. La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations gouvernant le problème. Les caractéristiques hydrodynamique et thermique de l'écoulement sont analysées pour différentes inclinaisons des deux plans par rapport à l'horizontale en termes de lignes de courant et nombre de Nusselt.

Nomenclature

C	Hauteur adimensionnelle du bloc	V	Vitesse transversale adimensionnelle
Gr	Nombre de Grashof	W	Longueur adimensionnelle du bloc
H	Hauteur adimensionnelle de la conduite	x,y	Coordonnées cartésiennes, m
K	Rapport de conductivité thermique	X,Y	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles
L	Longueur adimensionnelle de la conduite	<i>Symboles grecs</i>	
Nu	Nombre de Nusselt	α	Angle d'inclinaison
Pr	Nombre de Prandtl	ρ	Masse volumique du fluide, kg/m ³
P^*	Pression statique adimensionnelle du fluide	μ	Viscosité dynamique du fluide, Pa s
Re	Nombre de Reynolds	θ	Température adimensionnelle
S	Espace entre les deux blocs	<i>Indices et exposants</i>	
u	Vitesse longitudinale, m/s	e	entrée
v	Vitesse transversale, m/s	f	fluide
U	Vitesse longitudinale adimensionnelle	s	solide
		*	Viscosité adimensionnelle

1. Introduction

L'étude de la convection mixte entre deux plans parallèles en présence d'obstacles a fait l'objet de plusieurs travaux numériques et expérimentaux. Parmi les travaux réalisés on rencontre celui de Habchi et Acharya [1] qui ont étudié numériquement la convection mixte de l'air dans un canal vertical contenant un seul obstacle placé sur l'une de ses parois supposée chauffée, alors que l'autre est considérée adiabatique ou chauffée (deux cas étudiés). Dogan et al. [2] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal horizontal muni de sources de chaleur sur ces deux parois chauffées par un flux. Ils ont trouvé que la température des parois inférieure et supérieure augmente avec l'augmentation du nombre de Grashof.

L'inclinaison des deux plans parallèles en présence d'un obstacle a été adoptée par Yang et al [3]. Les résultats ont montrés que le rapport de forme optimal augmente avec l'angle

d'inclinaison pour un Richardson = 10, alors que pour $Ri < 1$, l'inclinaison n'aura aucune influence. Dans le même contexte Lyes Boutina et Rachid Bessaïh [4] ont simulé la convection mixte dans un canal incliné contenant des sources de chaleur refroidies par l'air. L'effet du nombre de Reynolds, l'inclinaison du canal et les dimensions des sources ont été étudiés, le maximum taux du transfert thermique est trouvé pour l'angle 45° .

Dans cette étude nous avons considéré l'écoulement d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles inclinés où sont placés deux obstacles sur la paroi supérieure. Cette dernière est supposée chaude alors que l'autre paroi est considérée adiabatique. Les deux plans ont une longueur L est espacé d'une hauteur H . La largeur étant très grande (le long de l'axe Oz), on considérera par conséquent l'écoulement comme bidimensionnel plan (dans le plan xOy). Les caractéristiques hydrodynamique et thermique de l'écoulement sont analysées pour différentes inclinaisons.

2. Formulation mathématique du problème

La géométrie du problème considéré consiste en deux obstacles placés sur la paroi supérieure de deux plans parallèles inclinés de longueur (L) et espacé d'une hauteur (H). La paroi sur laquelle sont placés les deux obstacles est maintenue chaude et l'autre est supposé adiabatique.

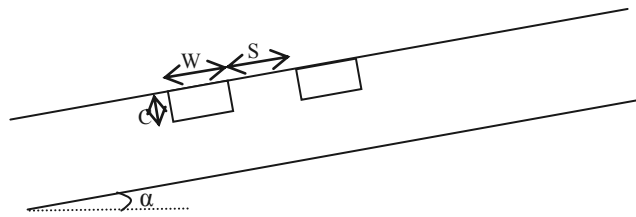


Figure 1 : Géométrie du problème

Les équations générales, régissant notre problème physique, s'écrivent sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{1}$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P^*}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \right] + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] + \frac{Gr}{Re^2} \theta \sin \alpha \tag{2}$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P^*}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right] + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* \frac{\partial U}{\partial X} \right) \right] + \frac{Gr}{Re^2} \theta \cos \alpha \tag{3}$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{K}{Re Pr} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right] \tag{4}$$

Pour l'écriture adimensionnelle des équations 1 à 4, nous avons utilisé les variables réduites suivantes :

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{x}{H} & Y &= \frac{y}{H} & U &= \frac{u}{U_0} & V &= \frac{v}{U_0} \\
 P^* &= \frac{p}{\rho U_0^2} & \theta &= \frac{T - T_0}{T_e - T_0} & K &= \frac{k_s}{k_f}
 \end{aligned}$$

Pour la résolution des équations 1 à 4, il nous faut adjoindre un certain nombre de conditions aux limites :

A l'entrée du canal, soit $X = 0$ et $0 < Y < 1$, l'écoulement est supposé pleinement développé :

$$U = 6Y(1-Y) \quad V = 0 \quad \theta = 0 \quad (5)$$

A la sortie du canal, $X = L$ et $0 < Y < 1$, les écoulements hydrodynamique et thermique sont supposés établis :

$$\frac{\partial U}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial V}{\partial X} = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (6)$$

Tout le long de la paroi supérieure, en d'autres termes $0 < X < L$ et $Y = 1$, on y applique la condition d'adhérence pour le champ de vitesse et on supposera la paroi chaude:

$$U = 0 \quad V = 0 \quad \theta = 1 \quad (7)$$

Tout le long de la paroi inférieure, en d'autres termes $0 < X < L$, $Y = 0$:

$$U = 0 \quad V = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (8)$$

3. Méthode numérique

La méthode numérique des volumes finis développée par Patankar [5] a été utilisée pour discrétiser les différentes équations du modèle mathématique. La résolution du couplage vitesse-pression s'est fait par l'algorithme SIMPLER et la validité du code de calcul a été testée par comparaison avec les résultats publiés de Habchi et Acharya [1]. Les résultats sont en excellent accord.

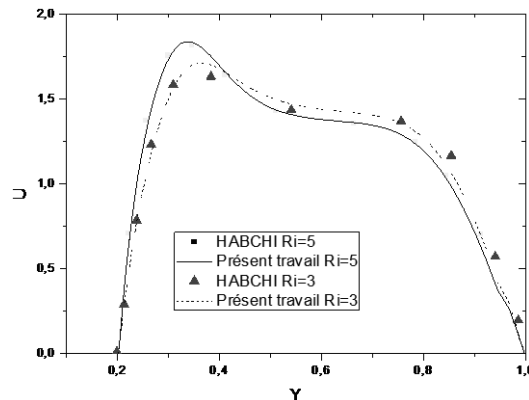


Figure 2 : Comparaison entre les profils de vitesse obtenus par [1] et les nôtres

4. Résultats et interprétation

4.1. Effet de l'inclinaison des deux plans sur les lignes de courant

La figure 3 montre l'effet de l'inclinaison des deux plans parallèles sur les lignes des courants. Nous remarquons l'apparition d'une zone de recirculation d'une intensité importante en amont du premier obstacle et une deuxième entre les deux obstacles. En variant l'angle d'inclinaison ($\alpha = 30$ et 60), nous remarquons l'apparition d'une cellule en aval du second obstacle, par contre pour $\alpha = 90$ la zone de recirculation se dirige vers la paroi adiabatique.

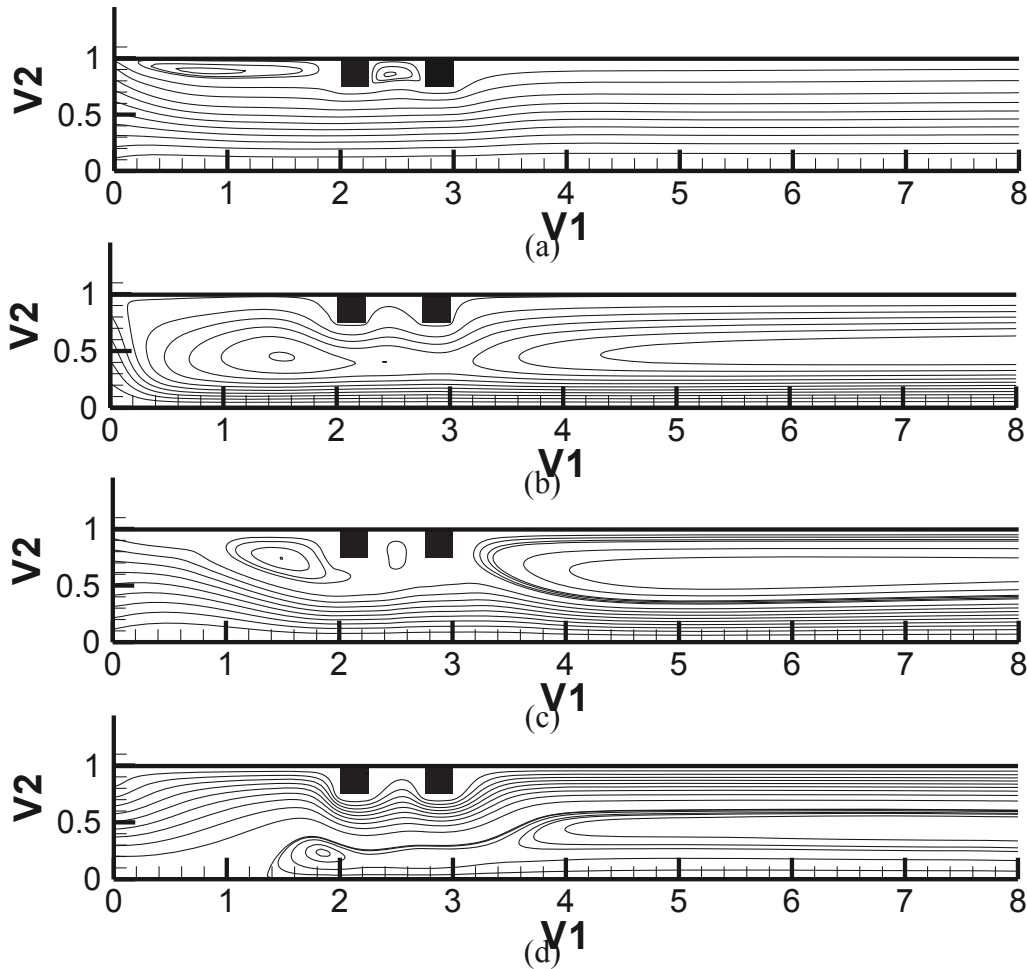


Figure 3 : Effet de l'inclinaison sur les lignes de courant (a) = 0, (b) = 30°, (c) = 60°, (d) = 90°

4.2. Effet de l'inclinaison des deux plans sur le nombre de Nusselt

Les figures 4 et 5 présentent l'effet de l'inclinaison des deux plans sur le nombre de Nusselt relevé le long des surfaces du premier et deuxième obstacle respectivement.

Pour le premier obstacle nous remarquons que pour l'inclinaison $\alpha = 30$ le nombre de Nusselt est maximal sur la face gauche et présente un minimum pour les deux autres faces. Par contre pour l'inclinaison $\alpha = 60$, le maximum du nombre de Nusselt est atteint sur la face verticale gauche et la face horizontale du second obstacle mais nous observons les valeurs les plus faible pour la face droite verticale.

De plus nous remarquons l'apparition des valeurs négatives du nombre de Nusselt sur la face droite du second obstacle, il en résulte un transfert de chaleur du fluide à la paroi.

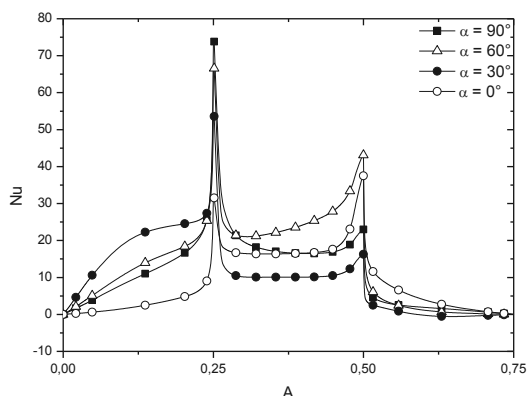


Figure 4 : Effet de l'inclinaison sur le nombre de Nusselt pour 1^{er} obstacle

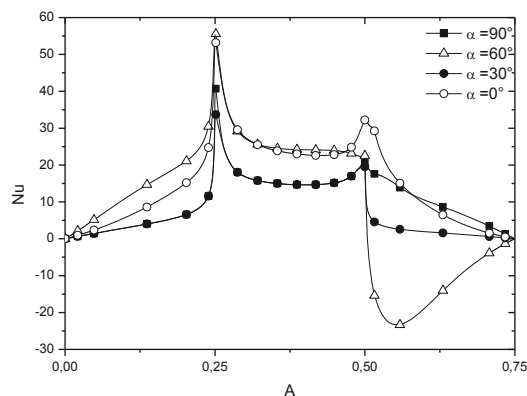


Figure 5 : Effet de l'inclinaison sur le nombre de Nusselt pour 2^{eme} obstacle

5. Conclusion

L'étude des caractéristiques hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles inclinés, en présence de deux obstacles placés sur la paroi supérieure, a été examinée dans le présent travail.

Les résultats en termes de lignes de courant montrent l'apparition d'une zone de recirculation en amont du premier obstacle pour l'inclinaison $\alpha = 0$ et une zone proche de la paroi adiabatique pour l'inclinaison $\alpha = 90$.

Pour le transfert thermique nous avons observés les plus importante valeurs du nombre de Nusselt pour l'inclinaison $\alpha = 30$ sur la face gauche du premier obstacle et pour l'inclinaison $\alpha = 60$ pour le second obstacle.

Références

- [1] S. Habchi, S. Acharya, Laminar mixed convection in a partially blocked, vertical channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29-11 (1986), 1711-1722.
- [2] A. Dogan, M. Sivrioglu et S. Baskaya, Investigation of mixed convection heat transfer in a horizontal channel with discrete heat sources at the top and at the bottom, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006), 2652-2662.
- [3] M. Hsiung et al, Mixed convective cooling of a fin in a channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 53 (2010), 760-771.
- [4] L. Boutina, R. Bessaih, Numerical simulation of mixed convection air cooling of electronic components mounted in an inclined channel, *Applied thermal engineering*, (2011), 1-11.
- [5] S. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, *Hemisphere Publ. Corp.*

ETUDE NUMERIQUE DE LA STRUCTURE D'UN PANACHE THERMIQUE DANS UN CANAL VERTICAL : EFFET DE LA HAUTEUR

M. BOUTERRA^{1**} ; B. JOUINI^{1*} ; A. EL CAFSI¹ ; A. BELGHITH¹

¹LETTM, Faculté Sciences de Tunis Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE.

*belgacem_jouini@yahoo.fr

**mourad.bouterra@fst.rnu.tn

Résumé

Dans ce travail nous nous proposons d'étudier numériquement, moyennant un logiciel du calcul FDS, un panache thermique issu d'une source située à l'entrée d'un canal. L'objectif, est d'une part, de déterminer la hauteur de la zone d'instabilité située au dessus de la source; d'autre part, de faire une étude spectrale des fréquences d'échappements tourbillonnaires. Nous nous intéressons à l'étude de l'effet des paramètres géométriques sur les fréquences de ces échappements et sur la hauteur de zone d'instabilité. Le but final est de chercher des relations des corrélations entre les nombres adimensionnels Rayleigh Strouhal.

Mots clés : FDS, panache thermique, source chaude, fréquence d'échappement.

Nomenclature

U_j : composante de la vitesse locale	m/s
U : vitesse locale	m/s
$U_{ref} = (g\beta(T_s - T_a)d)^{1/2}$	m/s
$U^* = U/U_{ref}$: vitesse adimensionnelle	
p : pression	Pa
T : température moyenne locale	°C
T_s : température de la source	°C
T_a : température ambiante	°C
$T^* = (T - T_a)/(T_s - T_a)$: température moyenne adimensionnelle	
g : l'accélération de pesanteur	m/s ²
F : Fréquence d'échappement	Hz
d : diamètre de la source	m
D : Largeur du canal	m
L : Hauteur du canal	m
$Gr = (g\beta(T_s - T_a)d^4)/Lv^2$: nombre de Grashof	
$St = (F*L)/V_{moy}$: nombre de Strouhal	
V_{moy} : Vitesse moyenne locale	m/s
Z^* : coordonnée verticale adimensionnelle	
X^* : coordonnée horizontale adimensionnelle	
β : coefficient de dilatation thermique du fluide	K ⁻¹
ρ : densité	Kg/m ³
ν : la viscosité cinématique.	m ² /s
k : diffusivité thermique	m ² /s

1. Introduction

Afin de profiter de la chaleur et de la lumière du soleil, il faut aménager les bâtiments en fonction des apports solaires. Le principe du chauffage solaire passif est assuré par des ouvertures vitrées adéquates orientées vers le soleil et par une isolation convenable pour éviter les risques de déperditions calorifiques. Il faut aussi stocker la chaleur afin de continuer à

chauffer le bâtiment lorsque le soleil ne brille plus et la rediriger vers les zones qui n'en bénéficient pas grâce à la thermocirculation ou des ventilateurs. Ces systèmes, développés par Trombe, peuvent assurer le chauffage des locaux d'habitation en disposant un mur en maçonnerie lourde orienté vers le sud derrière un vitrage et muni de deux orifices [1].

Melih Tan [2] propose une étude d'une configuration, dont le but de récupérer l'énergie solaire dans un capteur orienté vers le sud et le transférer dans un capteur nord. La réalisation de ce travail n'est pas le chauffage direct de l'espace intérieur mais de réduire les pertes de chaleur vers l'extérieur. J. J. Bezian et G. Arnaud [3] ont conçu un système assez proche du mur trombe à la différence près qu'ils ont disposé des sections remplies d'eau à l'intérieur du mur capteur. A. O. M. Mahmoud et al. [4], J. Bouslimi et L. Dehmani [5] J. Zinoubi et al. [6] Ils ont intéressés à l'étude de l'effet de thermosiphon sur un panache thermique et pour une configuration qui admet une symétrie axiale. Ils ont montré que l'écoulement qui résulte de cette interaction se forme de trois zones bien distinguées ; tel qu'on trouve une zone d'instabilité près de la source suivie par une zone de développement et on se fini par une zone de l'établissement de la turbulence. R. Ben Maad [7] a étudié expérimentalement et numériquement l'effet d'une grille chauffée, placée à l'entrée d'un canal vertical. Il s'est intéressé à son influence sur la structure de l'écoulement. Il a trouvé une instabilité des champs thermique et dynamique à l'entrée du canal et une intensification du coefficient moyen de transfert. A. Gammoudi et al. [8] ont travaillé sur l'amélioration de l'efficacité d'un système passif de captage de l'énergie solaire en simulant le problème au laboratoire par l'étude d'un panache thermique généré par une source de chaleur rectangulaire placée à l'entrée d'un canal vertical à parois chauffées. Ils ont montré que l'augmentation de la température de la source permet d'améliorer le débit d'air à l'intérieur du système. T. Naffouti et al. [9] ont étudié expérimentalement la structure fine d'un écoulement qui résulte de l'interaction d'un panache thermique avec un thermosiphon dans un canal vertical. Ils ont montré que cet écoulement est formé de trois zones distinctes.

Dans ce travail nous avons étudié numériquement, en utilisant un logiciel de calcul **FDS**, un panache thermique mis à l'entrée d'un canal vertical. Dans la première partie, nous avons fait une étude consacrée à la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux trouvés par Naffouti et al. [9]. Dans la deuxième partie, nous avons déterminé la fréquence d'échappement des rouleaux tourbillonnaires formée au dessus de la source, ainsi que, l'effet de la hauteur du canal sur la fréquence d'échappement en cherchant une corrélation entre le nombre Grashof et le nombre de Strouhal.

2. Configuration géométrique et modélisation numérique

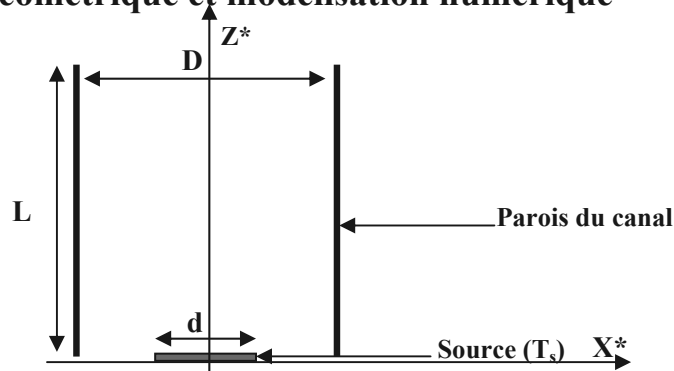


Figure 1 : configuration géométrique

Dans notre travail les grandeurs suivantes seront utilisées :

- La largeur de la source thermique $d = 6\text{cm}$; cette source est placée horizontalement à l'entrée du canal et elle permet de générer un panache.

- Le canal est formé de deux plaques distantes de $D = 15\text{cm}$ et de côté L . Les parois internes des plaques du canal sont chauffées uniformément à une température de 20°C .
- L'espace source canal $h = 0$.
- L'entrée et la sortie du canal sont initialement mises à la pression atmosphérique et à la température ambiante $T_a = 20^\circ\text{C}$.

Un logiciel commercial FDS est utilisé, qui utilise, pour la résolution des équations de Navier-Stokes, la méthode des grandes échelles (LES). Ce modèle est basé sur l'utilisation des équations moyennées dans le temps après l'application de la décomposition de Reynolds.

$$\mathbf{U}_t = (\overline{\mathbf{U}}_t + \mathbf{U}'_t) \text{ and } p = (\overline{p} + p')$$

Le système des équations Navier-Stokes moyennées est :

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial x_t} = 0$$

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t \mathbf{U}'_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}'_t \mathbf{U}'_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_t} + \nu \left(\frac{\partial^2 \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial x_j^2} \right)$$

Les équations moyennées, après avoir effectué la décomposition de Reynolds, montrent en plus des contraintes visqueuses, la contrainte de la turbulence turbulent ($-\overline{\mathbf{U}'_t \mathbf{U}'_j}$). Ce terme est appelé les tensions de Reynolds.

$$(\tau_{ij} = \overline{\mathbf{U}'_t \mathbf{U}'_j})$$

En appliquant l'hypothèse de Boussinesq :

$$(-\overline{\mathbf{U}'_t \mathbf{U}'_j}) = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_j}{\partial x_t} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

Les équations de Navier-Stokes seront :

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial x_t} = 0$$

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t \mathbf{U}'_j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}^*}{\partial x_t} + (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial^2 \overline{\mathbf{U}}_t}{\partial x_j^2} \right) + \nu_t \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_j}{\partial x_t} \right)$$

$$\overline{p}^* = \overline{p} + \frac{2}{3} \rho \overline{k}$$

L'équation d'énergie est la suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}_t T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(K \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)$$

3. Résultats et discussions

3.1. Confrontations de la simulation avec l'expérience

Dans cette partie l'écoulement d'un panache thermique est étudié. Il est issu d'une source rectangulaire de largeur $d=6\text{cm}$ et chauffée à une température $T_s=300^\circ\text{C}$, à l'intérieur d'un canal vertical de largeur D et de hauteur $L=42\text{cm}$.

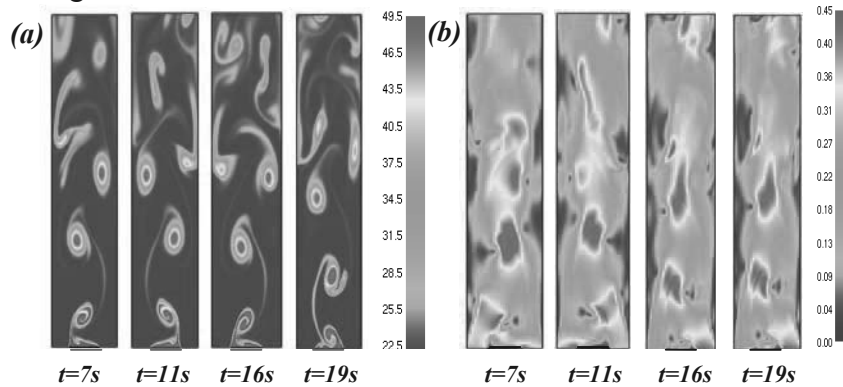


Figure 2 : Les isovaleurs de température (a) et de la vitesse (b) pour différentes instants

Sur la figure 2, nous présentons les isovaleurs de la température et de la vitesse ; il est clair qu'il y a une formation de battement au dessus de la source chaude. Ces battements sont des tourbillons qui se forment puis s'échappent après une hauteur bien déterminée par rapport au niveau de la source. La formation des battements caractérise la première zone, c'est la zone d'instabilité. Dans la partie centrale du canal, on trouve des tourbillons de moindre taille que ce qui caractérise la zone de développement du panache. Avant la sortie du canal, l'écoulement devient plus homogène.

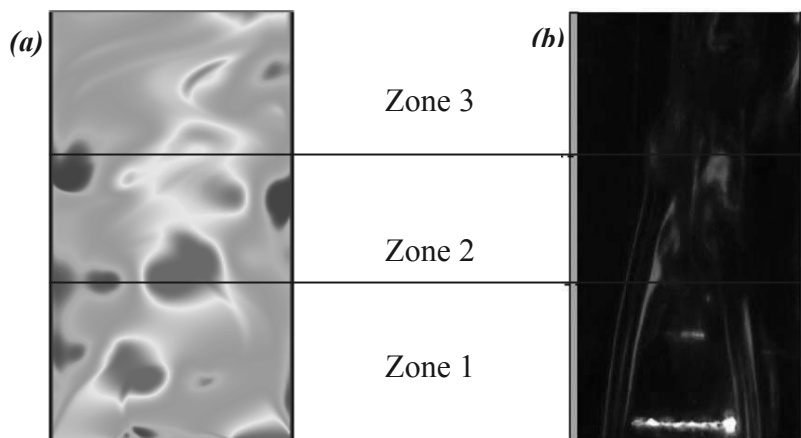


Figure 3 : Visualisation expérience et numérique
(a) numérique ; (b) expérience (Naffouti et al. [9])

La figure 3 montre qu'il y a une alimentation du canal par l'air frais au niveau de sa partie inférieure. A partir de cette visualisation, on distingue bien les 3 zones qui forment l'écoulement du panache confiné à l'intérieur du canal. En montant dans le canal, l'écoulement devient de plus en plus homogène.

Les 2 figures 4 et 5 présentent respectivement les profils de la température et de vitesse moyenne (pour 2 niveaux $Z^*=0.2$ et $Z^*=0.92$).

Dans la partie inférieure du canal ($Z^*=0.2$), le profil de la température admet 3 maximums ; deux au niveau des bords de la source, sont symétriques par rapport au plan médian, et l'autre qui est plus important situé sur ce plan. Il existe aussi deux minimums symétriques par rapport au plan médian. Les 2 minimums traduisent la pénétration de l'air frais vers la source chaude de part et d'autre des extrémités de la source, ce qui explique la formation des tourbillons dans la partie inférieure du canal. Le profil de la vitesse, pour le même niveau, admet deux maximums symétriques par rapport au plan médian du canal. Ces deux maxima sont dus à l'alimentation du panache par l'air de part et d'autre du canal.

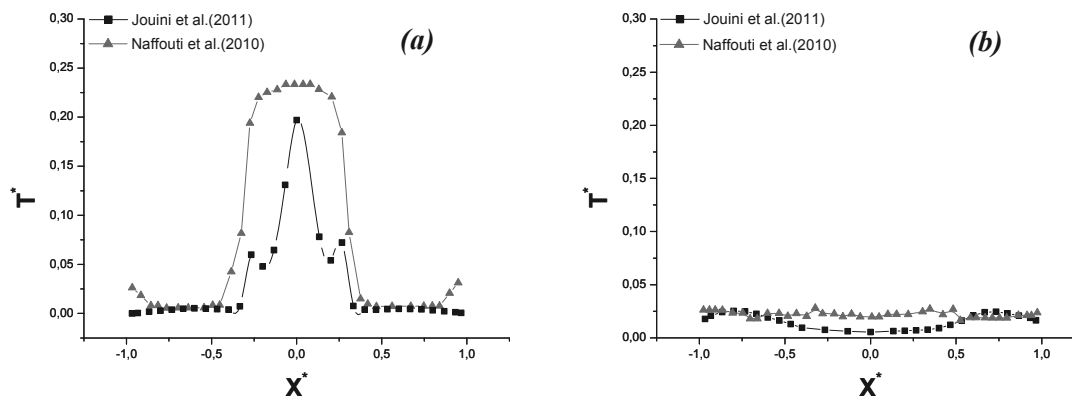


Figure 4 : profils de la température moyenne pour (a) $Z^*=0.2$ et (b) $Z^*=0.92$

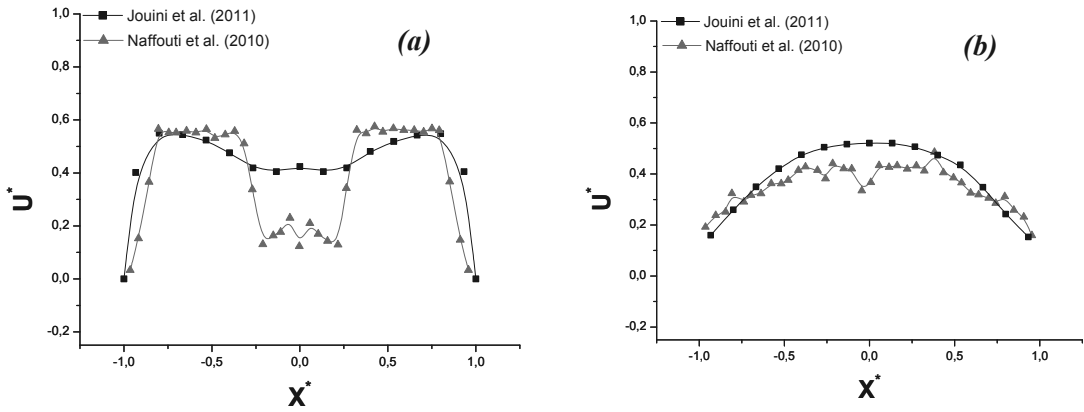


Figure 5 : profils de la vitesse moyenne pour (a) $Z^*=0.2$ et (b) $Z^*=0.92$

Dans la partie supérieur du canal ($Z^*=0.92$), les profils de la température et de la vitesse deviennent plus aplatis. Dans ce niveau, la température et la vitesse seront plus homogènes.

La visualisation et les profils de la température et de la vitesse montrent un bon accord entre l'expérience (Naffouti et al. [9]) et la simulation numérique de FDS.

3.2. Effet de la hauteur du canal sur la structure du panache

3.2.1. Etude thermique et dynamique

La structure du panache à l'intérieur du canal est sensible à toute variation des paramètres de la configuration. La figure 6 nous montre les isovaleurs de la température pour différentes hauteur L du canal.

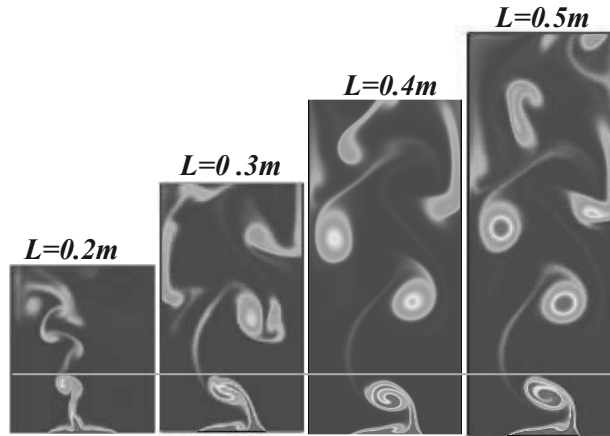


Figure 6 : Les isovaleurs de la température pour différentes hauteur L du canal

On remarque que la hauteur du zone de circulation (la 1^{ère} zone) est la même quelque soit la hauteur du canal. Il est clair que le nombre des petits tourbillons augmente avec l'augmentation de la hauteur. Pour mieux comprendre l'effet de la hauteur du canal, nous avons tracé le profil de la vitesse axiale (figure 7).

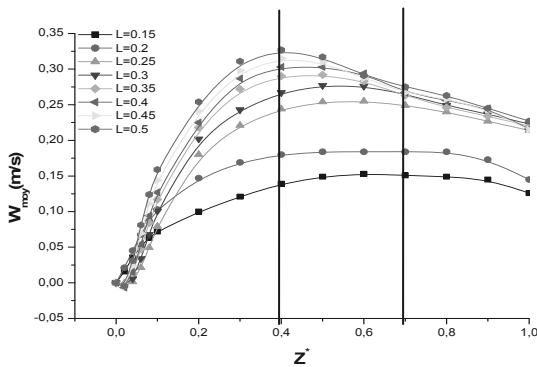


Figure 7 : profil de vitesse moyenne au niveau de l'axe de la source

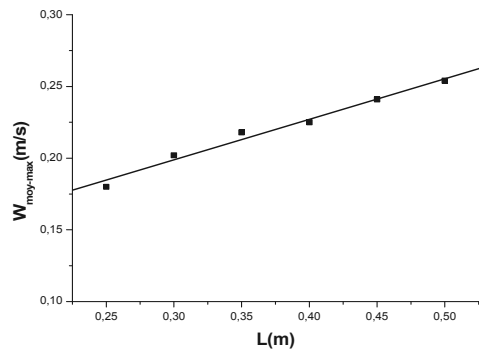


Figure 8 : variation du maximum de la vitesse maximale en fonction de la hauteur du canal L

Les profils de la vitesse moyenne axiale montre que la structure de l'écoulement dépende de la hauteur du canal. Le profil de la vitesse axiale est semblable au celle du panache libre pour $L=0.15m$ et $L=0.20m$. À partir de $L=0.25m$, ce profil admet un maximum au niveau de $Z^*=0.4$ pour tout les cas traités. Donc, à partir de $L=0.25m$, nous avons trouvé les 3 zones déterminées précédemment par Naffouti et al. [9]. La valeur maximale de la vitesse axiale augmente avec l'augmentation de la hauteur du canal. Ce niveau correspond au début de la deuxième zone (zone de développement de la turbulence). La première zone (la zone d'instabilité) se limite à $Z^*=0.4$ et la troisième zone existe à partir de la stabilité de la vitesse ($Z^*=0.65$).

La figure 8 présente la variation de la maximale de la vitesse axiale en fonction du L (à partir de $L=0.25m$). On constate que le maximum de la vitesse axiale varie d'une façon linéaire avec la hauteur du canal.

3.2.2. Etude spectrale

Les figures 9 et 10 présentent respectivement la variation temporelle de la vitesse et leur spectre de la fluctuation.

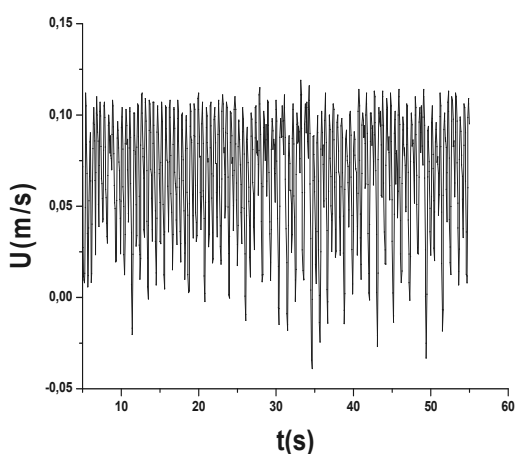


Figure 9 : variation temporelle de la vitesse

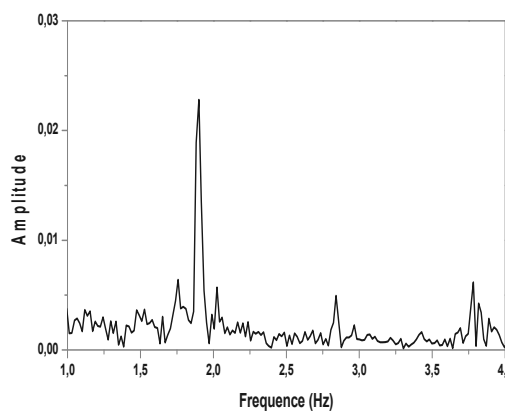


Figure 10 : spectre de la fluctuation de la vitesse

Dans le tableau suivant, on trouve la fréquence d'échappement pour chaque hauteur L , la vitesse moyenne, le nombre de Strouhal et le nombre de Grashof.

$L(m)$	0.15	0.2	0.25	0.3	0.35	0.4	0.45	0.5
$10^{-4} * Gr$	868	651	520	434	372	325	289	260
V_{moy} ($10^{-2} m/s$)	5.15	6.76	4.94	3.4	4.71	5.44	6.94	8.11
$F(Hz)$	1.921	1.871	1.726	0.885	1.815	1.840	1.895	1.920
St	5.595	5.535	8.730	7.80	13.48	1.52	12.38	11.83

Tableau 1

La figure 11 montre que, à partir de $L=0.2m$, le nombre de Strouhal vari d'une façon sinusoïdale en diminuant le nombre de Grashof, c'est-à-dire en augmentant la hauteur du canal. En constate également la présence de deux extremums.

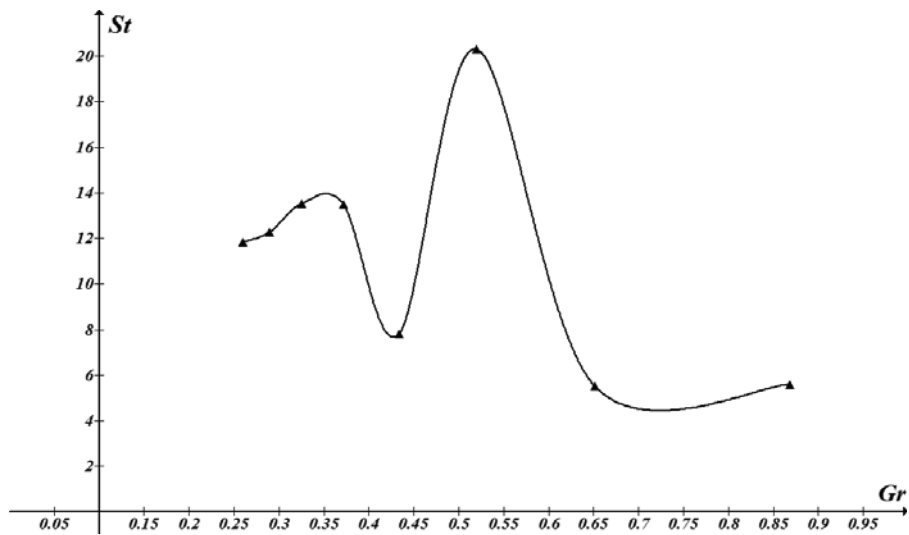


Figure 11 : Variation de nombre de Strouhal en fonction de nombre de Grashof

4. Conclusion

Dans cette étude, nous avons montré qu'il y a un bon accord en les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Les 3 zones qui structurent le panache, à l'intérieur du canal, ont le même niveau adimensionnelle Z^* qui correspond à chaque hauteur du canal. Nous avons montré aussi que la fréquence d'échappement dépend de la hauteur du canal ainsi que le nombre de Strouhal qui restera constante pour les grandes hauteurs.

Les références

- [1] W.CHEN and W. LUI, Numerical analysis transfers in a composite wall solar-collector system with a porous absorber, Applied Energy 78, pp 137-149 (2004).
- [2] M. Tan, Opposite sunspaces passive solar air heating system, Solar Energy 60, pp. 127-134 (1997).
- [3] J. J. Beziau and G. Arnaud, Application de la convection naturelle en cavité inclinée au chauffage solaire passif, In (1982).
- [4] A. O. M. Mahmoud ; R Ben Maad et A. Belguith, interaction d'un écoulement de thermosiphon avec un panache thermique à symétrie axiale : étude expérimentale, Rev. Gen. Therm. 37 ; pp :385-396 (1983)
- [5] J. Bouslimi et L. Dehmani, Experimental investigation of the thermal field of a turbulent plume guided a cylinder-preliminary results, Exp. Ther. Fluid 29 pp : 477-484 (2004).
- [6] J. Zinoubi, R. Ben Maad et A. Belguith, Influence of the vertical source cylinder spacing on the interaction of a thermal plume with a thermosiphon flow : an experimental study, Experimental thermal and fluid 28 pp : 329-336 (2004).
- [7] R. Ben Maad et A. Belguith, The use of grid-generated turbulence to improve heat transfer impossible solar systems, Renewable Energy vol 2, N°3 pp: 333-336; Printed in great Britain (1992).
- [8] A. Gammoudi, A. Arfaoui, M. Hammami et R. Ben Maad, Amélioration de l'efficacité d'un système passif de captage de l'énergie solaire en exploitant l'effet panache-thermosiphon, 12^{èmes} journées internationales de thermique pp : 77-80. (2005)
- [9] Taoufik Naffouti ; JamilZinoubi et RejebBenMaad, Experimental characterization of a free thermal plume and in interaction with its material environment, Applied ThermalEngineering30 1632-1643 (2010)

Etude numérique de la ventilation naturelle dans un canal incliné chauffé à flux constant.

Boris BRANGEON^{1*}, Alain BASTIDE¹, Patrice JOUBERT²

¹ PIMENT, 117 Avenue du Général Ailleret 97430 Le Tampon, France.

² LaSIE, Avenue Michel Crépeau 17042 La Rochelle Cedex 1, France.

* (auteur correspondant : boris.brangeon@univ-reunion.fr)

Résumé - Cet article est basé sur une étude numérique bidimensionnelle d'écoulements de convection naturelle à l'intérieur d'un canal ouvert chauffé de manière asymétrique à flux constant imposé q (10 ; 50 ; 75 et 100 W.m^{-2}) pour différents angles d'inclinaison $i = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ et 75° . Cet article se base sur une expérimentation existante au sein du Groupe de Recherche sur les Énergies Renouvelables (GRER Université des Antilles et de la Guyane).

Les résultats de ces études numériques sont présentés pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh modifié, de l'angle d'inclinaison et du rapport de forme (b/H). Les champs de température, de vitesse, ainsi que le transfert de chaleur à la paroi sont analysés. Une discussion est également menée pour mettre en évidence certaines différences observées avec l'expérimentation sur l'existence d'un écoulement inverse en sortie de canal.

Nomenclature

b	largeur caractéristique, [m]	t	temps sans dimension, [-]
g	accélération gravitationnelle, [$9,81 \text{ m.s}^{-2}$]	u, v	vitesse horizontale et verticale sans dimension, [-]
G	débit sans dimension, [-]	V_b	vitesse débitante, [m.s^{-1}]
Nu	nombre de Nusselt, [-]	U_{ref}	vitesse caractéristique de convection naturelle, ($\frac{\kappa Ra_p^{1/2}}{H}$), [m.s^{-1}]
p_m	pression motrice sans dimension, [-]	x, y	coordonnées cartésiennes sans dimension, [-]
Pr	nombre de Prandtl ($\frac{\nu}{\kappa}$), [-]		
q	densité de flux, [W.m^{-2}]		
Ra_b	nombre de Rayleigh ($\frac{g\beta\Delta\theta b^3}{\nu\kappa}$), [-]		
Ra_m	nombre de Rayleigh modifié ($\frac{g\beta qb^4}{\lambda\nu^2} \frac{b}{H} Pr = Ra_b \frac{b}{H}$), [-]		
Ra_H	nombre de Rayleigh modifié basé sur H ($Ra_m (\frac{H}{b})^5$), [-]		
Re	nombre de Reynolds ($\frac{UH}{\nu}$), [-]		
T	Température, [K]		
ΔT	différence de température, $\frac{qb}{\lambda}$, [-]		

Symboles grecques

θ	température sans dimension [-]
β	coefficient d'expansion thermique [K^{-1}]
κ	diffusivité thermique, [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
ν	viscosité cinématique, [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
ρ	masse volumique, [kg.m^{-3}]

1. Introduction

Plusieurs problèmes comme le refroidissement en face arrière des capteurs photovoltaïques et les parois doubles peaux verticales ou en toiture peuvent être représentées par une géométrie de type canal incliné. La convection naturelle en canal ouvert incliné a fait l'objet de nombreuses études numériques et expérimentales. Elenbaas [1] a déterminé les différents modes d'écoulement en fonction d'un nombre de Rayleigh modifié (rapport du nombre de Rayleigh construit sur la largeur du canal par l'allongement du canal). Bar-Cohen et al [2] ont présenté, un ensemble de corrélations pour un canal chauffé asymétriquement. E.M. Sparrow et al. [3] ont pu mettre en évidence, lors de visualisations expérimentales, pour différentes conditions de chauffage et de rapport d'allongement, l'apparition d'un écoulement inverse en sortie de canal. Plus récemment, cette recirculation de l'écoulement a également été étudiée par Dupont et al [4]. Cette configuration fait l'objet depuis quelques années d'un regain d'intérêt dans la communauté des numériciens [5] [6], car elle pose des problèmes non triviaux en termes de

conditions limites cohérentes à appliquer en entrée et sortie particulièrement pour représenter correctement les recirculations observées expérimentalement. Aussi, nous avons développé un code numérique 2D pour étudier les écoulements de convection naturelle au sein de canaux ouverts. Les configurations envisagées dans cette étude reposent sur les expériences de Webb et al. [7] et de Dupont et al. [4], qui seront utilisées pour comparer les résultats des simulations numériques car elles fournissent des informations pertinentes notamment sur les corrélations $Nu = f(Ra_m)$ (utilisés dans les codes nodaux), les profils de vitesse et de température.

2. Formulation du problème physique et mise en équations

2.1. Problème physique

Nous considérons un canal bidimensionnel ouvert aux extrémités, chauffé de manière asymétrique par un flux pariétal imposé sur sa face gauche (Fig. 1). Ce canal est vertical ou incliné par rapport au champ de pesanteur \vec{g} . Le fluide en écoulement est de l'air. Les caractéristiques géométriques sont les suivantes : hauteur $H = 0,64$ m, épaisseur du canal b variable de 0,05 ; 0,06 et 0,0985 m. Trois rapports de formes ont été analysés ($H/b = 6,5 ; 10,67$ et $12,8$). Il en résulte un nombre caractéristique de Rayleigh modifié ($Ra_m = \frac{g\beta qb^4}{\lambda\nu^2} \frac{b}{H} Pr$) qui varie entre $4,4 \cdot 10^3$ et $5 \cdot 10^6$.

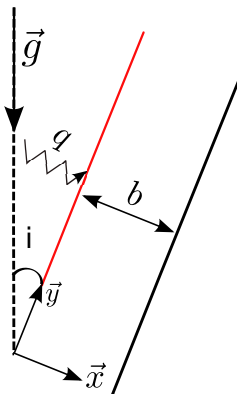


Figure 1 : Configuration du domaine étudié. Canal asymétriquement chauffé à flux constant incliné d'un angle i .

Le tableau 1 récapitule les cas étudiés. Les nombres de Rayleigh Ra_H sont donnés à titre informatif.

			$Ra_H=5,89 \cdot 10^9$	$Ra_H=2,95 \cdot 10^{10}$	$Ra_H=4,42 \cdot 10^{10}$	$Ra_H=5,89 \cdot 10^{10}$
			$q=10W.m^{-2}$	$q=50W.m^{-2}$	$q=75W.m^{-2}$	$q=100W.m^{-2}$
b	i	H/b	$Ra_m \cos(i)$			
0.05	0	12.8	$1.71 \cdot 10^4$	$8.57 \cdot 10^4$	$1.29 \cdot 10^5$	$1.71 \cdot 10^5$
0.05	45	12.8	$1.21 \cdot 10^4$	$6.06 \cdot 10^4$	$9.09 \cdot 10^4$	$1.21 \cdot 10^5$
0.05	60	12.8	$8.57 \cdot 10^3$	$4.29 \cdot 10^4$	$6.43 \cdot 10^4$	$8.57 \cdot 10^4$
0.05	75	12.8	$4.44 \cdot 10^3$	$2.22 \cdot 10^4$	$3.33 \cdot 10^4$	$4.44 \cdot 10^4$
0.06	0	10.67	$4.27 \cdot 10^4$	$2.13 \cdot 10^5$	$3.20 \cdot 10^5$	$4.27 \cdot 10^5$
0.0985	0	6.5	$5.09 \cdot 10^5$	$2.54 \cdot 10^6$	$3.82 \cdot 10^6$	$5.09 \cdot 10^6$
0.0985	45	6.5	$3.60 \cdot 10^5$	$1.80 \cdot 10^6$	-	-
0.0985	60	6.5	$2.54 \cdot 10^5$	$1.27 \cdot 10^6$	-	-

Tableau 1 : Valeurs de $Ra_m \cos(i)$ en fonction des paramètres $b, \theta, H/b$ et q pour chaque cas étudié.

2.2. Équations de conservation

Les propriétés thermophysiques du fluide sont considérées constantes exceptée pour la masse volumique dans le terme de la poussée d'Archimède (hypothèse de Boussinesq, $\rho(T_0) =$

$\rho_0[1 - \beta(T - T_0)]$). Les échanges radiatifs entre surfaces ne sont pas pris en compte. Les équations qui régissent l'écoulement de convection naturelle avec les hypothèses précédentes s'expriment, en deux dimensions, de la manière suivante sous forme sans dimension :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p_m}{\partial x_i} + \text{Pr} Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \text{Pr} \theta (\sin(i) \delta_{ix} - \cos(i) \delta_{iy}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial u_j \theta}{\partial x_j} = Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3)$$

Les équations sont rendues sans dimension par rapport à la vitesse caractéristique de convection naturelle : $U_{ref} = \kappa Ra^{1/2} / H$ [8], à la largeur de la cavité b et à la différence de température $\Delta T = qb/\lambda$. Le nombre de Prandtl, $\text{Pr} = \nu/\kappa$, est fixé à 0,71.

2.3. Conditions limites

Le flux est supposé constant et homogène sur la paroi dite chaude (soit $\frac{\partial \theta}{\partial n} = 1$). Pour la paroi opposée, une condition d'adiabaticité est appliquée, $\frac{\partial \theta}{\partial n} = 0$. La vitesse est nulle aux parois (condition de non-glissement) ainsi que la dérivée normale de la pression aux parois : $\frac{\partial p_m}{\partial n} = 0$. Les conditions limites imposées aux extrémités sont les suivantes : si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} < 0$ alors $\theta = 0$, sinon $\frac{\partial \theta}{\partial n} = 0$.

Pour les géométries ouvertes en convection naturelle, le choix des conditions limites à appliquer à la vitesse et à la pression est délicat. En effet, l'écoulement, de type thermosiphon, résulte de l'équilibre entre les forces dues à la poussée d'Archimède et aux pertes de charge totales de l'écoulement entre l'entrée et la sortie du canal. Aucun choix n'apparaît cependant trivial pour imposer des conditions de vitesse ou de pression à l'entrée du canal.

On admet qu'à l'entrée du domaine les hypothèses suivantes sont respectées : l'écoulement est incompressible et permanent, les termes visqueux sont négligeables et le champ de vitesse est à rotationnel nul. On peut alors relier le débit traversant à la différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal par la relation :

$$\int_{H_2} (p + \rho g z) \cdot dA - \int_{H_1} (p + \rho g z) \cdot dA = \int_{H_1} \frac{1}{2} \rho |v|^2 \cdot dA \quad (4)$$

Cette condition limite est identique à celle proposée lors d'un benchmark dans le cadre du réseau AMETH [5], constitué d'un canal vertical chauffé de manière asymétrique. Le benchmark ADNATI [9] questionne également cette problématique dans le domaine du bâtiment et fait l'objet actuellement d'une confrontation à l'échelle française entre codes numériques de recherche et codes commerciaux. Dans notre cas d'étude, le jeu de conditions limites suivant est donc imposé :

- en entrée : si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} > 0$ alors $p_m = -\frac{1}{2S_e^2} G^2$ (❶) où \mathbf{n} est le vecteur normal extérieur à la frontière, G le débit entrant et S_e la surface totale de l'entrée. Sinon, si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} < 0$ alors $p_m = -\frac{1}{2}|V|^2$ (condition de Bernoulli local, ❷).
- en sortie : si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} < 0$ alors $p_m = -\frac{1}{2}|V|^2$ (❸) sinon on impose une condition de jet libre : $p_m = 0$ (❹).

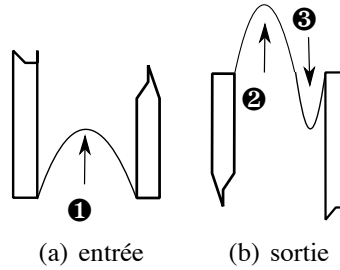


Figure 2 : Types de conditions aux limites utilisées en entrée et sortie du canal.

Des essais préliminaires réalisés en imposant une condition de jet libre en sortie sans test sur le sens de l'écoulement ont conduit dans certains cas à des situations non réalistes pour $Ra_H > 5,9 \cdot 10^9$ pour lesquelles le fluide ré-entrait en partie haute du canal pour ressortir par la section d'entrée. Le fait d'imposer une condition de Bernouilli local a permis d'éliminer ces comportements tout en conservant la possibilité d'observer des recirculations de fluide en partie haute (voir §4).

3. Approche numérique : discrétisation spatiale et temporelle

Le code numérique a été développé à l'aide de l'environnement OpenFOAM[®] [10].

Le schéma d'intégration temporelle mis en œuvre est un schéma d'Euler retardé du second ordre. Le terme d'advection est discrétisé par une extrapolation d'Adams-Bashforth du second ordre en temps. Les termes de diffusion sont traités implicitement. Résoudre l'équation de l'énergie et de la quantité de mouvement à t^{n+1} conduit à résoudre un problème de Stokes généralisé, $u_i^{n+1} = H(u_i^n)$. Finalement, le schéma numérique général est le suivant :

$$\frac{3f^{n+1} - 4f^n + f^{n-1}}{2\Delta t} + 2 \left. \frac{\partial f u_j}{\partial x_j} \right|^n - \left. \frac{\partial f u_j}{\partial x_j} \right|^{n-1} = \left. \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial f}{\partial x_j} \right|^{n+1} \quad (5)$$

Concernant la discrétisation spatiale, les équations sont discrétisées en espace par une méthode de volumes finis colocalisés. Le maillage est non uniforme avec une progression géométrique de la taille des mailles et un nombre de nœuds de 128×512 pour $q=10 \text{ W.m}^{-2}$, de 256×1024 pour $q=100 \text{ W.m}^{-2}$. Le nombre de Reynolds local obtenu dans ces conditions est toujours inférieur à 20 et la distance à la paroi du premier point de la grille en unités (y^+) est inférieur à 1. Ces grandeurs sont calculées à titre informatif pour renseigner sur la qualité du maillage et fera l'objet d'une étude plus fine pour des régimes d'écoulement plus sévères qui nous amèneront à utiliser des modèles de turbulence.

Le pas de temps sans dimension varie de $2 \cdot 10^{-3}$ ($Ra_b = 10^4$) à $0,5 \cdot 10^{-4}$ ($Ra_b = 10^6$).

4. Résultats et discussions

Dans cette étude, nous avons estimé le temps de mise en régime à au moins 50 unités de temps sans dimension à partir d'un état initial de repos, ou en partant d'une solution à plus bas nombre de Rayleigh. Une fois le régime établi observé, un calcul statistique est effectué sur au minimum 200 unités de temps sans dimension, afin d'obtenir les valeurs statistiques de u , v et θ .

Dans notre étude, le choix des conditions limites implique que le fluide n'est pas perturbé en entrée du canal et que d'une manière générale le milieu extérieur n'influence pas l'écoulement au sein du canal. Ces conditions de non interférence du milieu extérieur sont très difficiles à obtenir expérimentalement et la comparaison des données obtenues au GRER [4][11][7] avec nos résultats est à considérer dans ce cadre.

La figure Fig. 3 montre que la pénétration dans le canal se fait préférentiellement du côté de la paroi chaude. Cette observation est en accord avec l'expérimentation. En revanche, au voisinage de l'entrée Fig. 3(a), le profil de vitesse a une allure différente du cas expérimental.

Le profil en sortie Fig. 3(b) met en évidence un écoulement inverse avec des vitesses négatives.

tives, du côté de la paroi adiabatique. On constate que la vitesse verticale calculée (DNS) est sur-estimée le long de la paroi chaude alors que l'écoulement inverse est sous-estimé numériquement le long de la paroi froide. Cette différence peut être due aux échanges radiatifs entre les parois et l'air extérieur en sortie du canal, qui ne sont pas pris en compte dans nos calculs. Afin de vérifier cette hypothèse, des travaux sont en cours pour intégrer le rayonnement de surface dans le code de calcul.

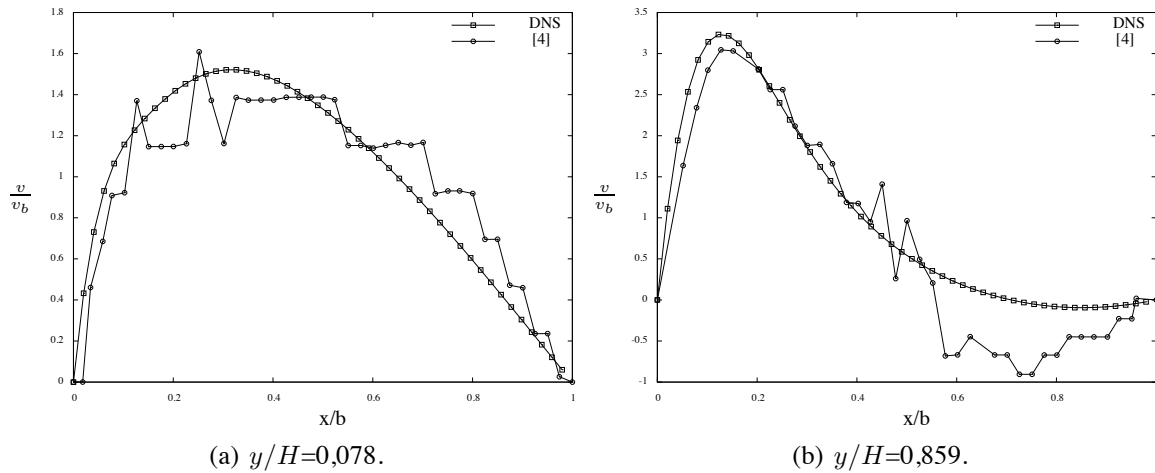


Figure 3 : Profils de vitesse rapportés à la vitesse débitante, v/v_b pour $Ra_H = 5,9.10^9$, $H/b=10,7$ et $i=0^\circ$.

La figure Fig. 4(a) présente les isovaleurs du rapport de la vitesse vertical sur la vitesse débitante $V_b = 0,048 \text{ m.s}^{-1}$, ainsi que le champ de température à l'intérieur du canal dans le cas précédent.

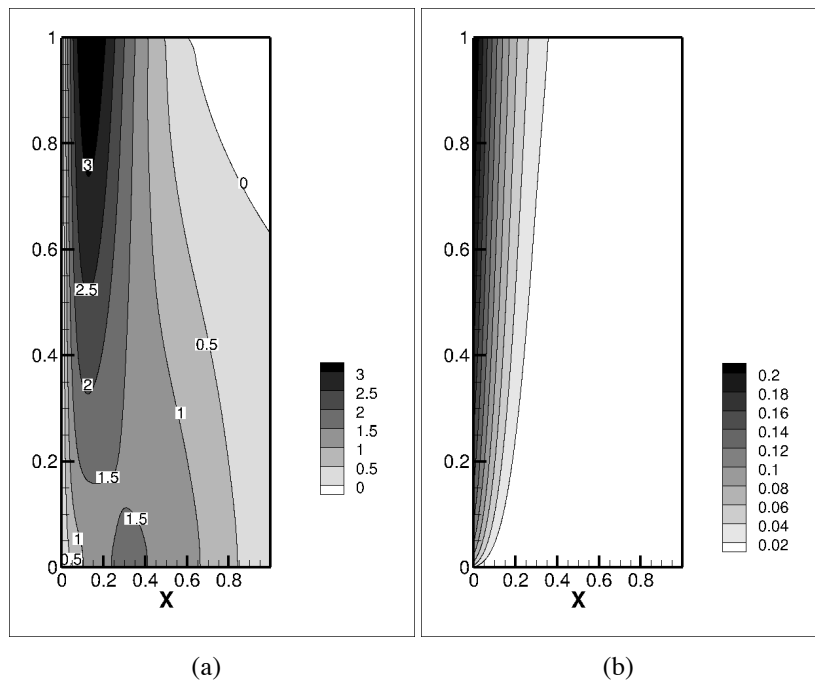


Figure 4 : 4(a) : Isovaleurs du rapport v/v_b et 4(b) : isocontours de la température θ pour $Ra_H = 5,9.10^9$, $H/b=10,7$ et $i=0^\circ$.

La figure Fig. 5 montre les nombres de Nusselt convectifs à mi longueur, $Nu_{1/2}$, obtenus pour les différentes valeurs de $Ra_m \cos(i)$, comparés aux résultats de Dupont et al. et à la corrélation proposée par Webb et al. On constate que nos résultats sont en bonne concordance avec ceux obtenus au GRER et correspondent bien à la corrélation proposée, avec un écart relatif inférieur à 1% jusqu'à $Ra_b = 2 \cdot 10^5$. Au-delà de cette valeur, les écarts sont cependant plus importants, ce qui se traduit par des valeurs différentes des coefficients de la corrélation

$$Nu_{1/2} = \alpha Ra_m^\beta \text{ (cf. tableau 2).}$$

De manière quantitative, on observe Fig. 5, l'évolution du débit traversant en fonction du nombre de Rayleigh modifié ($\dot{m} = f(Ra_m \cos(i))$).

Il sera intéressant d'étudier dans une étape ultérieure le potentiel de ces écoulements de convection naturelle pour le refroidissement de panneaux PV ou de toitures en milieu tropical dans des conditions plus réalistes en terme de nombre de Rayleigh.

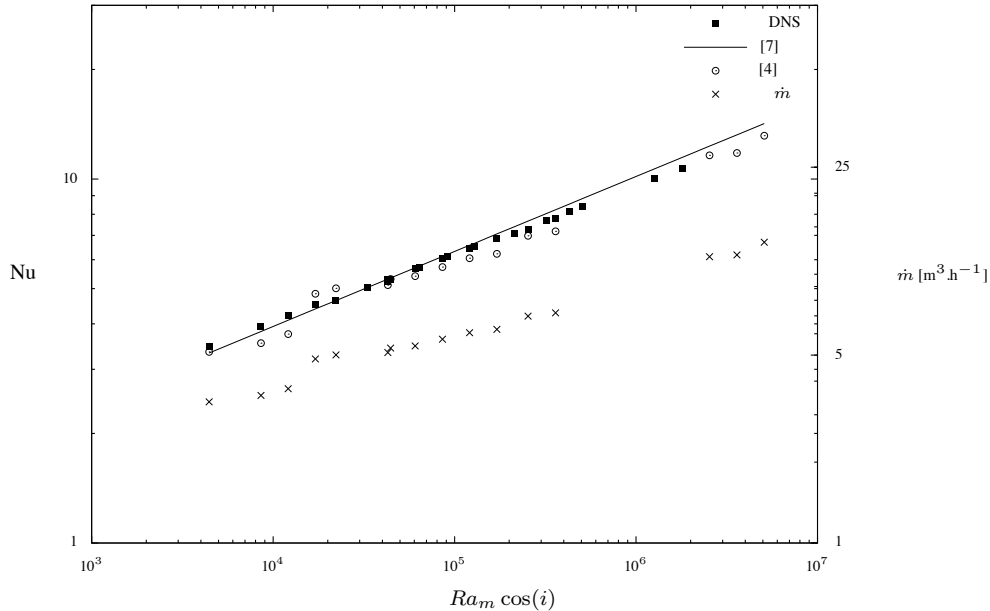


Figure 5 : Débit volume calculé et nombres de Nusselt à mi-hauteur du canal en fonction de $Ra_m \cos(i)$: comparaison avec la corrélation de Webb et al. [7] et les valeurs de Dupont et al. [4].

Références	Corrélation
[7]	$Nu_{1/2} = 0,58 Ra_m^{0,206}$
[11]	$Nu_{1/2} = 0,59 Ra_m^{0,206}$
présente étude	$Nu_{1/2} = 0,70 Ra_m^{0,190}$

Tableau 2 : Corrélations $Nu_{1/2} = \alpha Ra_m^\beta$.

L'étude expérimentale [4] a permis d'établir les conditions d'existence d'un écoulement inverse dans le plan ($Ra_H, H/b$) à partir de visualisations par tomographie laser. Un écoulement inverse permanent est observé dans une zone définie par $9,14 < H/b < 16$ et $Ra_H < 4,46 \cdot 10^{10}$. Numériquement, nous avons observé un écoulement inverse pour $Ra_H > 4,46 \cdot 10^{10}$. Deux questions peuvent alors se poser : le choix des conditions limites en entrée-sortie est-il pertinent ? Le fait de négliger le rayonnement de surface est-il légitime ? Pour le premier point, le travail réalisé dans le cadre du benchmark numérique AMeth [5] montrait une concordance des résultats entre les différentes équipes de recherche pour une valeur du nombre de Rayleigh modifié $Ra_b = 5 \cdot 10^5$. Quelques différences entre le choix d'une condition de pression de type Bernoulli global et local existaient entre les résultats mais ne conduisaient pas à des différences significatives sur la longueur de pénétration de l'écoulement inverse dans le canal. Cela semble indiquer en conséquence que le rayonnement de surface influence l'écoulement, en particulier près des sections d'entrée et de sortie, et qu'il doit être considéré dans ce type de configuration.

5. Conclusion

Nous avons mis en œuvre une approche numérique pour l'étude des écoulements de convection naturelle dans les canaux inclinés et ouverts. L'étude a été réalisée sur la base d'une expérimentation du GRER [11] et la comparaison avec les données expérimentales a été menée. Cette comparaison fait apparaître un accord qualitativement correct, mais des différences existent

cependant, en terme de valeur du nombre de Nusselt à mi-hauteur et en terme de domaine d'existence d'un écoulement de retour dans le canal, ce qui nous amène à considérer l'influence du rayonnement de surface sur l'écoulement. Les premiers résultats présentés dans cette étude seront donc complétés dans un avenir proche en intégrant le rayonnement de surface dans les calculs. Les perspectives futures de ce travail concernent également l'extension à des conditions de flux représentatives de conditions réelles d'ensoleillement ($q \approx 1000 \text{ W.m}^{-2}$) afin de pouvoir explorer les possibilités de refroidissement de panneaux PV ou de toitures en milieu tropical. Il sera indispensable pour cela de faire appel à des modèles de turbulence. Nous nous appuyerons pour cela sur la simulation des grandes échelles.

Références

- [1] W. Elenbaas. Heat dissipation of parallel plates by free convection. *Physica*, 11(9) :1–23, 1942.
- [2] A. Bar-Cohen and W. M. Rohsenow. Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, 11(116) :116–123, 1984.
- [3] E.M. Sparrow, G.M. Chrysler, and L. Azevedo. Observed flow reversals and measured-predicted nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 106(2) :325–332, 1984.
- [4] S. Samot, F. Dupont, and F. Penot. Mesure de température dans un écoulement renversé à la sortie d'un thermosiphon vertical chauffé à flux constant. In *SFT 2010 France*, 2010.
- [5] G. Desrayaud, R. Bennacer, J.P. Caltagirone, E. Chenier, A. Joulin, N. Laaroussi, and K. Mojtabi. Etude numérique comparative des écoulements thermo convectifs dans un canal vertical chauffé asymétriquement. In *VIIIème Colloque Interuniv. Franco-Québécois*, page 6, Mai 2007.
- [6] A.G. Fedorov and R. Viskanta. Turbulent natural convection heat transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(16) :3849 – 3860, 1997.
- [7] B. W. Webb and D. P. Hill. High rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel. *J. Heat Transfer*, 111 :649–656, 1989.
- [8] A. Bejan. *Convection heat transfer*. John Wiley and Sons, 1984.
- [9] L. Stephan, E. Wurtz, A. Bastide, B. Brangeon, A. Jay, C. Goffaux, and M.Pons. Benchmark de ventilation naturelle traversante (adnbat). In *IBPSA France*, Septembre 2010.
- [10] OpenFOAM 2.1, <http://www.openfoam.com>, 2012.
- [11] F. Dupont, T. Soubdhan, R. Blonbou, J.L. Tuhault, and F. Penot. Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical chauffé à flux constant : Influence de l'angle d'inclinaison. In *SFT 2007 France*, 2007.

Remerciements

Ces travaux ont été en partie financés par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) au travers du programme Habitat intelligent et solaire photovoltaïque (projet 4C n°ANR-08-HABISOL- 019).

Etude expérimentale et modélisation des transferts thermiques de denrées alimentaires en contact avec un matériau à changement de phase.

Claudia COGNE^{1*}, Christine PELEGRIS², Pierre LAURENT¹

¹Laboratoire d'Automatique et de Génie des Procédés (UMR CNRS 5007), Université Claude Bernard Lyon 1, 3 rue Victor Grignard, 69622 Villeurbanne Cedex

²Laboratoire des Technologies Innovantes (EA 3899), Université de Picardie Jules Verne, 48 rue d'Ostende, 02100 Saint Quentin

Résumé - Ces travaux portent sur l'étude calorimétrique de solutions à base d'acétate de sodium trihydraté, matériau à changement de phase solide-liquide en présence d'un dérivé de cellulose afin d'étudier l'influence de la viscosité. L'objectif étant double : d'une part maîtriser les calories libérées lors de la cristallisation de la solution d'acétate pour chamberer une bouteille de vin, et/ou d'autre part, refroidir la même bouteille par absorption de l'énergie de décongélation du gel. Dans un premier temps, les propriétés thermophysiques des gels ont été mesurées en fonction de la concentration en carboxyméthylcellulose (CMC) afin d'élaborer un gel optimal. Dans un second temps, un modèle de transferts thermiques au sein d'une bouteille de vin en contact avec une solution d'acétate de sodium a été développé en tenant compte de la convection naturelle au sein du liquide. Après validation, ce modèle a été utilisé pour optimiser à la fois la durée de réchauffement de la bouteille et limiter les gradients thermiques afin de ne pas altérer les propriétés organoleptiques du produit.

Mots clé - Matériau à changement de phase, acétate de sodium, calorimétrie, modélisation

Nomenclature

C_p	chaleur massique, $J g^{-1} K^{-1}$	<i>Indices</i>	
Gr	nombre de Grashof	ac	acétate de sodium
t	temps, s	cal	calorimètre et ses accessoires
T	température, $^{\circ}C$	fin	conditions finales
<i>Symboles grecs</i>		gel	gel
$\Delta_r H$	chaleur latente de cristallisation, $J g^{-1}$	ini	conditions initiales
λ	conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$		

1. Introduction

Les Matériaux à Changement de Phase (MCP) ont pour particularité de pouvoir stocker de l'énergie sous forme de chaleur latente. Les quantités d'énergie mises en jeu dans les processus de changement de phase sont plus importantes que celles qui interviennent lors de transferts sous forme de chaleur sensibles. C'est en utilisant ces changements de phase qu'il est actuellement envisageable de diminuer sensiblement le volume d'un élément de stockage d'énergie (compacité), ou encore d'augmenter fortement la quantité d'énergie contenue dans un même volume de stockage (densité énergétique) [1-3]. Les applications industrielles sont nombreuses telles que l'isolation du bâtiment [4-5], l'industrie textile [6] ou la protection thermique de circuits électroniques [3].

Parmi les Matériaux à Changement de Phase, on peut citer les sels minéraux qui ont l'avantage de posséder de grandes chaleurs latentes pour de faibles coûts de fabrication. Mais

leur principal inconvénient est la ségrégation de phase. Dû à sa haute densité, la phase solide décante engendrant une mauvaise cristallisation et un changement dans les propriétés thermophysiques du MCP. Ce problème de ségrégation peut être contourné de différentes façons, telles que l'agitation mécanique, l'encapsulation du MCP ou un agent gélifiant qui prévient la diffusion des sels en les maintenant en suspension [1, 4, 7]

Nos travaux se sont focalisés sur l'étude calorimétrique du changement de phase liquide/solide d'une solution d'acétate de sodium en présence d'un dérivé de cellulose afin d'étudier l'influence de la viscosité. L'application de cette solution étant double : d'une part, maîtriser les calories libérées lors de la cristallisation de l'acétate de sodium en vue de réchauffer une bouteille de vin (chambrage d'une bouteille de vin rouge), et d'autre part utiliser la chaleur latente de décongélation de ce gel pour le refroidissement d'une bouteille de vin blanc. Dans un premier temps, les propriétés thermophysiques des gels, telles que la viscosité, la conductivité thermique et la chaleur latente de changement d'état ont été mesurées en fonction de la concentration en carboxyméthylcellulose. Grâce à ces mesures, un gel optimal a été élaboré permettant de gérer successivement les deux changements de phase (eau et acétate de sodium). Dans un second temps, un modèle de transferts thermiques au sein d'une bouteille de vin en contact avec une solution d'acétate de sodium a été développé. Ce modèle tient compte de la convection naturelle du liquide, des transferts conductifs à travers la paroi de la bouteille et de la densité de flux dégagée par la cristallisation de la solution sous forme de conditions aux limites. Après validation, ce modèle a été utilisé pour optimiser la durée de réchauffement de la bouteille pour le consommateur tout en préservant les qualités organoleptiques du produit.

2. Matériels et méthodes

2.1. Préparation des gels à changement de phase

L'élaboration des gels à changement de phase se divise en deux étapes : la préparation des gels de cellulose puis l'intégration du matériau à changement de phase dans ces gels.

2.1.1. Elaboration des gels à base de cellulose

L'agent gélifiant utilisé est un éther de cellulose, la CarboxyMethylCellulose (CMC), qui a la particularité de présenter en solution aqueuse un caractère épaississant qui résiste bien aux traitements thermiques [4]. Les gels de CMC sont obtenus par dissolution du polymère dans de l'eau déminéralisée préalablement chauffée et maintenue à 50°C pendant toute la durée de l'agitation magnétique (3 heures). Des gels à 1, 2 et 3% en CMC, nommés respectivement G₁, G₂ et G₃, sont obtenus. Leur composition massique est reportée dans le Tableau 1 ; G₀ correspondant au témoin eau (0% en CMC).

Gel	G ₀	G ₁	G ₂	G ₃
CMC (g)	0	6	12	18
Eau (g)	600	594	588	582

Tableau 1. Composition massique des gels de CMC.

2.1.2. Elaboration des solutions à base d'acétate de sodium

L'étude porte sur des solutions sursaturées à 50% en acétate de sodium, obtenues par dissolution du sel trihydraté, $\text{CH}_3\text{COONa}, 3\text{H}_2\text{O}$, dans de l'eau déminéralisée préalablement portée à 70°C et mise sous agitation pendant 30 minutes. Afin d'étudier l'influence de la viscosité, ces solutions sont préparées en dissolvant l'acétate dans les gels de CMC élaborés selon le protocole 2.1.1., les gels étant préalablement chauffés à 70 °C. Le tableau 2 indique la composition et la teneur massique en CMC et en acétate anhydre des solutions finales S_0 , S_1 , S_2 et S_3 respectivement obtenues avec l'eau, G_1 , G_2 et G_3 . Chaque solution est ensuite laissée à refroidir à température ambiante (17°C) ou en milieu réfrigéré (5°C). La cristallisation est enclenchée dès l'immersion de la sonde de température.

Nom	Eau (g)	$\text{CH}_3\text{COONa}, 3\text{H}_2\text{O}$ (g)	G_1 (g)	G_2 (g)	G_3 (g)	CH_3COONa (%)	CMC (%)
S0	20	97	–	–	–	50	0
S1	–	97	20	–	–	50	0,17
S2	–	97	–	20	–	50	0,34
S3	–	97	–	–	20	50	0,51

Tableau 2. Composition (g) et teneur massique des solutions à base d'acétate de sodium.

Les gels de cellulose ont été élaborés en vue de limiter la diffusion de l'eau afin de contrôler l'étape de cristallisation du MCP à des températures négatives. En effet, si la solution témoin S_0 d'acétate de sodium est préalablement congelée, le procédé de cristallisation du sel se déclenche en même temps que le gel se décongèle, ne permettant pas de maîtriser les 2 phénomènes de façon distincte. Il convient alors de gélifier la structure pour permettre une gestion indépendante du changement d'état de l'eau d'une part et du sel d'autre part. Une étude rhéologique non présentée dans ce document a donc été menée pour optimiser la quantité de CMC.

2.2. Conductivité thermique

La méthode retenue pour mesurer la conductivité thermique de nos solutions de CMC est la sonde à choc puisqu'elle présente le double avantage d'obtenir des résultats rapidement et d'être adaptable à des matériaux gélifiés. Son principe consiste à délivrer un échelon de puissance de chauffe constant dans l'axe de l'échantillon au moyen d'une source linéaire de chaleur qui génère un flux thermique radial de l'intérieur vers l'extérieur de l'échantillon. L'évolution de la température est suivie par deux thermocouples en différentiel, l'un placé au sein de l'élément chauffant (sonde de mesure), l'autre à la périphérie de l'échantillon où la température est supposée constante (sonde de référence). On peut montrer que dans le cas d'un transfert radial unidirectionnel en géométrie cylindrique, la différence de température évolue de façon logarithmique avec le temps et que la seule donnée nécessaire pour calculer la conductivité thermique à partir du thermogramme est la puissance thermique linéaire dissipée [8].

2.3. Chaleur latente de cristallisation

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux mesures de chaleur latente de cristallisation des gels d'acétate de sodium. Des premiers essais non concluants ont été réalisés par calorimétrie différentielle. La difficulté réside à prélever de très faibles quantités

de gels homogènes, engendrant une très mauvaise reproductibilité des résultats. Ainsi, nous nous sommes orientés vers une technique de mesure nous permettant de traiter une masse plus importante d'échantillon.

Un calorimètre a donc été développé au laboratoire à l'aide d'un vase de Dewar. Le principe consiste à mesurer en continu l'évolution de la température au cours du temps dégagée par une réaction chimique ou un changement d'état. La masse en eau du calorimètre et de ses accessoires a été préalablement déterminée ($12,23\text{g} \pm 1,33\text{g}$). Les mesures de chaleur de cristallisation de l'acétate de sodium sont basées sur le bilan thermique suivant :

$$m_{ac}\Delta_r H = (m_{sol}C_{P_{sol}} + m_{cal}C_{P_{eau}}) \times (T_f - T_i) \quad (1)$$

La mesure des températures initiale T_{ini} (avant cristallisation) et finale T_{fin} (après cristallisation) ainsi que la masse exacte de la solution liquide introduite dans le calorimètre permet d'estimer la quantité de chaleur libérée au cours du changement d'état liquide/solide de la solution d'acétate de sodium.

Cette méthode de mesure a été préalablement validée avec des essais de calorimétrie différentielle sur une solution aqueuse d'acétate de sodium non gélifiée. Elle permet de conclure à une bonne pertinence du montage expérimental puisque nous avons retrouvé la même valeur de la chaleur latente de cristallisation de l'acétate de sodium (à 5% près).

3. Résultats expérimentaux

3.1. Influence de la concentration en CMC sur la conductivité thermique

Les MCP sont connus de façon générale pour leurs très faibles conductivités thermiques qui affectent significativement la vitesse de transfert énergétique. De nombreux travaux s'intéressent à l'amélioration de la gestion du flux thermique en augmentant la conductivité apparente des matériaux par l'ajout de matrices métalliques ou graphites [4 ; 9]. Néanmoins, dans le domaine alimentaire, les produits sont thermo-sensibles et pourraient être affectés par des puissances de chauffe trop élevée. C'est pourquoi dans cette partie, nous nous sommes intéressés uniquement au contrôle de la conductivité thermique des gels, et non à son optimisation. Pour des raisons pratiques, les mesures ont été réalisées uniquement sur des gels non cristallisés, notre appareil ne nous permettant pas de mesurer la conductivité thermique sur des solides. La figure 1 montre des valeurs de conductivités thermiques relativement faibles, en accord avec les valeurs de la littérature pour des matériaux à changement de phase à base de sels minéraux [2 -3 ; 10].

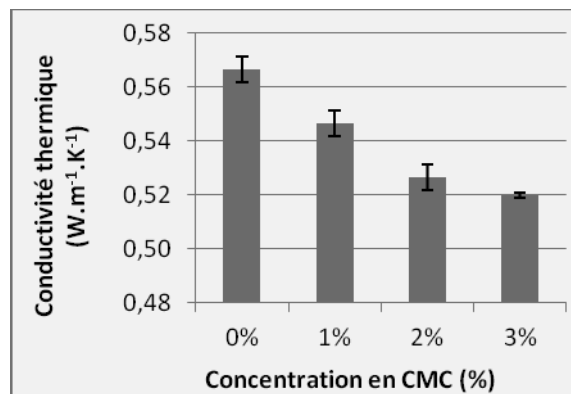


Figure 1 : Influence de la concentration en CMC sur la conductivité thermique des solutions à 15°C.

3.2. Influence de la concentration en CMC sur la chaleur latente de cristallisation

Des mesures calorimétriques ont été effectuées sur les solutions gélifiées à 50% en acétate décrites dans le Tableau 2. L'équation (1) a permis d'estimer l'enthalpie dégagée au cours de la cristallisation du sel, en choisissant la capacité calorifique C_{psol} égale à la chaleur spécifique de l'eau pour la solution S_0 . Dans le cas de S_1 , S_2 et S_3 , la chaleur spécifique est extraite de la bibliographie [11]. La figure 2 indique l'influence de la teneur en CMC sur l'enthalpie de cristallisation des solutions initialement à 5 et 17°C. Notons que les enthalpies libérées sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature, entre 226 et 265 J g⁻¹ selon la technique de mesure [1 ; 4] et qu'il n'y a pas d'influence notable de la teneur en CMC sur la chaleur latente de cristallisation. En revanche, la chaleur mesurée à 5°C est nettement supérieure à celle mesurée à 17°C, liée à un sous refroidissement plus important.

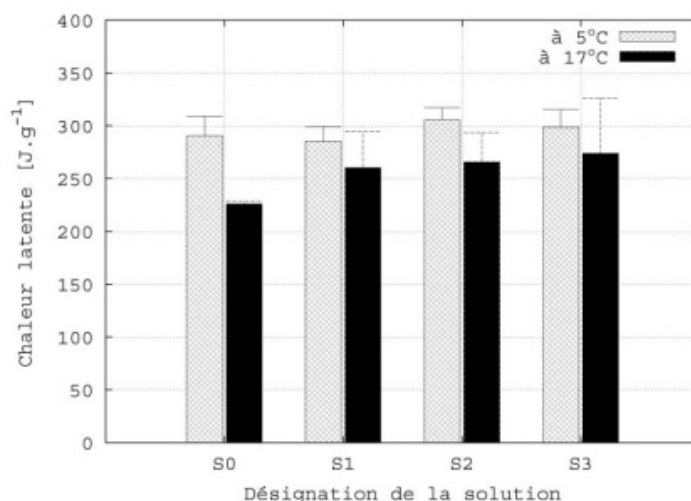


Figure 2 : Influence de la concentration en CMC sur la chaleur latente de cristallisation.

3.3. Etude expérimentale de faisabilité appliquée au domaine alimentaire

Une étude expérimentale de faisabilité a été développée pour tester le niveau d'énergie stocké par le MCP. L'application concerne le contrôle de la température pour des denrées alimentaires. L'objectif est de pouvoir refroidir et chamber une bouteille de vin à partir du même MCP. Concernant le réchauffement, la température de la bouteille de vin est initialement à la température d'une cave domestique (environ 10°C) et le MCP à température ambiante. La chaleur dégagée par le MCP au cours de sa cristallisation permet alors de chamber le vin rouge jusqu'à une température optimale de 21°C. Pour le refroidissement, la boisson, type vin blanc, est supposée être initialement à la température ambiante (17°C). Le MCP préalablement congelé à -18°C pendant 12 heures puis broyé en gel pilé, est alors mis au contact de la bouteille. La boisson est refroidie en absorbant la chaleur de décongélation du gel.

La figure 3 illustre la température au cœur de la bouteille, d'une part en condition de réchauffement et d'autre part en condition de refroidissement. On note qu'environ 15 minutes sont nécessaires pour atteindre des températures idéales de consommation à la fois en réchauffement (21°C) et en refroidissement (6°C). Par ailleurs, la vitesse moyenne de réchauffement (0,010°C.s⁻¹) mesurée sur 800 secondes est à peu près équivalente à celle de refroidissement (0,012°C.s⁻¹). En effet, la chaleur latente libérée par la cristallisation de

l'acétate de sodium (240 J.g^{-1}) est du même ordre que la chaleur de décongélation de la glace (330 J.g^{-1}).

Il est à noter qu'il a été possible de gérer l'étape de cristallisation du MCP qui n'a pas eu lieu lors de la décongélation de la solution S_3 . En utilisant les autres solutions (S_0 , S_1 et S_2) préalablement congelées à -18°C , la cristallisation du MCP a lieu simultanément avec la décongélation de la glace ne permettant pas d'absorber suffisamment de chaleur pour refroidir la bouteille à la température de consommation. Ainsi, une quantité suffisante de CMC est nécessaire pour mettre en suspension le matériau à changement de phase et de maîtriser sa cristallisation.

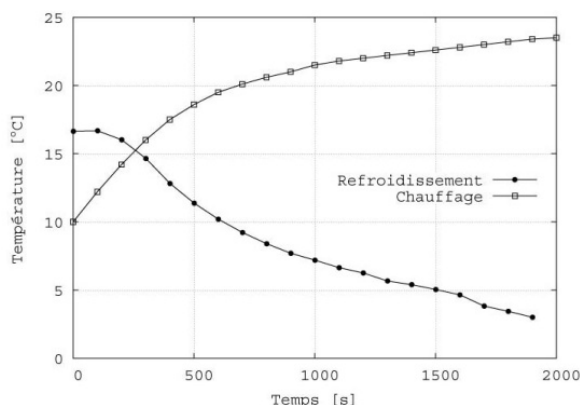


Figure 3 : Mesure expérimentale de la température du vin contenu dans une bouteille en contact avec une solution gélifiée d'acétate de sodium.

4. Modélisation

La prédiction du comportement thermique d'un MCP fait l'objet de nombreuses études actuelles. Il s'agit d'un problème complexe qui implique un changement d'état, des propriétés thermophysiques dépendantes de la température et des interfaces mobiles [1 ; 3]. Le but de cette étude n'a pas été de se focaliser sur l'étude du changement de phase de l'acétate de sodium mais de s'intéresser aux transferts thermiques mis en jeu au sein d'une bouteille de vin en contact avec 400 mL de la solution S_0 de MCP.

4.1. Modèle thermique

Notre modèle est développé en deux dimensions axisymétriques à partir du logiciel commercial COMSOL. Il consiste à intégrer numériquement par la méthode des éléments finis les bilans thermiques sur une demi-bouteille en verre (Fig. 4). Le domaine Ω_1 représente le vin et est soumis aux lois de conservation de l'énergie en tenant compte de l'accélération du transport de chaleur par la convection naturelle (équations de Navier et Stokes). Le domaine Ω_2 représente la bouteille en verre et transmet la chaleur uniquement par conduction (loi de Fourier). Concernant les conditions aux limites, l'enthalpie dégagée au cours du temps lors de la cristallisation du sel (mesurée par DSC) est appliquée aux frontières cylindriques du modèle pour simuler le dégagement de chaleur lors de la cristallisation de la solution d'acétate de sodium. La figure 4 résume l'ensemble du modèle du domaine et des conditions aux limites appliquées au modèle.

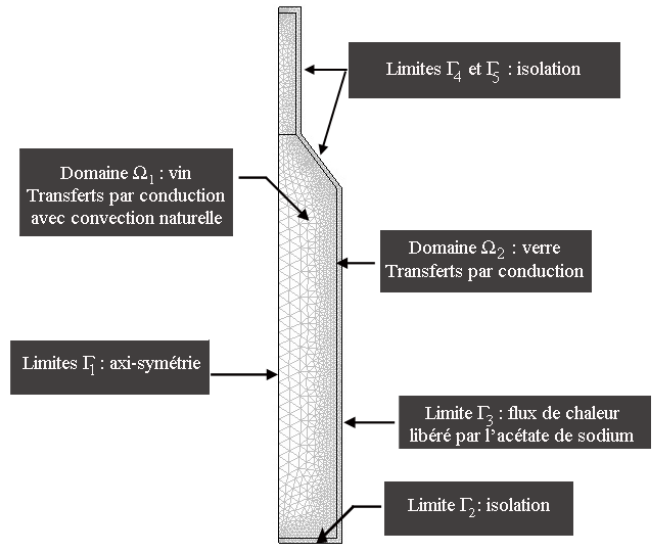


Figure 4 : Schéma de la géométrie du modèle et des conditions aux limites

4.2. Etude numérique

Après une validation concluante du modèle, une étude numérique a pu être menée pour comprendre et quantifier les paramètres qui régissaient les transferts. La figure 5a montre que pour une concentration de 50% en acétate de sodium (cf. Tableau 2), les flux de chaleur libérés ne génèrent pas des gradients thermiques trop importants entre le cœur de la bouteille et sa surface, permettant ainsi de préserver les qualités organoleptiques de la boisson. De plus, le temps de procédé (temps pour que la température du vin augmente de 4°C à 21°C) est convenable pour l'utilisateur (de l'ordre de 15 minutes). Enfin, la température maximale atteinte en régime permanent (28°C) reste faible, la denrée n'est donc pas détériorée en cas de contact prolongé de la bouteille avec le MCP.

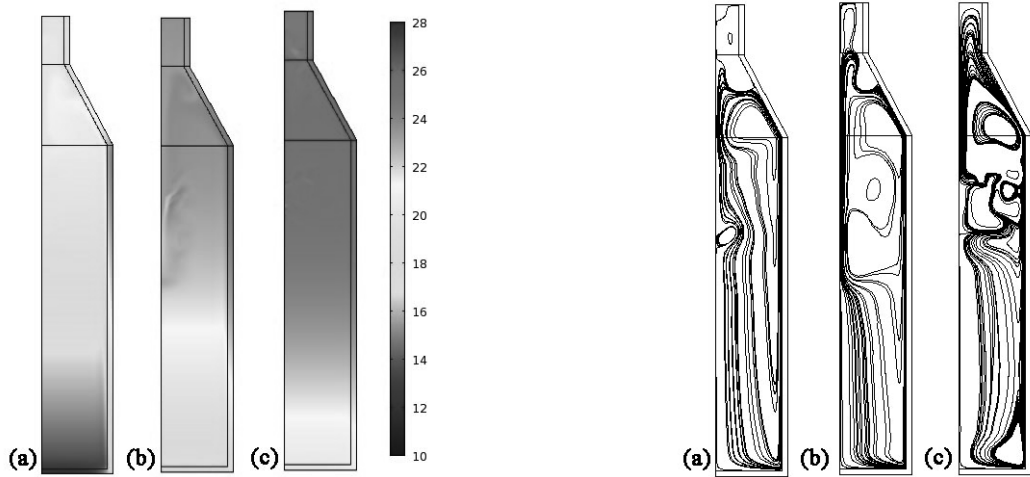


Figure 5a : Evolution du champ de température au cours du temps après (a) 500s; (b) 1000s; (c) 2000s.

Figure 5b : Evolution du champ de vitesse au cours du temps après (a) 500s; (b) 1000s; (c) 2000s.

Une analyse adimensionnelle sur le nombre de Rayleigh montre que les transferts par convection naturelle ne sont pas négligeables dans cette configuration. En effet, la valeur du

nombre de Grashof correspondant au rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses, est très élevée ($Gr = 2,5 \cdot 10^9$). La figure 5b illustre également ce phénomène puisqu'on note des zones de recirculation du fluide (vitesse maximale de $9 \cdot 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$) se traduisant par une accélération des transferts thermiques.

5. Conclusion

L'étude a montré qu'une solution en acétate de sodium, gélifiée par de la carboxyméthylcellulose, permettait l'obtention d'un MCP aux propriétés rhéologiques et thermiques intéressantes pour le chambrage et le refroidissement d'une bouteille de vin. Les mesures de calorimétrie réalisées sur ces systèmes ont permis de développer un modèle numérique afin de quantifier les transferts thermiques mis en jeu lors du réchauffement d'une bouteille de vin au contact des gels. Il a été démontré qu'une concentration en acétate de sodium optimale de l'ordre de 50% permettait de réchauffer le contenu de la bouteille en 15 minutes, sans engendrer de gradients thermiques trop importants afin de préserver les propriétés organoleptiques de la boisson. Le modèle développé a permis de mettre en évidence divers paramètres régissant les transferts, notamment la convection naturelle par des zones de recirculation.

Références

- [1] Sharma A., Tyagi V., Chen C., Buddhi D., Review on thermal energy storage with phase change materials and applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13 (2009), 318–345.
- [2] Verma P., Varun, Singal S., Review of mathematical modeling on latent heat thermal energy storage systems using phase-change material, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12 (2008), 999–1031.
- [3] Zalba B., Marin, J., Cabeza L., Mehling H., Review on thermal energy storage with phase change materials, heat transfer analysis and applications, *Applied Thermal Engineering*, 23 (2003), 251–283.
- [4] Cabeza L., Svensson G., Hiebler S., Mehling H., Thermal performance of sodium acetate trihydrate thickened with different materials as phase change energy storage material, *Applied Thermal Engineering*, 23 (2003), 1697–1704.
- [5] Choi J., Kim S., Han G. Y., Heat transfer characteristics in low-temperature latent heat storage systems using salt-hydrates at heat recovery stage, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 40 (1996), 71–87.
- [6] Mondal S., Phase change materials for smart textiles an overview, *Applied Thermal Engineering*, 28 (2008), 1536–1550.
- [7] Royon L., Guiffant G., Flaud P., Investigation of heat transfer in a polymeric phase change material for low level heat storage, *Energy Conversion and Management*, 6 (1997), 517–524.
- [8] Renaud T., Mesure et modélisation de la conductivité et de la diffusivité thermiques des produits alimentaires congelés et non congelés, *Thèse Université Claude Bernard, Lyon I*, 1990.
- [9] Mills A., Farid M., Selman J., Al-Hallaj S., Thermal conductivity enhancement of phase change materials using a graphite matrix, *Applied Thermal Engineering*, 26 (2006), 1652–1661.
- [10] Agyenim F., Hewitt N., Eames P., Smyth M., A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14 (2010), 615–628.
- [11] Semmar N., Tanguier J., Rigo M., Analytical expression of specific heat capacities for aqueous solutions of CMC and CPE, *Thermochimica Acta*, 419 (2004), 51–58.

Etude numérique du refroidissement d'un centre de calcul par free cooling

Baptiste DURAND-ESTEBE^{1 2 *}, Cédric LE BOT¹, Eric ARQUIS¹, Jean Nicolas MANCOS²

¹Institut de Mécanique et Ingénierie de Bordeaux (I2M) – Département TREFLE
16 avenue Pey- Berland – 33607 PESSAC

²Cap-ingelec

Allée des Palanques 33127 St Jean d'Illac

*(auteur correspondant : bdurand-estebe@enscbp.fr)

Résumé : l'objectif de cette étude est de valider les résultats fournis par le code de mécanique des fluides Thétis dans le cadre d'une convection naturelle turbulente. Dans un second temps nous présenteront l'application directe du code de calcul à la simulation 3D du refroidissement d'un serveur informatique dans une salle.

Nomenclature

\bar{U}_i	Vitesse moyenne sur i , m/s	RHI	Return Heat Index
x_i	Coordonnée cartésienne de direction i	δQ	Echange d'énergie allée chaude/froide
u_i	Fluctuation turbulentes de vitesse, m/s	m_{IT}	Débit d'air du serveur, m^3/h
\bar{T}	Température moyenne au point, K	T_{II}	Température à l'entrée du serveur, K
k	Energie cinétique turbulente, m^2/s^2	T_{IO}	Température à la sortie du serveur, K
C_p	Capacité thermique de l'air, $J/kg.K$	T_{CI}	Température à l'entrée du GF, K
P	Terme source de l'équation de la chaleur	T_{CO}	Température de consigne du GF, K
T_0	Température de référence, K	<i>Lettres grecs</i>	
V_0	Vitesse de référence, m/s	ε	Taux de dissipation de k , m^2/s^2
T_h	Température parois chaude, K	C'_μ	Constante du modèle k- ε
T_c	Température parois froide, K	$C_{\varepsilon 1}$	Constante du modèle k- ε
L	Hauteur/largeur de la cavité, m	$C_{\varepsilon 2}$	Constante du modèle k- ε
Q_h	Puissance du serveur, W	ν_T	Viscosité turbulente, m^2/s^2
L_0	Longueur/largeur de la salle, m	σ_k	Constante du modèle k- ε
H	Hauteur de la salle, m	σ_ε	Constante du modèle k- ε
L_1	Largeur de l'allée froide, m	λ	Conductivité thermique, $W/m.K$
L_2	Largeur de l'allée chaude, m	τ	Fluctuation de température, K
SHI	Supply Heat Index		

1. Introduction

De nos jours, la maîtrise des flux d'air dans l'enceinte des datacenters est d'une importance capitale dans la conception des systèmes de rafraîchissement. Alimenter les équipements informatiques avec un air froid à température maîtrisé, éviter les phénomènes de Bypass et de recirculation tout en optimisant la consommation des groupes froid sont des challenges que doivent relever les ingénieurs responsables de la conception HVAC (Heating Ventilation and Air Conditioning). En effet l'ASHRAE (American Society of Heating Refrigerating and Air-Conditioning Engineer) a émis en 2011 un ensemble de recommandations visant à assurer un fonctionnement optimum des équipements IT (Information Technology) tout en autorisant une marge de manœuvre aux concepteurs leur permettant d'améliorer l'efficacité énergétique des installations [1]. Ainsi une optimisation

fine entre les performances informatiques, la sécurité de fonctionnement et les dépenses énergétiques nécessaires au refroidissement peut être réalisée dès la conception. Actuellement les racks de serveurs informatiques sont capables de dégager une puissance de 12kW à 32kW [2] pour les équipements les plus récents. Un tel dégagement de chaleur doit être évacué par une installation spécifique de groupes froids. Durant le cycle de refroidissement et dans la salle des serveurs, des gradients de température de plus de 10 K apparaissent, ainsi que des vitesses d'air variant de 0.09m/s à plus de 5 m/s. Dans de telles conditions les transferts thermiques se feront principalement par convection (naturelle, forcée ou mixte). De plus, étant donnée les dimensions importantes du domaine ainsi que des vitesses locales relativement élevées, l'écoulement sera turbulent dans l'ensemble de la zone. De telles conditions de fonctionnement nécessitent l'emploi d'outils fiables capables de prédire avec précision le comportement des flux d'air et des transferts de chaleur.

Le code de mécanique des fluides THETIS sera validé à travers la simulation d'une convection naturelle turbulente dans une cavité carrée. Les résultats numériques des champs de vitesses, de fluctuation de vitesses et de température seront comparés à l'expérience menée par Ampofo and Karayannis [3].

Dans un second temps, nous présenterons une simulation d'un serveur de 3kW positionné dans un rack situé dans une pièce de 16 m². Le rack est rafraîchi par une bouche de ventilation située au sol devant le serveur et soufflant un air à 19°C. Une bouche d'extraction est positionnée au plafond de l'autre côté du rack et aspire l'air au même régime. Nous présenterons l'étude des nombres adimensionnels « principaux » : Reynolds, Rayleigh, Richardson. Nous introduiront d'autres nombres sans dimension afin d'estimer les performances du système de ventilation : SHI (Supply Heat Index) caractéristiques du phénomène de by-pass et RHI (Return Heat Index) relatif au phénomène de recirculation. Après l'analyse de ces indicateurs, nous proposerons des pistes pour améliorer l'efficacité du système.

2. Les Equations

Comme nous l'avons évoqué précédemment l'écoulement est de nature turbulente, nous utiliserons donc le modèle k-ε afin de simuler ce phénomène. Selon Chassaing [4], ce modèle est aujourd'hui largement répandu dans les applications industrielles. Les équations modélisent un écoulement incompressible turbulent et peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\bar{U}_i}{Dt} = \rho \bar{F}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} = C'_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{C'_\mu \bar{k}^2}{\sigma_k \bar{\varepsilon}} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right] - \bar{\varepsilon} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} = -C_{\varepsilon 1} C'_\mu \bar{k}^2 \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{C'_\mu \bar{k}^2}{\sigma_\varepsilon \bar{\varepsilon}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{k}} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{u} \bar{T} + \frac{P}{\rho C_p} \quad (5)$$

Dans les simulations qui suivent, les résultats ont été obtenus en utilisant les constantes suivantes :

$$C'_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 0.05, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

De plus, comme nous l'avons évoqué en introduction, les transferts de chaleur seront essentiellement de type convectif naturel, forcé ou mixte. Il est donc indispensable de prendre en compte les forces liées à la variation de densité de l'air en fonction de la température. Pour ce faire nous utiliserons l'approximation de Boussinesq :

$$\rho(\bar{T}) = \rho_0[1 - \beta(\bar{T} - T_0)] \quad (6)$$

3. Méthodologie numérique

La résolution numérique du problème repose sur un modèle à un fluide sur des grilles décalées en pression et vitesse. La résolution du couplage vitesse-pression de l'équation (2) est réalisée par une méthode de type Lagrangien augmenté [5] dans laquelle un algorithme itératif de minimisation permet d'assurer la contrainte d'incompressibilité (équation (1)). Les termes convectifs sont discrétisés au premier ordre (schéma hybride). La matrice est résolue par un solveur itératif BiCG associé à un préconditionnement ILU. Le résidu est fixé à 10^{-10} . Les parois solides du calculateur que l'on souhaite modéliser sont prises en compte par le dernier terme de l'équation (2). Il s'agit d'imposer localement une valeur proche de zéro à la perméabilité K pour pénaliser la vitesse et rendre ainsi le milieu imperméable (en pratique, $K=10^{-20} \text{ m}^2$). Dans le milieu fluide, K prend une valeur forte pour négliger ce dernier terme (en pratique $K=10^{+20} \text{ m}^2$).

Les transferts de chaleur sont modélisés par l'équation de l'énergie (5). Le terme d'advectif est discrétisé suivant un schéma upwind, le solveur est à nouveau de type BiCG avec un préconditionnement ILU, le résidu étant fixé à 10^{-10} . Les sources de chaleur sont représentées par le terme P , et sont proposées sous forme d'une valeur constante.

Les équations liées à la turbulence sont discrétisées avec un schéma hybride, un solveur BiCG et un préconditionnement ILU.

Le pas de temps est fixé à $\Delta t=0,5\text{s}$, et le terme temporel est discrétisé avec un schéma d'Euler (ordre 1).

L'équation (2) est résolue par la méthode du Lagrangien Augmenté [6] (couplage entre vitesse et pression) dans lequel un algorithme itératif de minimisation permet d'assurer la contrainte d'incompressibilité (1). Les termes convectifs sont discrétisés au premier ordre (schéma hybride).

4. Cas de validation écoulement convectif turbulent

4.1 Description du cas de validation

Afin de valider le code calcul, les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux d'Ampofo *et al* [3], et Tian *et al* [7]. Ces auteurs ont instrumenté une cavité carrée afin d'étudier un écoulement convectif naturel turbulent. Cette cavité est suffisamment profonde pour que l'on puisse considérer l'écoulement comme bidimensionnel. Le schéma Fig (1) présente une coupe au centre de la cavité expérimentale. Les parois haute et basse sont isolées et peuvent être considérées comme adiabatiques, les parois verticales sont maintenues à température constantes avec $\Delta T = 40 \text{ K}$. Il est à noter que les résultats obtenus ont déjà servi de benchmark pour valider un logiciel CFD [8].

Les campagnes de mesures ont permis de déterminer les paramètres suivants : \overline{U}_1 , \overline{U}_2 , les vitesses moyennes de l'air au centre de la cavité selon les deux directions X_1 et X_2 , u'_{1RMS} , u'_{2RMS} , les fluctuations de vitesses turbulentes selon les deux axes principaux et \overline{T} la température moyenne au centre de la cavité

4.2 Analyse des résultats numériques et comparaison

4.2.1 Analyse de la convergence

L'ordre de convergences des simulations a été étudié selon méthode de Richardson [9] pour des maillages constants aux dimensions suivantes : 32×32 , 64×64 , 128×128 , 256×256 , 512×512 , 1024×1024 . Il apparaît que les maillages fins (à partir de 256×256) se situent dans la zone asymptotique de convergence. La nécessité d'utiliser un pas d'espace aussi faible est due aux larges gradients de vitesse et de température près des parois chaude et froide. En revanche, au centre de la cavité, les variations de ces deux paramètres sont quasi nulles. Afin d'économiser un précieux temps de calcul, les résultats de simulation présentés ont été obtenus avec un maillage non uniforme de type Chebyshev de dimension 80×80 .

4.2.2 Analyse du champ de vitesse

La figure (2) montre la comparaison entre les résultats obtenus numériquement avec le code de calcul Thétis et les résultats d'Ampofo et Karayanis [3]. Le résultat de la vitesse moyenne adimensionnée selon l'axe X_2 exprimé $\overline{U}_2(x_1, 0.375)/V_0$ avec $V_0 = \sqrt{g\beta L(T_h - T_c)}$ sont tracés en fonction de l'axe X_1 adimensionné (X_1/L). Deux indicateurs sont utilisés afin d'estimer l'erreur : La valeur maximale du profil de vitesse moyenne adimensionnée selon l'axe X_2 exprimé $Max(\overline{U}_2(x_1, 0.375)/V_0)$ et l'intégrale sur la longueur L de la cavité du profil de vitesse moyenne adimensionnée selon l'axe X_2 défini par $\int_{x_1=0}^{x_1=0.75} \overline{U}_2(x_1, 0.375)/V_0 dx$. Les résultats montrent une bonne cohérence, puisque l'écart de vitesse maximale numérique/expérimentale s'élève à 2.95% et l'écart de l'intégrale associée est de 5.05%. d'autre part Ampofo et Karayanis [3] mettent en avant la formation d'une couche limite proche des parois chaude et froide la cavité que l'on repère en $x_1 = 0.007$ sur la figure (2). Il apparaît que le code de calcul est capable de prédire précisément la formation de cette couche limite.

4.2.3 Analyse du champ de température

Afin de valider la prédiction du champ de température calculé par le code, les résultats expérimentaux et numériques en termes de profil de température au centre de la cavité sur toute la longueur sont comparés. Les deux indicateurs sont : la valeur maximum de la température moyenne adimensionnée le long de l'axe X_1 à mi-hauteur de la cavité définie par $\overline{T} - T_c/\Delta T$ et l'intégrale de la vitesse moyenne adimensionnée le long de l'axe X_1 à mi-hauteur de la cavité définie par $\int_{x_1=0}^{x_1=0.75} (\overline{T} - T_c/\Delta T) dx$. La Figure (4) montre les profils de température expérimentaux et numériques adimensionnés proche de la paroi froide. Visuellement nous pouvons dire que ces résultats sont très proches. Par ailleurs, la température moyenne adimensionnée dans [3] est de 0.52 tandis que notre calcul nous fournit un résultat de 0.49. Ces facteurs nous indiquent une température moyenne de 32.57°C dans le système simulé et de 32.58°C dans l'expérience soit une erreur de 1.14%, et une erreur de l'intégrale de 4.56%. Finalement, nous trouvons une température à peu près constante au centre de la cavité ce qui nous indique que le fluide à cet endroit est stationnaire. Cela correspond au champ de vitesse selon X_2 calculé plus tôt.

4.3 Conclusion du cas de validation

Comme nous l'avons exprimé précédemment, selon Chassaing [4] le modèle de turbulence k-ε fournit des résultats qualitativement corrects. Les comparaisons entre les résultats des champs de températures et de vitesses obtenues numériquement et ceux de l'expérience publiée par Ampofo *et al* [3] sont très satisfaisantes. Seules les fluctuations turbulentes de vitesses semblent être moins bien estimées. En revanche cela n'est pas seulement lié au modèle k-ε, mais également à l'hypothèse d'isotropie qui n'est pas nécessairement vérifiée dans le cas présent.

5. Simulation en 3D d'un serveur

5.1 Présentation du système

Nous avons réalisé la simulation en 3D d'un serveur positionné dans un rack situé dans une salle de 16 m² et rafraîchi par un flux d'air constant. Le serveur (hachures Figure (4)) dont les dimensions sont présentées sur les Figures (4, 5) et récapitulées dans le tableau (1), dissipe une puissance constante de 3kW. Ses ventilateurs imposent une ventilation constante de 0.6 m/s. Une grille de soufflage est positionnée devant le rack et injecte un air frais à vitesse et à température constante, tandis qu'une bouche d'extraction située au plafond à l'autre extrémité aspire l'air chaud au même débit afin de satisfaire l'hypothèse d'écoulement incompressible.

Ai/Ao	Vitesse d'air en sortie des bouches de soufflage extraction	0.3	m/s
Af	Vitesse d'air en sortie du serveur	0.6	m/s
Qh	Puissance dissipée par le serveur	3.0	kW
Tin	Température d'air froid soufflée	19.0	°C
L0	Longueur/largeur de la salle	4.0	m
L1	Dimension de l'allée froide	1.0	m
L2	Dimension de l'allée chaude	2.0	m
H	Hauteur de la salle	3.0	m
Lc	Positionnement du rack selon l'axe X ₃	1.5	m
L _{IT}	Longueur du rack	1.0	m
h	Hauteur du rack	2.0	m
d	Dimension des grilles de soufflage et d'extraction	0.5	m

Tableau 1 : Récapitulatif des dimensions du système

Le logiciel commercial ECOTECH d'Autodesk est utilisé pour créer la géométrie du système et définir la grille de simulation. Ces données sont ensuite fournies au programme Thétis qui résout les équations. Le maillage utilisé 63 × 63 × 31 est non-uniforme. La convergence est atteinte au bout de 3673 itérations. Le champ de température moyen variant à 8.68 × 10⁻² °C près, le champ de vitesses à 1.64 × 10⁻² m/s près et sa divergence de 6.3 × 10⁻⁵ m.

5.2 Analyse des résultats

5.2.1 Analyse des nombres sans dimension

Afin de caractériser l'écoulement dans la salle, les nombres de Reynolds, de Rayleigh et de Richardson ont été calculés et interprétés dans 3 grandes zones. La Figure (6) présente séparation qui a été réalisée. La zone 1 correspond à l'allée froide, la zone 2 permet de caractériser l'écoulement à l'intérieur du serveur, finalement la zone 3 correspond à l'allée chaude. Le Tableau 5 présente les valeurs des nombres par zones ainsi que les longueurs caractéristiques qui permettent de les calculer.

	Zone 1	Zone 2	Zone 3
Constante caractéristiques	d, Ai/o, T _{in} , T _{TOPC}	h, Af, T _{II} , T _{IO}	L2, Af, T _{IO} , T _{CI}
Nombre de Reynolds	3.37×10^4	1.24×10^4	6.73×10^4
Turbulent/Laminaire	Turbulent	Turbulent	Turbulent
Nombre de Rayleigh	1.98×10^9	5.40×10^7	1.08×10^{10}
Convection/Conduction	Convection	Convection	Convection
Nombre de Richardson	2.55	5.13×10^{-1}	3.49
Convection Forcée/Mixte	Mixte	Forcée	Mixte

Tableau 2 : Récapitulatif des nombres sans dimension par zone

D’après le Tableau (2), la première conclusion est que l’écoulement est de nature turbulent sur l’ensemble du domaine. Ceci justifie l’emploi du modèle k-ε. Deuxièmement les échanges s’effectuent principalement par convection. Finalement, la nature de la convection (mixte ou forcée), dépend principalement de l’écart de température considéré. Les phénomènes de bypass et de recirculation auront tendance à créer une différence de température augmentant ainsi l’importance de la convection naturelle.

5.2.2 Présentation des outils d’analyse de performance

Dans un système de rafraîchissement par air d’un datacenter, l’inefficacité de la ventilation est liée au transfert de chaleur entre les allées chaudes et froides. Cet échange est caractérisé par deux phénomènes : le bypass, où l’air froid contourne les serveurs et retourne directement aux bouches d’extraction, la recirculation où l’air chaud en sortie des serveurs retourne à l’entrée de ceux-ci. Afin de quantifier ces deux phénomènes, Sharma R. K [11] présente 2 indicateurs *SHI* et *RHI* dérivés d’une équation de bilan d’énergie. Nous pouvons considérer que dans un cas idéal la puissance Q dégagée par le serveur est compensé par une puissance frigorifique de même grandeur afin de maintenir l’équipement à la température désirée. Mais en réalité des transferts de chaleur $+\delta Q$ et $-\delta Q$ s’opèrent entre les allées chaudes et froides. Ainsi les nombres *SHI* et *RHI* peuvent être définis de la manière suivante :

$$SHI = \frac{\delta Q}{Q + \delta Q} \tag{7}$$

$$RHI = \frac{Q}{Q + \delta Q} \tag{8}$$

$$Q = m_{IT} \times C_p \times (T_{IO} - T_{II}) \tag{9}$$

$$\delta Q = m_{IT} \times C_p \times (T_{II} - T_{CO}) \tag{10}$$

On peut aisément conclure de ces formules que l’objectif est d’atteindre un *SHI* le plus faible possible et un *RHI* le plus proche de 1.

5.2.3 Analyse des résultats des coefficients de performance

Afin de déterminer les températures T_{Cl} , T_{II} , T_{IO} 200 points de température sont extraits sur 3 surfaces correspondant à l’entrée et à la sortie du serveur ainsi qu’à la grille d’extraction du groupe froid. La température T_{CO} correspond à la consigne des groupes froids. Celle-ci est donc fixe et égale à 19°C. Les résultats des calculs nous fournissent les valeurs suivantes $SHI = 0.2988$, $RHI = 0.7012$. Ces indicateurs sont caractéristiques d’une mauvaise conception de la ventilation avec des échanges de chaleur et d’air importants entre les allées chaude et froide. En effet alors que le système de ventilation souffle un air froid à 19°C, l’air en entrée du serveur est à 26.71°C. Similairement, l’air repris par la bouche d’extraction a une température calculé de 37.68°C alors que l’air extrait du serveur est proche

de 44.79°C. Ces résultats ont deux impacts directs sur les performances du datacenter, la recirculation entraîne une montée de température en allée froide et dans l'enceinte des serveurs, tandis que le bypass diminue les performances des groupes froids et augmente ainsi les consommations en énergie.

6. Conclusion

La conception du système de ventilation dans un datacenter est un challenge complexe pour les ingénieurs. Créer des systèmes de plus en plus performants tout en conservant une bonne sûreté de fonctionnement est un des enjeux majeurs des prochaines années. Pour faciliter cette démarche, il est indispensable d'utiliser des outils de conception adaptés et fiables. Ainsi dans la première partie, nous avons montré que le code de calcul Thétis était capable de prédire avec précision les phénomènes couplés de convection naturelle et de turbulence en utilisant le modèle k-ε. Cela nous garantit une bonne fiabilité des résultats tout en assurant un temps de calcul raisonnable. La seconde partie décrit une démarche type de modélisation d'une salle simple et d'analyse des résultats. A partir du constat d'inefficacité du système de ventilation plusieurs solutions devront être envisagées pour isoler les allées chaudes et froides.

7. Figures

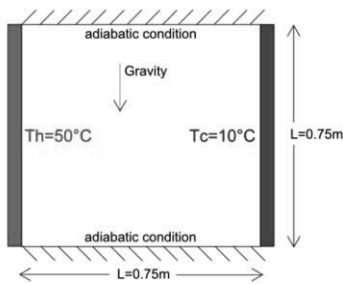


Figure 1 : Schéma du centre de la cavité

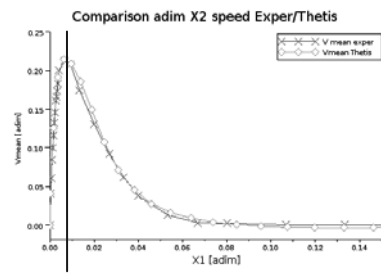


Figure 2 : Résultats Expérimental et numérique du profile de vitesse selon l'axe X_2 en fonction de l'axe X_1

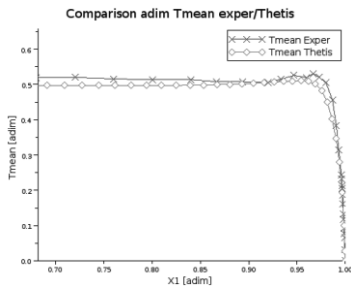


Figure 3 : Résultats Expérimental et numérique du profile de température selon l'axe X_1

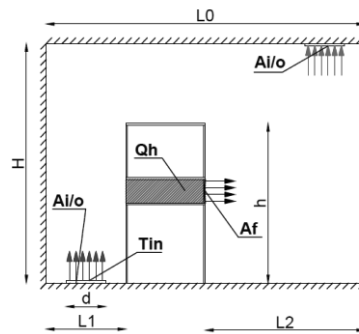


Figure 4 : Vue en coupe de la salle et du serveur

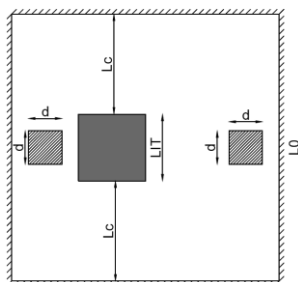


Figure 5 : Vue de dessus de la salle et du serveur

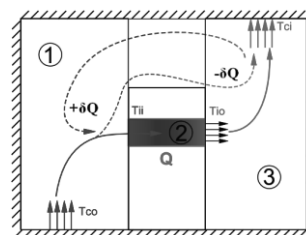


Figure 6 : phénomènes de by-pass et de recirculation

Références

- [1] ASHRAE TC9.9 2011 Thermal Guidelines for Data Processing Environments-Expanded Data Center Classes and Usage Guidance, White paper prepared by ASHRAE Technical Committee (TC) 9.9 Mission Critical Facilities, Technology Spaces, and Electronic Equipment
- [2] Cho J, Lim T, Sean Kim B “Measurement and predictions of the air distribution systems in high compute density (Internet) data center”, *Energy and Buildings* 2009;41:1107-15
- [3] Ampofo F, Karayiannis T.G, Experimental benchmark for turbulent natural convection in an air filled square cavity, *International journal of Heat and Mass transfer* 46 (2003) 3551-3572
- [4] Chassaing P, *Turbulence en Mécanique des fluides, analyse du phenomena en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur*, Cépaduès-Editions p469
- [5] R. Glowinski, P. Le Tallec, *Augmented Lagrangian and operator-splitting methods in nonlinear mechanics*, *Studies in Applied in Mathematics*, Volume 9, 1989.
- [6] R. Glowinski, P. Le Tallec, *Augmented Lagrangian and operator-splitting methods in nonlinear mechanics*, *Studies in Applied in Mathematics*, Volume 9, 1989.
- [7] Tian Y.S, Karayiannis T.G, Low turbulence natural convection in an air filled square cavity, Part I: the thermal and fluid flow field, *International journal of Heat and Mass transfer* 43 (2000) 849-866
- [8] Rundle C.A, Lightstone M.F, Validation of turbulent natural convection in a square cavity for application of CFD modeling to heat transfer and fluid flow in atria geometries, 2nd Canadian Solar Buildings Conference, Calgary, June 10-14, 2007
- [9] Laboratoire TREFLE, Cahier de validation 2.1.0, Mai 2010
- [10] Barozzi G.S, Nobile E, Sousa A.C.M, Contribution to the numerical simulation of turbulent natural convection in rectangular enclosures, in: R.A.W.M. Henkes, Hoogendoorn (Eds.), *Turbulent natural Convection in Eclosure—A Computational Experimental Benchmark Study*, Proceedings of the Eurotherm Seminar No.22, Delft, The Netherlands, March 25-27, 1992, pp. 9-30
- [11] Sharma R. K, Cullen E. B, Patel C. D, Dimensionless parameters for evaluation of thermal design and performance of large-scale data centers, Hewlett-Packard Laboratories.

Prise en compte de protections solaires perméables semi-transparentes dans la modélisation des échanges bâtiment-environnement : proposition d'une modélisation simple et flexible.

Antoine DUGUE^{a,b}, Denis BRUNEAU^b, Alain SOMMIER^b, Philippe LAGIERE^{a,b}

^aNobatek, (auteur correspondant : adugue@nobatek.com)

67, rue de Mirambeau 64600 ANGLET

^bArts et Métiers ParisTech, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

Univ. Bordeaux, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

CNRS, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

Résumé

L'objectif de cette étude est de produire une description précise du comportement énergétique de solutions de protections solaires, de manière à développer un modèle aisément intégrable dans une plateforme de simulation commercialisée. Un modèle en 1D prenant en compte les échanges radiatifs de manière fine et intégrant le flux laminaire ascendant prenant place dans la cavité entre la protection solaire et la paroi est ainsi proposé. Une étude expérimentale permet de confirmer les choix de modélisation et le paramétrage de ceux-ci ainsi que la validation.

Nomenclature

Cd	Coefficient de décharge	W	Largeur de la protection solaire, <i>m</i>
<i>C_p</i>	Capacité thermique massique, <i>J.kg⁻¹.K⁻¹</i>	<i>Symboles grecs</i>	
<i>e</i>	Épaisseur de la lame d'air, <i>m</i>	φ	Densité de flux de chaleur, <i>W.m⁻²</i>
<i>g</i>	Constante de gravité, <i>m.s⁻²</i>	τ	Coefficient de transmission
<i>H</i>	Hauteur de la protection solaire, <i>m</i>	ρ	Coefficient de réflexion
<i>h</i>	Coefficient d'échange convectif, <i>W.m⁻².K⁻¹</i>	α	Coefficient d'absorption
<i>I_s</i>	Flux solaire radiatif incident, <i>W.m⁻²</i>	μ	Perméabilité de la protection solaire
\dot{m}	Débit massique d'air, <i>kg.s⁻¹</i>	<i>Indices et exposants</i>	
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt	CLO	Relatif aux courtes longueurs d'onde
<i>Q</i>	Flux de chaleur par advection dans la lame d'air, <i>W</i>	GLO	Relatif aux grandes longueurs d'onde
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds	int	Côté intérieur
<i>Ra</i>	Nombre de Rayleigh	ext	Côté extérieur
<i>p</i>	La pression de l'air, <i>Pa</i>	sh	Relatif à la protection solaire
<i>T</i>	Température, °C	w	Relatif au mur
<i>v</i>	Vitesse d'écoulement de l'air dans la lame d'air interstitiel, <i>m.s⁻¹</i>	sun	Relatif au soleil
<i>V_{ext}</i>	Vitesse du vent extérieur, <i>m.s⁻¹</i>		

1. Contexte, et objectif

Le développement croissant de bâtiments fortement vitrés, alors assujettis à de forts apports solaires induit une plus grande utilisation de solutions de protections solaires tels que les toiles textiles ou les écrans végétaux qui permettent aussi de bénéficier des apports passifs hivernaux. Cependant la prise en compte de ces éléments par les plateformes de modélisation est peu précise notamment pour l'écoulement d'air induit entre la solution et la paroi du bâtiment.

L'étude présente une modélisation des transferts de chaleur prenant place à l'échelle d'une paroi. Un mur associé à une solution de protection solaire est instrumenté. On propose ici une analyse de différents modèles d'écoulement inter mur-protection solaire. L'analyse des mesures réalisées pour une protection de type bardage bois permet de réaliser un choix de modèle d'écoulement et son paramétrage. Le modèle thermique complet est ensuite validé par comparaison des résultats ainsi obtenus avec les mesures expérimentales.

L'objectif final de cette étude est double. Il s'agit de mieux savoir décrire l'impact apporté par les solutions de protection solaire afin d'améliorer les conditions de leurs utilisations ; et aussi de proposer un modèle simple qui permet d'envisager la prise en compte de ces systèmes dans les plateformes de simulation thermique de bâtiments, ceci par le développement et l'intégration d'un module spécifique décrivant leur impact énergétique.

2. Protocole expérimental

Afin de quantifier les flux de chaleur prenant place dans la configuration d'étude, un protocole expérimental a été mis en place pour permettre l'instrumentation du complexe composé d'une protection solaire et du mur associé. Un isolant de 50mm a été rapporté sur un mur existant ainsi que deux plaques de plâtre de 13mm, c'est devant celles-ci que se place la solution étudiée en laissant une lame d'air ouverte en parties basse et haute.

L'instrumentation (voir figure 1) est faite avec 18 thermocouples placés à trois hauteurs différentes, d'un pyranomètre fonctionnant sur la bande spectrale 400 à 1100nm mesurant le flux solaire vertical à la paroi, un anémomètre à coupelles donnant la vitesse du vent au niveau de la paroi extérieure ainsi qu'un anémomètre à fil chaud situé au milieu de la lame d'air à hauteur médiane.

Des mesures ont été réalisées en juin 2011 pour deux bardages bois opaques avec une lame d'air de 6cm, et d'autres au mois de septembre 2011 avec des toiles textiles de protection solaire.

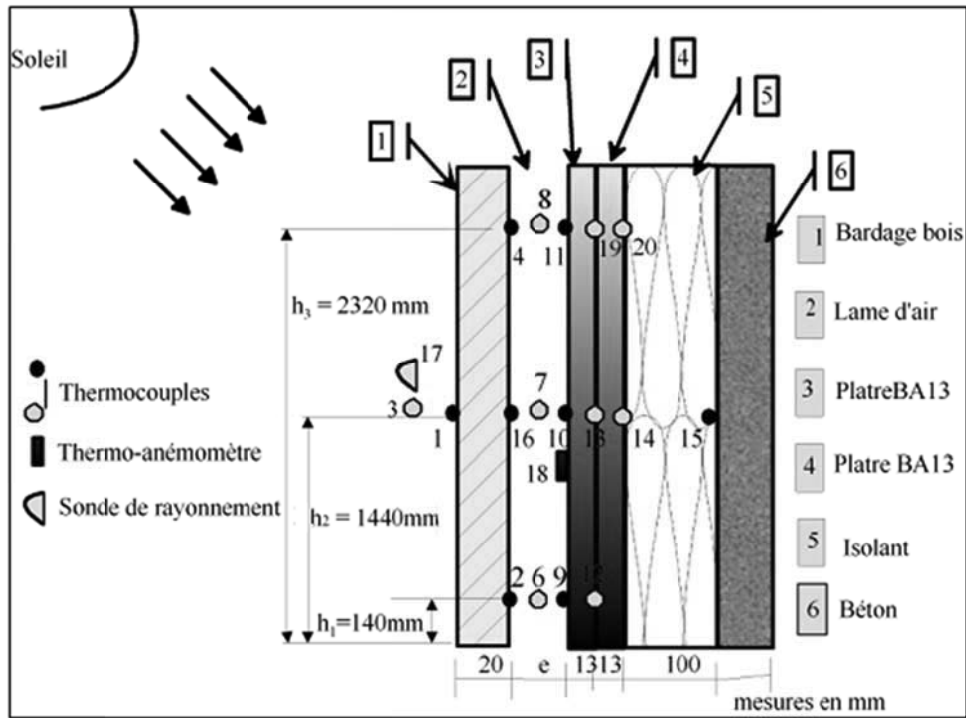


Figure 1 : Schéma indiquant l'emplacement des différents capteurs

Les mesures réalisées sur une période de 40 heures avec un bardage bois sont présentées dans les figures suivantes.

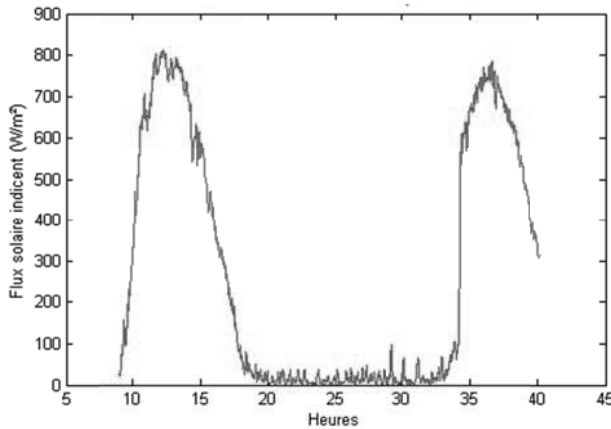


Figure 2 : Eclairage normal incident mesuré

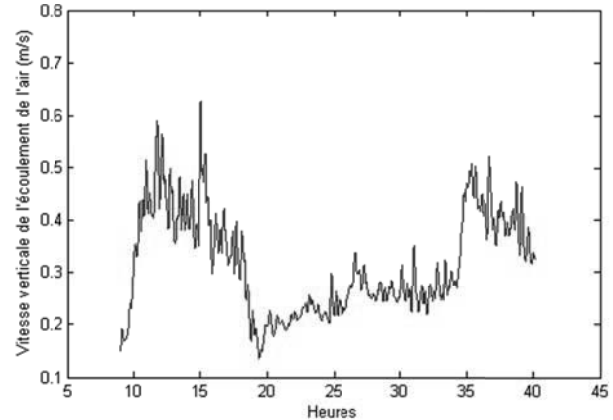


Figure 3 : Vitesse d'écoulement de l'air dans la cavité mesurée

L'évolution de l'éclairage normal incident sur la période est présentée sur la figure 2. Il correspond à deux journées ensoleillées. Sur la figure 3, la vitesse verticale de l'écoulement de l'air dans la lame d'air interstitielle est tracée. On note qu'elle n'est jamais nulle traduisant le mouvement général permanent, et les vitesses maximales atteintes sont de l'ordre de 0,5m/s.

Sur le graphe 4 apparaît l'évolution des températures données par les thermocouples situées à la hauteur médiane. A partir des mesures, nous pouvons constater l'impact qu'apporte la lame d'air ventilé sur l'atténuation et le déphasage. La température d'air dans la lame est toujours supérieure à la température extérieure. L'écart est plus fort pendant la période nocturne lorsque le mouvement d'air dans la lame est faible que pendant la période diurne quand l'écoulement laminaire vertical prend place.

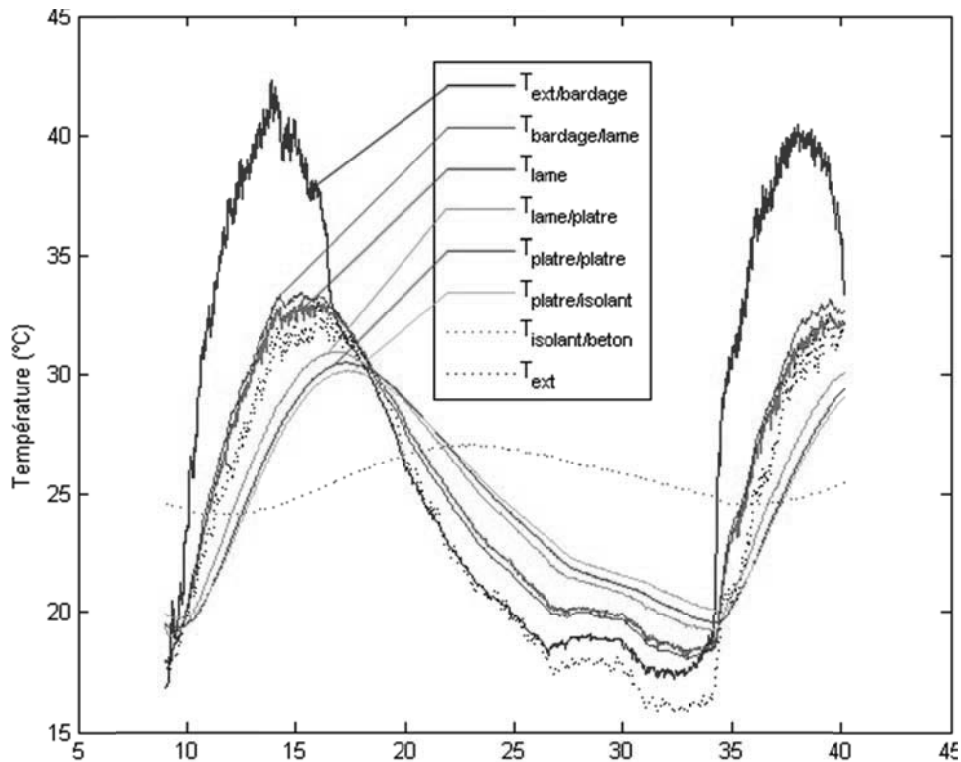


Figure 4 : Températures mesurées en différents points (°C)

3. Description modèle développé

Le mur est discrétisé en un ensemble de volumes pour lesquels le bilan d'énergie est écrit en régime dynamique. La modélisation est faite en une dimension (horizontale) et les gradients verticaux de températures dans le mur, la protection solaire ou la lame d'air interstitielle sont négligés. Nous considérons les échanges de type radiatifs, conductifs et convectifs. Nous développons en particulier la modélisation de l'écoulement dans la lame d'air interstitielle, en étudiant deux types de modèle existants et en effectuant un choix basé sur les mesures réalisées.

3.1 Modèle général

3.1.1 Transferts radiatifs

Les échanges radiatifs en courtes longueurs d'onde (CLO) et en grandes longueurs d'ondes (GLO) sont différenciés et le phénomène de multi réflexion est considéré comme présenté par Rodriguez [1].

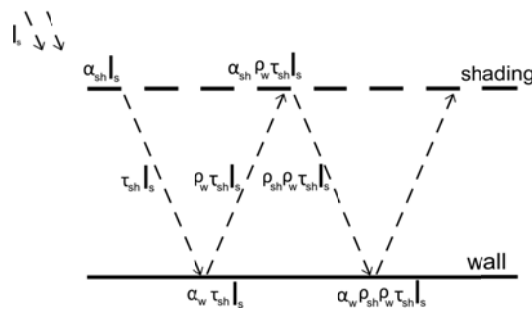


Figure 5 : schéma illustrant le phénomène de multi-réflexion

Le flux total en courtes longueurs d'onde reçu à la surface du mur s'écrit dans une forme développée :

$$\varphi_{\text{sun-w}} = \alpha_{\text{sh,CLO}} \tau_{\text{w,CLO}} I_s + \alpha_{\text{sh}_i, \text{CLO}} \tau_{\text{w,uv}} \rho_{\text{sh}_i, \text{uv}} \rho_{\text{w,CLO}} I_s + \alpha_{\text{sh}} \tau_{\text{w}} (\rho_{\text{sh}_i} \rho_{\text{w,CLO}})^2 I_s + \dots \quad (1)$$

Cette série géométrique peut s'écrire sous la forme d'une somme totale :

$$\varphi_{\text{sun-w}} = \frac{\alpha_{\text{sh,CLO}} * \tau_{\text{w,CLO}}}{1 - \rho_{\text{sh}_i, \text{CLO}} * \rho_{\text{w,CLO}}} I_s \quad (2)$$

3.1.2 Flux convectifs

Pour le coefficient de convection extérieure, on considère une surface de rugosité « medium smooth » selon le manuel Ashrae 1989 [2] :

$$h_{\text{ext}} = 8,23 + 4 * V_{\text{ext}} - 0,057 * V_{\text{ext}}^2 \quad (3)$$

Le flux de chaleur par advection dans la lame d'air s'écrit :

$$Q = \dot{m} C_p (T_{\text{ext}} - T_{\text{lame}}) \quad (4)$$

3.1.3 Résolution

L'écriture en chaque nœud i donne une équation différentielle linéaire du premier degré de la forme :

$$\frac{dC_i T_i}{dt} = \sum_j f_j T_j + g(i, T_{\text{ext}}) \quad (5)$$

Que l'on peut alors écrire sous forme matricielle en distinguant les sollicitations intérieures et extérieures, respectivement les matrices F et G , et avec T le vecteur des températures dans le mur et U composé du flux solaire incident et de la température extérieure.

$$C \frac{dT}{dt} = FT + GU \quad (6)$$

La résolution numérique de cette équation différentielle se fait selon un schéma implicite pour un pas de temps de 1 minute avec l'outil Matlab.

3.2 Modèle d'écoulement, détermination de la vitesse et du coefficient d'échange

Différents modèles de convection naturelle entre deux plaques existent – la plupart étant établis pour un régime permanent – on peut en distinguer deux types. Les premiers sont issus de l'écriture du gradient de pression motrice dans la lame d'air en considérant l'air comme un gaz parfait aboutissant à un terme moteur basé sur la différence entre la température dans la lame d'air et la température extérieure. Le manuel ASHRAE et la norme européenne EN13363 «Solar protection devices combined with glazing. Calculation of solar and light transmittance. Simplified method. » se basent sur ce type de corrélation. Ong [3] propose pour un mur trombe la forme suivante :

$$v = C_d e W \sqrt{gH} * \sqrt{\frac{T_{\text{air}} - T_{\text{ext}}}{T_{\text{ext}}}} \quad (7)$$

Les seconds considèrent les flux (possiblement asymétriques) dans les parois adjacentes à la lame d'air pour établir des corrélations entre les nombres de Nusselt et de Rayleigh. Ces modèles numériques sont établis par mécanique des fluides numériques ou de façon expérimentale. Aung [4] donne en 1972 des corrélations entre les nombres de Nusselt, de Rayleigh et le débit. Gan [5] les établit de manière plus générale en 2011 pour un ensemble de configurations sous la forme de deux relations permettant de connaître le coefficient de convection et le débit dans la lame d'air. Celles-ci sont cependant limitées à des situations où le flux donné à l'air est compris entre 100 et 1000W/m² et un rapport d'aspect (H/e) entre 5 et 60.

$$\begin{cases} Nu = f\left(Ra, \frac{e}{H}\right) \\ Nu = f(Ra, Re) \end{cases} \quad (8)$$

3.3 Premiers résultats et choix du modèle d'écoulement

Pour étudier la pertinence respective de ces deux familles de modèles, la vitesse calculée par la corrélation de Ong, et le termes de radiation solaire moteur dans le deuxième cas sont tracés en fonction de la vitesse d'air mesurée durant une journée d'été ensoleillée.

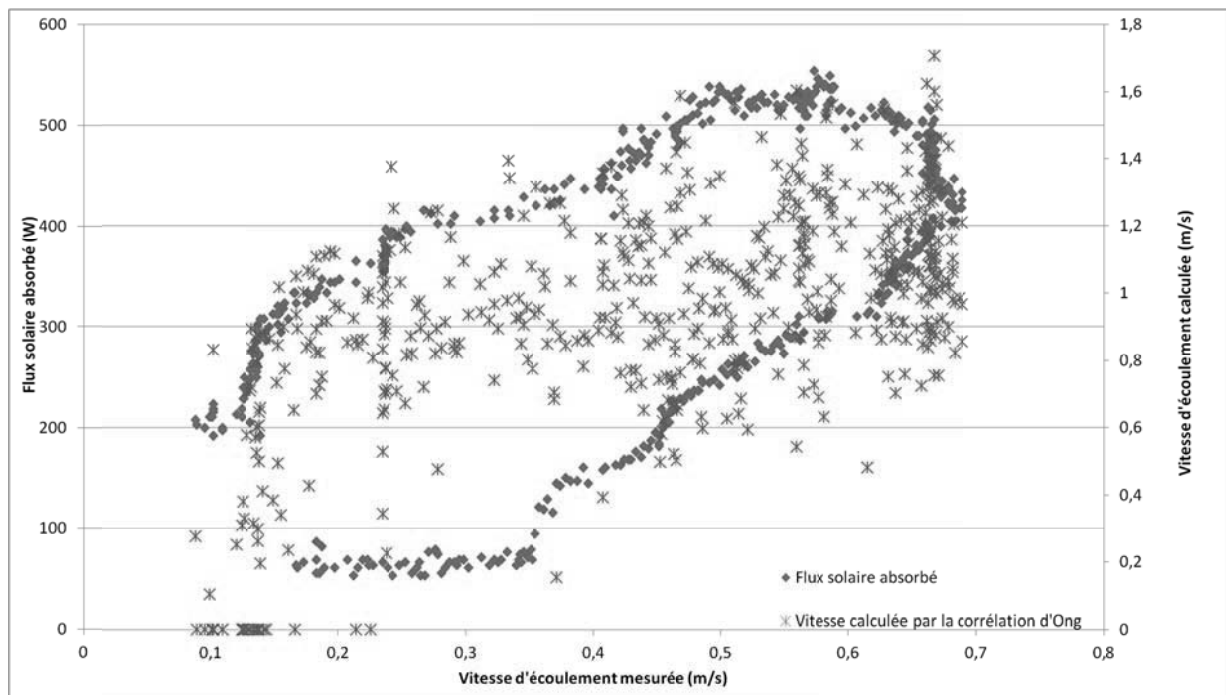


Figure 6 : Vitesses calculées à partir de l'équation 7 et flux solaires absorbés en fonction des vitesses mesurées

Il apparaît que la vitesse ainsi calculée à partir de l'équation (7) est supérieure à la vitesse d'écoulement mesurée et le caractère erratique de la répartition des couples calculés caractérise le fait que la corrélation est faible.

Le flux de chaleur vers la lame d'air, directement lié au rayonnement solaire incident, apparaît comme une meilleure corrélation. Au début de la journée, quand le rayonnement augmente, l'écoulement est faible, il s'établit avec un déphasage de l'ordre d'une heure. A l'inverse à la fin de la journée, alors que le flux incident diminue, la vitesse d'écoulement diminue là aussi avec un déphasage.

Pour la suite, c'est le deuxième type de modèle, donnant une meilleure approximation de la vitesse d'écoulement dans le cas d'un bardage bois, qui a été retenu.

4. Validation

Les mesures sont celles présentées dans les figures 2, 3 et 4. Les températures simulées à partir du modèle développé sont comparées aux mesures réalisées. Nous comparons en 4 points du complexe : sur la face extérieure du bardage, au milieu de la lame d'air, à la surface de la cavité côté intérieur et derrière les deux plaques de plâtre. Ces températures sont tracées sur la figure 8.

Les températures obtenues pour une simulation sans prise en compte de l'écoulement, c'est-à-dire avec la lame d'air interstitiel fermée en parties haute et basse, sont tracées sur la figure 7. On constate une réduction générale de l'erreur entre les températures mesurées et simulées.

On note que les variations de températures sont surestimées par le modèle (les amplitudes de variation sont plus fortes pour les résultats de la simulation que pour les mesures), traduisant le fait que les échanges de chaleur sont en réalité légèrement plus faibles que du modèle.

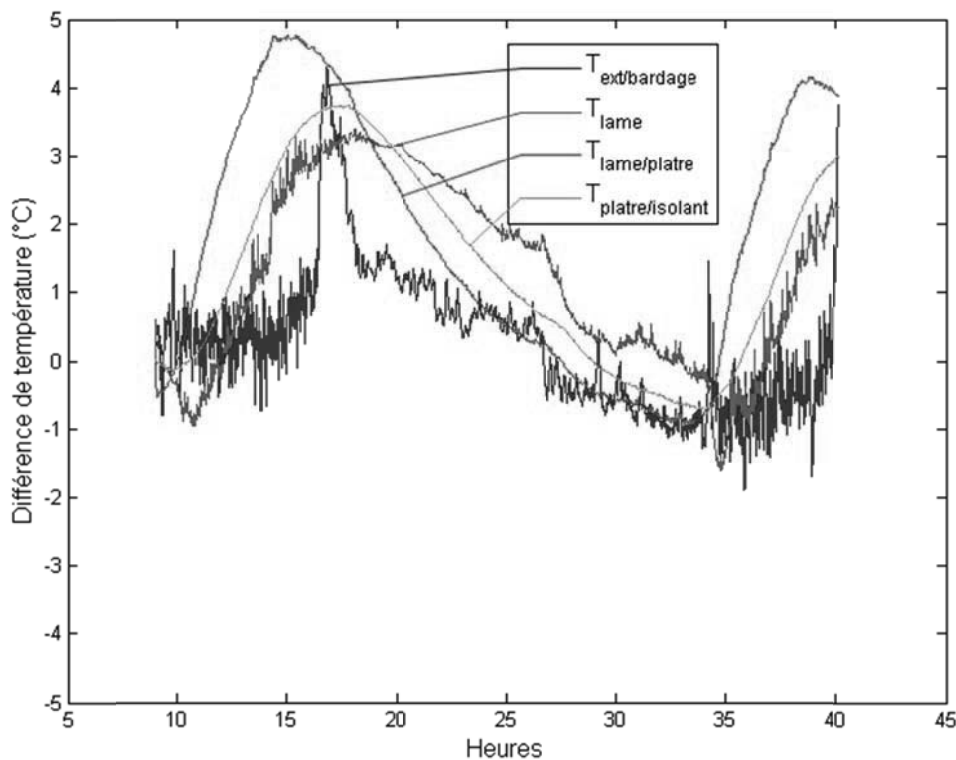


Figure 7 : Différence de température entre la mesure et la simulation sans prise en compte de l'écoulement de l'air dans la lame

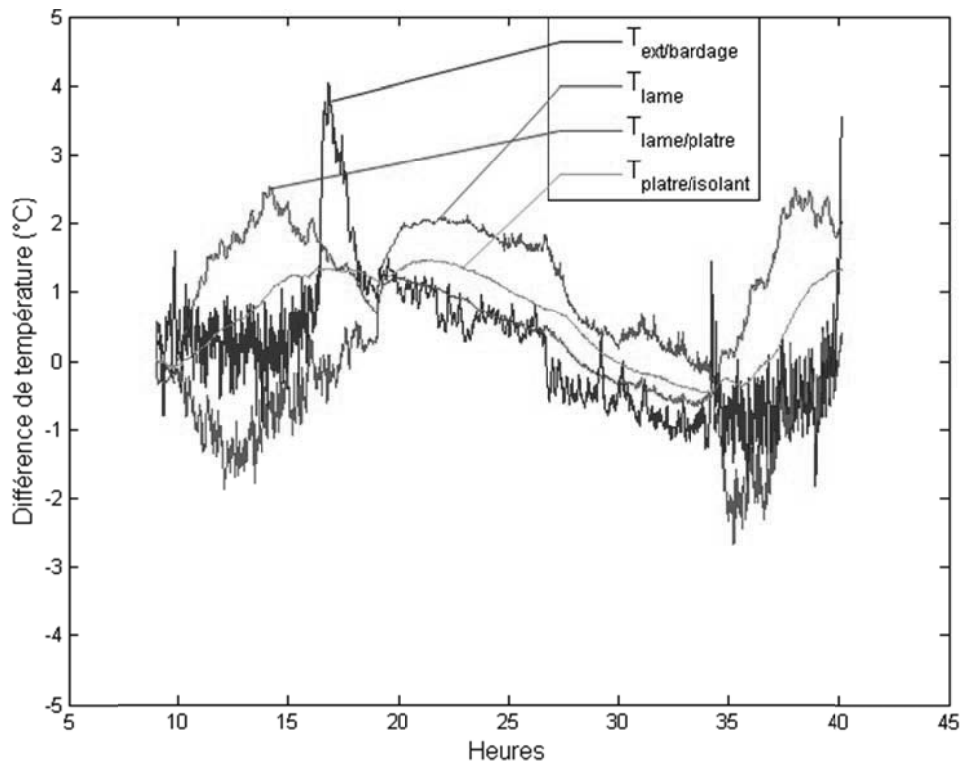


Figure 8 : Différence de température entre la mesure et la simulation avec prise en compte de l'écoulement de l'air dans la lame

Les températures dans la paroi derrière la protection solaire sont bien approximées. Ce sont les plus importantes car elles traduisent le flux de chaleur diffusant dans le mur et donc la sollicitation de l'environnement extérieur vers le bâtiment.

La température de l'air dans la lame est de manière générale légèrement supérieure à la température mesurée pour les périodes d'ensoleillement et inférieure pendant les périodes nocturnes. La perte de chaleur par advection Q est là aussi un peu surestimée.

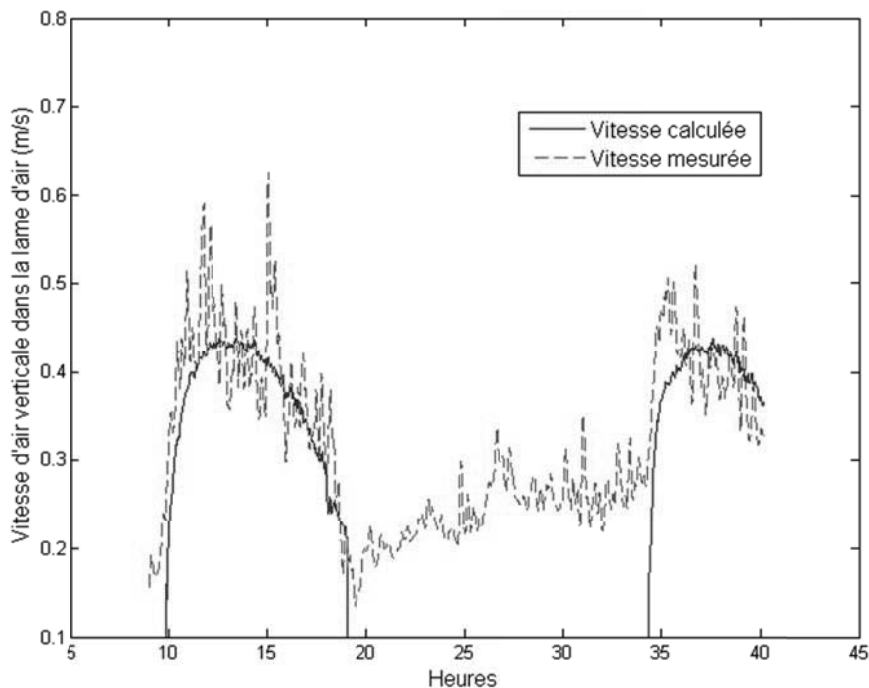


Figure 9 : Vitesse d'air verticale dans la cavité calculée et mesurée

La figure 9 montre la vitesse d'air dans la lame calculée par le modèle ainsi que la vitesse mesurée. La corrélation sélectionnée permet bien d'évaluer la vitesse d'air dans la cavité et en particulier le déphasage entre le maximum de la source de chaleur (le flux solaire incident) et le maximum de l'effet induit (évacuation de chaleur dans la cavité). On remarque pendant la nuit une accélération du mouvement général de l'air dans la cavité qui pourrait être lié à une décharge du mur de chaleur stockée pendant la journée vers la lame d'air.

5. Perspectives

5.1 Présentation du modèle de la prise en compte de la perméabilité

La solution de protection solaire est caractérisée par sa perméabilité à l'air. Un écoulement horizontal entre la lame d'air et l'extérieur prend place. Nous proposons ici un modèle simple pour le prendre en compte et ainsi recalculer la vitesse moyenne d'écoulement dans la lame d'air afin de mieux quantifier la chaleur évacuée.

Le profil de pression extérieur est connu à partir de la relation $\vec{\nabla}p = \rho * \vec{g}$

En prenant en compte les pertes de charge et en utilisant la loi de Bernoulli dans la cavité, on peut écrire le profil de pression dans la cavité.

La différence de pression et les propriétés de perméabilité de la solution permettent de calculer le débit en régime permanent entre les deux milieux.

$$v(z) = \frac{k}{\mu * e} * (p_{ext}(z) - p_{lame}(z)) \tag{9}$$

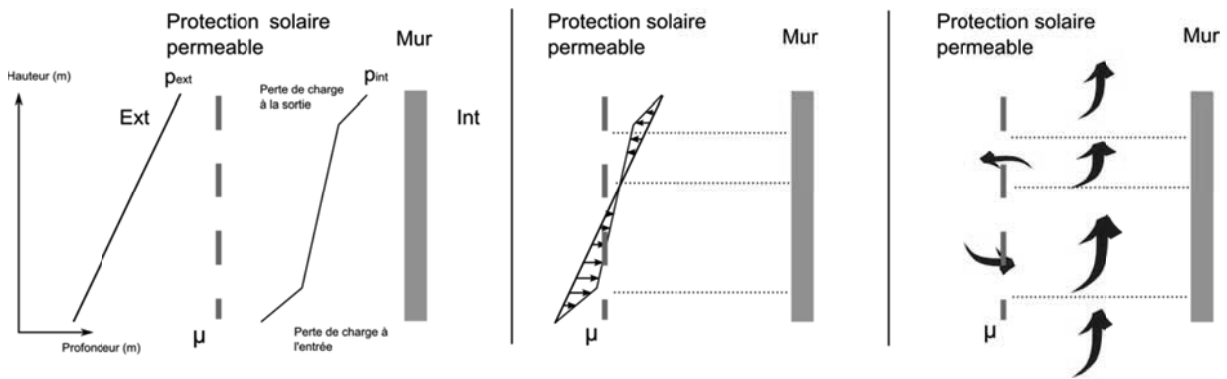


Figure 10 : Trois étapes pour la modélisation de la prise en compte

En appliquant le principe de conservation de la masse, on obtient un nouveau profil vertical de vitesse dans la lame. On différencie alors trois chemins dans le mur selon plusieurs hauteurs différentes et on calcule le profil de température dans le mur pour ces hauteurs.

Cette amélioration du calcul de la vitesse d'air dans la lame et de la prise en compte du gradient de température verticale dans la lame comme dans le mur est développé et sera confronté à des mesures à réaliser pour des solutions de protection solaire perméable.

5.2 Conclusions et suite de l'étude

Dans le cadre d'une solution non perméable, le modèle ici présenté permet bien d'améliorer la modélisation à l'échelle d'un élément d'enveloppe de bâtiment. La corrélation

utilisée pour déterminer la vitesse d'écoulement dans le mur et la convection associée a été sélectionnée notamment parce qu'elle permet de retrouver le phénomène d'inertie apporté par le matériau bois. Pour des solutions de protection solaire de type textile, le premier type de corrélation pourrait suffir.

La mesure comme la modélisation laisse entendre que pour le bardage bois, on se rapproche d'un cas où le mur n'aurait pas d'apport radiatif, mais une convection plus forte avec l'air extérieur et une température extérieure là aussi supérieure. Ces variations peuvent être traduites par une augmentation du coefficient de convection h , et de la température extérieure alors que le flux radiatif incident serait alors considéré comme nul. Ainsi la solution envisagée est un module permettant de calculer ces variations de températures et de coefficient de convection en fonction des propriétés de la protection solaire et des sollicitations extérieures pour améliorer la prise en compte de ces éléments par une plateforme de simulation thermique dynamique.

De nouvelles séries de mesure seront réalisées au printemps 2012, avec cette fois des solutions textiles ainsi que des protections végétales.

Références

- [1] Rodriguez, Julio (2006) "*Déshydratation par effet de serre d'un produit emballé dans un film polymère perméable aux molécules d'eau: approche expérimentale et de modélisation* ». Doctorat Génie énergétique, Paristech > ENSAM 2006ENAM0002.
- [2] Cole, R. J., and N. S. Sturrock. 1977. The Convective Heat Exchange at the External Surface of Buildings. *Building and Environment*, Vol. 12, p. 207.
- [3] Ong, K. "A mathematical model of a solar chimney." *Renewable Energy* 28, no. 7 (June 2003): 1047-1060.
- [4] Aung, W., LS Fletcher, and V. Sernas. "Developing laminar free convection between vertical flat plates with asymmetric heating." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, no. 11 (1972): 2293-2304.
- [5] Gan, Guohui. "General expressions for the calculation of air flow and heat transfer rates in tall ventilation cavities." *Building and Environment* 46, no. 10 (April 2011): 2069-2080.
- [6] Bouyer, Julien. "Modélisation et simulation des microclimats urbains. Etude de l'impact de l'aménagement urbain sur les consommations énergétiques des bâtiments." Architecture. CERMA, 2009.

Ecoulement et transfert convectif autour d'un disque rotatif soumis à un courant d'air transversal

Benjamin LATOUR^{1,*}, Thien Duy NGUYEN¹, Souad HARMAND¹

¹Université Lille Nord de France, F-59000 Lille

France, UVHC, TEMPO, F-59313 Valenciennes

* (auteur correspondant : benjamin.latour@univ-valenciennes.fr)

Résumé - Dans ce travail, les échanges convectifs et les champs de vitesse sont déterminés expérimentalement, respectivement par thermographie infrarouge et vélocimétrie par images de particules. Le traitement du problème thermique est réalisé à partir d'une méthode inverse basée sur la régularisation bidimensionnelle, permettant de prendre en compte la conduction radiale et angulaire. Le champ de vitesse proche du disque est déterminé par PIV. Des essais ont été réalisés pour un nombre de Reynolds de courant d'air de 11350 et un nombre de Reynolds rotationnel variant de 4300 à 17200, permettant d'évaluer l'influence de la rotation par rapport au courant d'air transversal sur la structure de l'écoulement et les transferts de chaleur convectifs à la surface du disque.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	δ	épaisseur de couche limite, m
C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
D_i	diamètre intérieur des ailettes, m	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
h	coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
r	coordonnée radiale, m	θ	coordonnée angulaire, rad
Re_U	$U.D_i/\nu$: nombre de Reynolds de courant d'air	ω	vitesse de rotation, $rad.s^{-1}$
Re_ω	$\omega.r_i.D_i/\nu$: nombre de Reynolds rotationnel	<i>Indices :</i>	
t	temps, s	<i>air</i>	air
T	température, K	<i>al</i>	aluminium
U	vitesse du courant d'air, $m.s^{-1}$	<i>cal</i>	valeurs calculées
v	vitesse locale, $m.s^{-1}$	<i>cyl</i>	cylindre
<i>Symboles grecs</i>		<i>mes</i>	valeurs mesurées

1. Introduction

L'étude des transferts de chaleur convectifs et de l'écoulement autour d'un disque en rotation et soumis à un courant d'air transversal trouve un intérêt majeur dans le refroidissement de composants mécaniques ou électroniques appliqué au domaine des véhicules automobiles et ferroviaires. Plusieurs auteurs ont étudiés les transferts convectifs locaux et l'écoulement sur cette configuration. Par exemple, Wiesche [1] a étudié numériquement l'influence du couplage rotation/courant d'air sur les échanges convectifs locaux et moyens autour d'un disque. L'auteur observe une augmentation des échanges convectifs moyens due aux effets rotatifs qui est d'autant plus importante que $Re_\omega \gg Re_U$. Pour le cas d'un faible nombre de Reynolds rotationnel, l'écoulement devient légèrement influencé par la rotation. Lorsqu'il augmente, les fluctuations au sein de l'écoulement deviennent de plus en plus importantes, se traduisant par d'importantes variations du nombre de Nusselt local. Enfin, pour des nombres de Reynolds rotationnels importants, la distribution locale des échanges convectifs devient uniforme sur toute la surface du disque. Cependant, notre étude concerne un disque monté sur un cylindre rotatif et perpendiculaire à l'écoulement d'air. Dans ce cas, la présence du cylindre génère des perturbations de l'écoulement à la jonction disque/cylindre.

Récemment, de nombreuses études réalisées par vélocimétrie par image de particules (PIV) [2-6], relatives à l'écoulement autour d'un cylindre monté sur une plaque plane, ou compris entre deux plaques parallèles, ont été réalisées. La structure d'écoulement d'eau autour de la base d'un cylindre de diamètre $D_i = 50$ mm monté sur une plaque plane a été étudiée expérimentalement par Sahin et al. [3] pour $Re_U = 4000$. La distribution des vecteurs-vitesses, les lignes de courant correspondantes, ainsi que le champ de vorticité associé, mesurés en amont du cylindre, permettent de mettre en évidence la présence de systèmes tourbillonnaires en fer-à-cheval dans la région amont, à la base du cylindre. De plus, comme le précisent Kirkil et al. [5], la structure de ces tourbillons en fer-à-cheval est très organisée et périodique lorsque la couche limite amont est laminaire. Inversement, si l'écoulement est turbulent, la position, la taille et l'intensité de ces tourbillons en fer-à-cheval deviennent fortement instationnaires. Les champs de vitesses, les lignes de courant et la vorticité sont également déterminés en aval du cylindre, dans la zone de sillage, [3].   la base du cylindre, dans la région proche de la plaque plane, l'écoulement est tridimensionnel et les tourbillons provenant de l'amont du cylindre favorisent le renouvellement de fluide dans la zone de sillage. Ce phénomène amplifie le processus de mélange qui se produit entre le sillage et le cœur de l'écoulement, améliorant le taux de transfert [6]. Ces premiers résultats correspondent également aux conclusions obtenues par Fu et al. [2], qui ont également étudié expérimentalement les systèmes de tourbillons en fer-à-cheval et la zone de sillage pour une configuration similaire. Ils précisent que les instabilités des tourbillons en fer-à-cheval provenant de l'amont du cylindre génèrent l'instabilité de l'écoulement dans la zone proche du sillage et que la rotation du cylindre peut déstabiliser la structure de la zone de sillage.

L'influence des tourbillons en fer-à-cheval sur les transferts de chaleur convectifs le long d'une plaque plane chauffée et positionnée en aval d'un cylindre a été étudiée par Fisher et al. [7] dans le cas du courant d'air seul. Pour cela, les auteurs utilisent un système de mesure par cristaux liquides permettant d'obtenir la distribution locale du nombre de Stanton. Leurs résultats montrent que les transferts de chaleur convectifs sur une plaque plane en aval du cylindre sont améliorés par rapport au cas sans obstacle. En effet, les tourbillons en fer-à-cheval générés par la présence du cylindre entraînent d'importants nombres de Stanton autour et en aval de l'obstacle. Ils mettent en évidence deux pics symétriques par rapport à l'axe central, correspondant à des transferts convectifs importants.

Le dispositif expérimental thermique présenté dans cet article permet d'étudier l'évolution des échanges convectifs locaux à la surface d'un disque monté sur un cylindre en rotation et soumis à un courant d'air en fonction de la vitesse de rotation. En effet, une méthode inverse bidimensionnelle, basée sur les mesures par thermographie infrarouge, a été développée afin d'identifier le coefficient d'échange convectif en prenant en compte les flux conductifs radiaux et angulaires ainsi que le flux radiatif [8], ce qui nous permet d'obtenir des résultats complémentaires à notre première étude [9]. De plus, le dispositif expérimental aérodynamique permet d'évaluer l'influence de la vitesse de rotation sur la structure d'écoulement proche du disque et autour du cylindre.

2. Dispositif expérimental

2.1. Dispositif expérimental thermique

Les coefficients d'échange convectif locaux à la surface du disque sont déterminés à partir des mesures des variations radiales, angulaires et temporelles de sa température $T_{mes}(r, t)$. Le disque d'épaisseur 2 mm et de hauteur 60 mm est en aluminium ($\rho_{al} = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$, $C_{pal} = 960 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\lambda_{al} = 200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et est monté sur un cylindre de diamètre 58 mm (figures 1).

Le disque et le cylindre sont recouverts d'une fine couche de peinture noire dont la haute émissivité ϵ_n permet d'améliorer la précision de la relation entre le signal de sortie de la caméra et la température du disque. Le cylindre est piloté par un moteur électrique couplé à un variateur de fréquence permettant de faire varier la vitesse de rotation de l'arbre de 500 à 2000 tr/min. Les essais sont réalisés dans une veine d'air de section 300*400 mm et de 2,4 m de longueur. La vitesse du courant d'air est fixée à 4 m.s⁻¹. Pour mesurer les températures avec la caméra infrarouge, un hublot constitué d'un film transparent aux infrarouges a été inséré dans la veine. La courbe d'étalonnage correspondante a été réalisée au laboratoire à l'aide d'un corps noir étalon pour toutes les températures considérées.

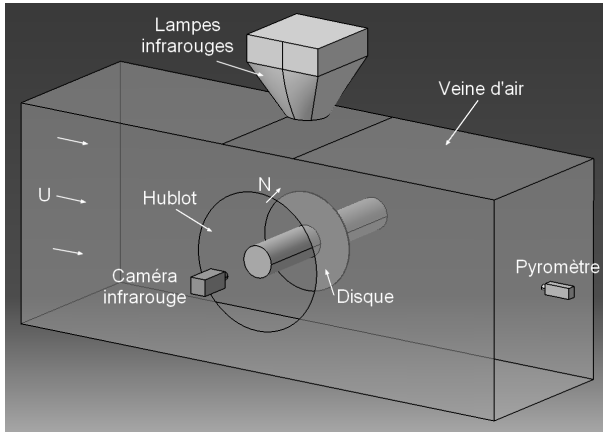


Figure 1 : Dispositif expérimental thermique



Figure 2 : Mesures infrarouges

Des lampes infrarouges à ondes courtes placées horizontalement au-dessus de l'arbre aileté servent à chauffer uniformément le système en rotation à des niveaux de températures compris entre 110 et 130°C. Une fois l'équilibre thermique atteint au sein du disque, le chauffage est interrompu. La caméra infrarouge matricielle permet d'obtenir la cartographie des températures du disque au cours du refroidissement (figure 2). Un pyromètre infrarouge, placé perpendiculairement à l'axe de rotation de l'arbre, permet de mesurer l'évolution temporelle de la température du cylindre $T_{cyl}(t)$. Un thermocouple de type K, positionné à l'intérieur de la veine à 0,5 m en amont du disque, mesure la température de l'air pendant chaque essai. Il est placé suffisamment loin des différentes parois afin de ne pas être réchauffé par le système tournant. La température de l'air mesurée lors des essais ne variant pas plus de 1 °C, c'est sa valeur moyenne T_∞ qui est utilisée comme température de référence.

2.2. Dispositif expérimental aérodynamique

Les champs de vitesse proche de la surface du disque ont été obtenus par mesures PIV. Pour cela, le dispositif expérimental a été adapté (figure 3). Une seconde veine d'air de même dimension, réalisée en plexiglas, a été utilisée. De plus le cylindre et le disque utilisés pour l'étude aérodynamique ont également été réalisés en plexiglas. Les vitesses instantanées sont déterminées par un système PIV de TSI et le logiciel Insight. Le laser de classe 4 SOLO 200XT PIV (de New Wave Research) émet un rayonnement de longueur d'onde 532 nm correspondant à une nappe mince de couleur verte et la caméra CDD de résolution 2048x2048 pixels permet l'enregistrement des images de particules. Un générateur de gouttelettes d'huile d'olive (TSI 9307) ensemece l'écoulement en entrée de veine avec une taille de particule de l'ordre de 1 µm. Les impulsions laser et l'enregistrement de la caméra sont synchronisé via un ordinateur. Pour les configurations d'écoulement étudiées, des mesures PIV sont effectuées dans quatre plans verticaux (figure 4). Le premier plan correspond à la partie inférieure

du disque, la deuxième à la partie avant supérieure, la troisième à la partie arrière inférieure et la quatrième à la partie arrière supérieure.

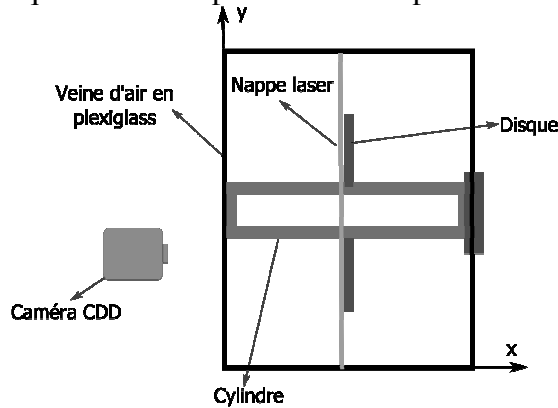


Figure 3 : Dispositif expérimental PIV

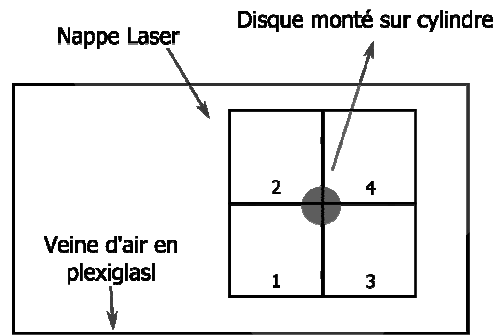


Figure 4 : Sections de mesure PIV

Pour chaque plan, 500 doublets d'images sont enregistrés à une fréquence de 1 Hz pour des conditions d'écoulements identiques. La densité d'ensemencement est d'environ 12 particules pour une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels. Les images sont ensuite analysées par un algorithme basé sur un maillage récursif de Nyquist, avec deux itérations. La première débute avec une fenêtre d'interrogation de 64x64 pixels et la seconde se termine par une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels. Durant ces itérations, les vecteurs-vitesses sont déterminés à partir des matrices de corrélations permettant l'identification du pic de corrélation gaussien.

3. Méthode d'identification

L'objectif de cette méthode est de caractériser les échanges convectifs locaux sur le disque pour différents couples de vitesses de rotation et de courant d'air à partir des variations temporelles et spatiales de la température du disque $T_{mes}(r, \theta, t)$ mesurées par thermographie infrarouge. Cette méthode d'indentification nécessite le développement :

- d'un modèle direct qui permet de calculer les variations spatio-temporelles de la température du disque $T_{cal}(r, \theta, t)$ à partir d'une distribution locale imposée du coefficient d'échange convectif $h_{imp}(r, \theta)$,
- d'un algorithme d'inversion qui permet de déterminer, par itération, la distribution spatiale du coefficient d'échange $h(r, \theta)$ à partir des mesures du champ de température local $T_{mes}(r, \theta, t)$ lors du refroidissement.

3.1. Modèle direct 2D

Le modèle direct consiste à résoudre les équations aux dérivées partielles relatives au refroidissement du disque. Le système d'équations utilisé pour ce modèle direct bidimensionnel permet de prendre en compte les flux conductifs radiaux et azimutaux :

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T_{cal}(r, \theta, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 T_{cal}(r, \theta, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_{cal}(r, \theta, t)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T_{cal}(r, \theta, t)}{\partial \theta^2} + \frac{\varphi_{conv}(r, \theta, t) + \varphi_{rad}(t)}{e}$$

$$T_{cal}(r, \theta, t = 0) = T_{mes}(r, \theta, t = 0)$$

$$T_{cal}(r = r_i, \theta, t) = T_{mes}(r = r_i, \theta, t)$$

$$T_{cal}(r = r_e, \theta, t) = T_{mes}(r = r_e, \theta, t)$$

$$T_{cal}(r, \theta = 0, t) = T_{mes}(r, \theta = 2\pi, t)$$
(1)

Dans ce modèle, la densité de flux convective $\varphi_{conv}(r,\theta,t) = h(r,\theta)\cdot(T_{cal}(r,\theta,t) - T_\infty)$ et radiative $\varphi_{rad}(t)$ apparaissent dans l'équation de la chaleur. La distribution de température à l'instant initial et les conditions limites sur le rayon intérieur et extérieur du disque sont obtenues à partir des mesures infrarouges. Pour $\theta = 0 = 2\pi$, la température est obtenue grâce à une condition de révolution. Afin de pouvoir résoudre le modèle direct, la distribution locale du coefficient de transfert $h(r,\theta)$ est supposée connue. Les équations du système (1) sont discrétisées puis résolues numériquement par la méthode des différences finies en choisissant un schéma implicite en utilisant les différences à droite pour les termes du premier ordre et les différences centrées pour les termes du second ordre.

3.2. Algorithme d'inversion 2D

L'algorithme d'inversion permet de déterminer la distribution locale du coefficient d'échange $h(r,\theta)$ par comparaison des champs de températures mesurées $T_{mes}(r,\theta,t)$ et calculées $T_{cal}(r,\theta,t)$ au cours du refroidissement. Afin de réduire les effets du bruit de mesure sur le paramètre à estimer, nous avons utilisé pour cette étude une régularisation spatiale bidimensionnelle [10]. Cette méthode consiste à identifier la distribution $h(r,\theta)$ qui minimise la fonctionnelle suivante :

$$S = \underbrace{\sum_t \sum_r \sum_\theta [T_{cal}(r,\theta,t) - T_{mes}(r,\theta,t)]^2}_F + \alpha_1 \cdot \underbrace{\sum_r \sum_\theta [grad(h(r,\theta))]^2}_{S_1} \quad (2)$$

Où α_1 représente le coefficient de régularisation de l'algorithme. La fonction de régularisation S_1 , correspondant au terme du premier ordre permettant de réduire les différences sur la distribution du coefficient d'échange, est alors ajoutée à la spécification de fonction F pour obtenir une solution stable malgré le bruit de mesure [9]. Afin de minimiser S_1 , une correction est apportée à la distribution imposée du coefficient d'échange $h_{imp}(r,\theta)$ à partir d'un processus d'identification itératif consistant à faire tendre vers 0 la dérivée de l'équation (2) avec h . La résolution spatiale appliquée à cette méthode est définie par le pas radial $\Delta r = 3,1$ mm et le pas angulaire $\Delta\theta = 6^\circ$.

4. Résultats

Nous présentons dans cette partie l'analyse des échanges convectifs et de l'écoulement sur le disque, respectivement caractérisés par le coefficient d'échange convectif et le champ de vitesse v , pour différents couples de vitesses de rotation et de courant d'air, respectivement représentées par le nombre de Reynolds de rotation Re_ω et de courant d'air Re_U . Pour cette étude, le nombre de Reynolds de courant d'air est fixé $Re_U = 11350$ et l'influence de la rotation sur les transferts convectifs et l'écoulement est évaluée pour $4300 < Re_\omega < 17200$. Les propriétés physiques de l'air sont évaluées à la température de film $T_f = (T_{disque} + T_\infty)/2$.

4.1. Caractérisation de l'écoulement transversal

Avant toute interprétation physique de nos résultats expérimentaux, il est essentiel de connaître les conditions d'écoulement en amont du disque. L'objectif de cette section est la caractérisation de l'écoulement d'air généré par le ventilateur. Pour cela, le profil de vitesse au centre de la section de la veine située à environ 2 mètres du ventilateur a été déterminé par PIV et anémométrie à fil chaud (figure 5). Ces premiers résultats nous permettent de constater que l'écoulement est quasi-uniforme en dehors de la couche limite nous permettant d'identifier la vitesse moyenne de l'écoulement U .

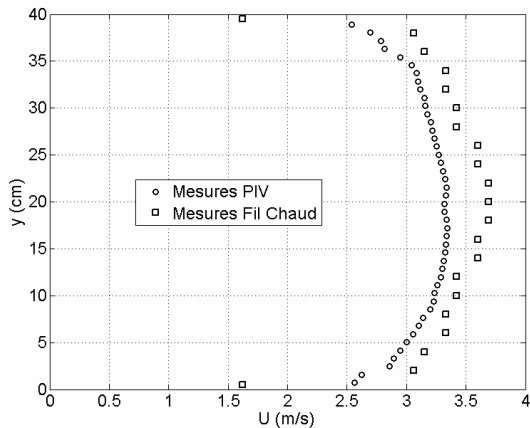


Figure 5 : Profils de vitesse au centre de la veine pour $Re_U = 11350$

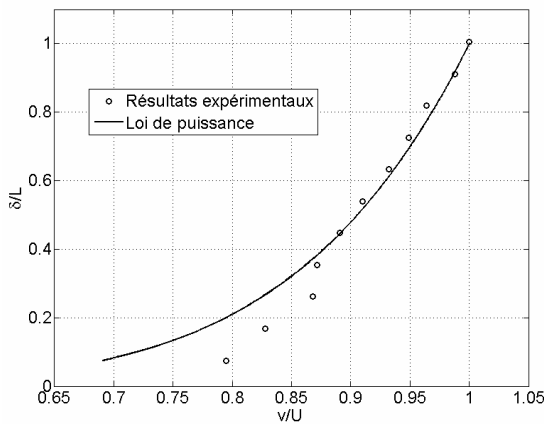


Figure 6 : Profil réduit de la vitesse pour $Re_U = 11350$

Afin de vérifier que le régime d’écoulement est turbulent, nous présentons sur la figure 6 l’évolution du rapport y/δ en fonction du rapport v/U . Nos mesures expérimentales sont alors comparées à la loi de puissance $v/U = (y/\delta)^{1/7}$ caractéristique d’une couche limite turbulente (figure 6). Nous observons alors un bon accord entre nos résultats expérimentaux et la loi de puissance $1/7$ pour $y/\delta < 0.3$. En effet, pour les mesures réalisées en proche paroi, nous constatons un décalage de nos résultats par rapport au profil théorique. Ce problème peut être la conséquence des réflexions du laser sur les parois inférieure et supérieure de la veine ou à un manque d’ensemencement perturbant la mesure.

4.2. Analyse des transferts convectifs

La figure 7 représente les cartographies du coefficient d’échange convectif obtenues à partir des champs de température mesurés par thermographie infrarouge et traités par la méthode d’identification présentée dans la section 3. A partir des distributions locales, il est possible d’identifier différents comportements thermiques du disque en fonction de la vitesse de rotation.

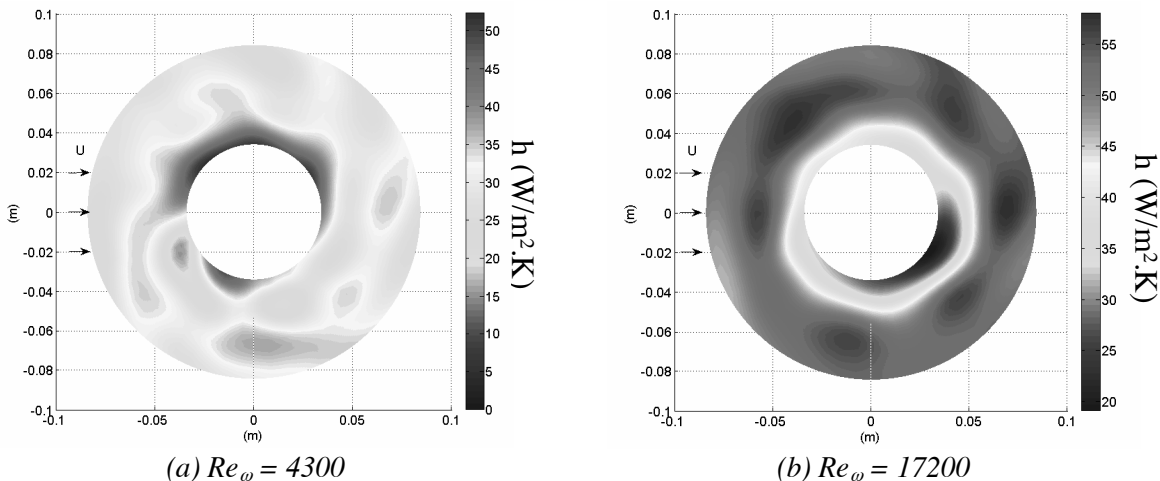


Figure 7 : Cartographie du coefficient d’échange convectif pour $Re_U = 11350$ et différents Re_ω

Pour une vitesse de rotation faible, correspondant à un rapport des nombres de Reynolds de $Re_\omega/Re_U = 0,379$ (figure 7a), on obtient un coefficient d’échange moyen $h_{moy} = 31,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. D’un point de vue local, l’effet du courant d’air n’est pas négligeable et génère une zone d’importants transferts de chaleur (h variant de 40 à 50 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$), confinée autour du cylindre pour $r_i < r < 0,04\text{m}$, correspondant à la génération et au développement des

tourbillons en fer à cheval [2-7]. On peut également préciser que cette zone de forts transferts convectifs est plus développée sur la partie supérieure du disque, correspondant à la zone d'écoulement co-courant, par rapport à sa partie inférieure, où la rotation est à contre courant du flux d'air. Cependant, pour $0,04 < r < r_e$, on observe des échanges convectifs relativement uniformes à la surface du disque dus aux effets rotatifs qui tendent à lisser les variations du coefficient h autour d'une valeur de $30 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Lorsque la vitesse de rotation devient prédominante devant celle du courant d'air, correspondant au cas $Re_\omega/Re_U = 1,515$ (figure 7b), le coefficient d'échange convectif moyen augmente fortement et vaut $h_{moy} = 47,5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. De plus, le comportement thermique du disque est fortement modifié par rapport au cas précédent. En effet, l'influence des effets rotatifs devient prédominante sur celle du courant d'air [9]. Dans la zone co-courant (partie supérieure du disque), on observe d'importants transferts convectifs, défini par un coefficient d'échange $h > 1,1 h_{moy}$, sur 43% de la surface alors que dans la zone contre-courant (partie inférieure du disque), ces forts transferts ne représentent plus que 27% de la surface. De plus, dans cette zone, on distingue une chute importante du coefficient d'échange convectif proche du cylindre pour des positions angulaires comprises entre -90° et -180° ($h \sim 25 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$).

4.3. Analyse de l'écoulement

La figure 8 présente les champs de vitesse moyens proche du disque, obtenus en moyennant les 500 images PIV enregistrées pour chaque essai, à une distance d'environ 1 mm de la surface du disque.

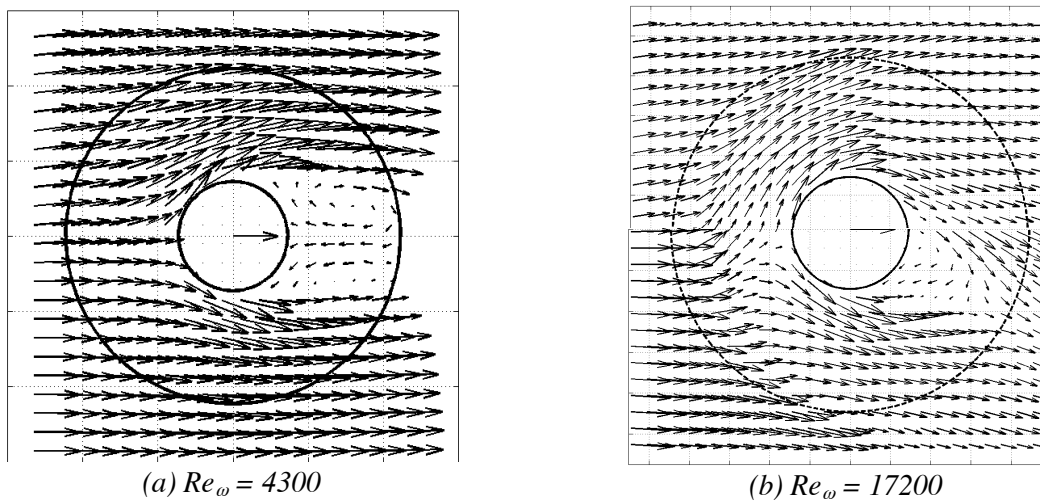


Figure 8 : Champs de vitesses pour $Re_U = 11350$ et différents Re_ω

Pour le cas $Re_\omega = 4300$ présenté sur le figure 8a, nous observons un champ de vitesse sensiblement uniforme en dehors de la zone de sillage et symétrique par rapport à l'axe horizontal. La zone de sillage, caractérisée par des vitesses locales faibles, est identifiée à l'arrière du cylindre et sa position n'est pas influencée par la rotation par rapport au cas du courant d'air seul. Cependant, nous relevons une augmentation des niveaux de vitesses sur la partie supérieure (co-courant) par rapport à la partie inférieure (contre-courant) du disque de l'ordre de 11%. Ces observations sont en accord avec les résultats de l'étude thermique obtenus pour des conditions d'essai identiques.

Pour le cas $Re_\omega = 17200$ présenté sur le figure 8b, le champ de vitesse obtenu est fortement modifié par les effets rotatifs. Le premier constat concerne la position de la zone de sillage qui se décale dans le sens de la rotation de 30° . Cette position correspond à la zone de faibles transferts de chaleur identifiée dans la partie précédente, causée par un faible renouvellement d'air. De plus, on observe que la zone d'écoulement contre-courant est également perturbée

en amont du cylindre. En effet, dans cette partie, l'écoulement généré par les effets rotatifs vient perturber le renouvellement d'air apporté par le courant d'air, ce qui peut expliquer les résultats thermiques présentés dans la section précédente.

5. Conclusion

Pour caractériser les échanges convectifs sur un disque monté sur un cylindre en rotation et soumis à un courant d'air, une méthode d'identification de la distribution du coefficient d'échange convectif local $h(r, \theta)$, basée sur une régularisation spatiale bidimensionnelle, a été mise en œuvre. Elle permet d'obtenir les variations locales de ce coefficient à partir des températures mesurées par thermographie infrarouge au cours du refroidissement en prenant en compte les flux conductifs au sein du disque. De plus les champs de vitesse proche de la surface du disque ont été mesurés par un dispositif PIV. Lorsque la vitesse de rotation est faible par rapport au courant d'air, l'écoulement est faiblement perturbé par les effets rotatifs. Ce qui se traduit par un coefficient d'échange convectif élevé pour $r_i < r < 0,04\text{m}$ dû à la génération et au développement des tourbillons en fer à cheval engendrés par le courant d'air, avec cependant un coefficient d'échange relativement constant pour $0,04 < r < r_e$. Pour des vitesses de rotation élevées, l'écoulement est fortement perturbé et les effets rotatifs deviennent prédominants. En effet, la zone de sillage se voit décalé de 30° dans le sens de la rotation et une zone de perturbation du renouvellement d'air sur la partie inférieure du disque est identifiée (zone contre-courant). Ces résultats sont en accord avec la cartographie du coefficient d'échange convectif.

Références

- [1] S. aus der Wiesche, Heat transfer from a rotating disk in a parallel air crossflow, *Int. J. of Thermal Sciences*, vol. 46 (2007), 745-754.
- [2] A. Roulund, B. Multu Sumer, J. Fredsoe, J. Michelsen, Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 534 (2005) 351-401.
- [3] H. Fu, D. Rockwell, Shallow flow past a cylinder: transition phenomena at low Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics* 540 (2005) 75-97.
- [4] B. Sahin, N. Ozturk, H. Akilli, Horseshoe vortex system in the vicinity of the vertical cylinder mounted on a flat plate, *Flow measurement and Instrumentation* 18 (2007) 57-68.
- [5] G. Kirkil, G Constantinescu, R. Ettema, The horseshoe vortex system around a circular bridge pier on a flat bed, In *World water and environmental resources congress* (2005).
- [6] B. Sahin, N. Ozturk, C. Gurlek, Horseshoe vortex studies in the passage of a model plate-fin-and-tube heat exchanger, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008) 340-351.
- [7] E. Fisher, P. Eibeck, The influence of a horseshoe vortex on local convective heat transfer, *Journal of Heat Transfer* 112 (1990) 329-335.
- [8] D. Bougeard, Infrared thermography investigation of local heat transfer in a plate fin and two-tube rows assembly, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007) 988-1002
- [9] B. Latour, P. Bouvier, S. Harmand, Convective heat transfer on a rotating disk with transverse air crossflow, *Journal of Heat Transfer* 133 (2011).
- [10] A. Tikhonov, V. Arsenin, *Solution of ill-posed problems*, V.H. Winston and Sons (1977).

Remerciements

Les auteurs remercient le pôle de Recherche MEDEE (Maîtrise Énergétique Des Entraînements Électriques) pour leur soutien financier.

CONVECTION MIXTE DANS UNE CAVITE OUVERTE PARTITIONNEE MUNIE DE BLOCS CHAUFFANTS SOUMISE A UN JET VERTICAL DESCENDANT : EFFET DE LA TAILLE DES BLOCS

Ouafaa MAHROUCHE*, Mostafa NAJAM, Mustpha EL ALAMI

Groupe d'Energétique, Laboratoire de Physique des Matériaux, Micro électronique, Automatique et Thermique (LPMMAT), Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Hassan II, Ain Chock, Casablanca, Maroc.

*(Auteur correspondant : mahroucheouafaa@gmail.com)

Résumé : On étudie numériquement la convection mixte dans une enceinte rectangulaire partitionnée, munie de deux blocs chauffants à température constante T_C . La paroi horizontale supérieure est munie d'une ouverture à axe vertical d'admission d'air frais C_1 , la paroi horizontale du bas est munie d'une ouverture d'évacuation d'air C_2 à axe vertical. La paroi verticale gauche est adiabatique, les autres parois sont refroidies à la température $T_f < T_c$, figure. Les paramètres de contrôle sont les nombres de Rayleigh ($Ra=10^5$), de Reynolds ($10 \leq Re \leq 60$), de Prandtl ($Pr=0.72$), la distance relative D entre les blocs $D=h/H=1/2$, la taille des blocs $B=l/L=1/4, 1/2$ et $3/4$, les ouvertures $C_1=C_2=C_3=d/L=0.375$ et le facteur de forme $A=H/L=3$. Les résultats obtenus montrent que les écoulements et le transfert de chaleur dépendent de la taille des blocs.

Nomenclature

A	Rapport de forme $A = H/L$	Y_{b1}	Coordonnées du bloc du bas pour $x=l$
B	Largeur adimensionnelle des blocs	Y_{b2}	Coordonnées du bloc du haut pour $x=l$
D	Distance adimensionnelle entre blocs	U_C	Vitesse caractéristique, (m/s).
C	Diamètre adimensionnelle de l'ouverture	(U,V)	Composantes de la vitesse, (m/s).
d	Diamètre de l'ouverture (m)	(u,v)	Composantes adimensionnelles de la vitesse $(u,v) = (U/U_C, V/U_C)$
H	Hauteur de la cavité, (m)	(X,Y)	Coordonnées cartésiennes du point, (m),
L	Largeur de la cavité, (m)	(x,y)	Coordonnées cartésiennes adimensionnelles $(x,y) = (X/H, Y/H)$
h	La distance entre les deux blocs, (m)		
l	Largeur des blocs, (m)		
g	Accélération de la pesanteur (m/s ²)		
Nu	Nombre de Nusselt global	<i>Symboles grecs</i>	
Pr	Nombre de Prandtl ($Pr = \nu/\alpha$)	β	Coefficient de dilatation du fluide (K ⁻¹)
Pe	Nombre de Peclet ($Pe = Re * Pr$)	α	Diffusivité thermique du fluide (m ² s ⁻¹)
Ra	Nombre de Rayleigh, ($Ra = g\beta\Delta TH^3/(\alpha\nu)$)	λ	Conductivité thermique (Wm ⁻¹ K ⁻¹)
Re	Nombre de Reynolds, $Re = U_C H/\nu$	ν	Viscosité cinématique du fluide (m ² s ⁻¹)
T	Température dimensionnelle, (K)	ρ	Masse volumique du fluide (kg/m ³)
T_C	Température des faces chaudes, (K)	ψ	Fonction de courant adimensionnelle, $\psi = \psi'/\alpha$
T_F	Température de la face froide, (K)	Ω	Vorticité adimensionnelle, $\Omega = \Omega' H^2/\alpha$
ΔT	Ecart de température ($T_C - T_F$), (K)	<i>Indices et exposants</i>	
Q_{fs}	Flux de chaleur adimensionnelle	C	Chaud, critique, caractéristique

1. Introduction :

De nos jours, de nombreux chercheurs vouent un grand intérêt au phénomène de convection mixte, du fait de ses nombreuses applications dans le domaine de la climatisation, du chauffage, de la frigorifique, etc. Il est ainsi primordial, pour une bonne performance et

efficacité de la ventilation afin d'évacuer le maximum de chaleur dont le but est d'avoir un bon refroidissement de l'intérieur de ces cavités.

Plusieurs études ont ainsi été menées dans ce domaine en utilisant différents types de cavités (cubique, parallélépipédique, rectangulaire, et d'autres plus ou moins complexes), avec et sans ouvertures dans le but de mieux les ventiler.

Une étude expérimentale et numérique a été réalisée par Y. Amirouche et R. Bassaïh pour étudier le transfert de chaleur en convection mixte laminaire en trois dimensions, dans un canal vertical. Des sources de chaleur rectangulaires simulant des composants électroniques sont placées sur l'une des parois verticales du canal. Un modèle de transfert de chaleur conjugué (conduction-convection) avec des conditions aux limites appropriées est utilisé dans ce travail. Le modèle expérimental est un canal parallélépipédique de base carrée (2.54 cm²) et de hauteur L=55.56 cm). Les plaques verticales sont en plexiglas et les blocs sont équidistants et chauffés à flux constant (Q=0.2 W et 0.4 W). Les équations régissant sont résolues par une méthode basée sur la technique des volumes finis appliquée à l'ensemble du domaine physique (solide et fluide). Les calculs ont été effectués pour une large variation des paramètres de contrôle, tels que le nombre de Grashoff ($Gr = 6.4010^3$ et 1.2810^3) et le nombre de Reynolds (Re=500, 750 et 1000). Le cas des blocs non chauffés est également abordé dans cette étude. Une variation systématique des deux paramètres Gr et Re est faite dans le but de voir leurs effets sur l'amélioration du transfert de chaleur au niveau des différentes parois des blocs rectangulaires. Le coefficient d'échange surfacique, la température maximale ainsi que la structure de l'écoulement sont étudiés et présentés pour les différentes valeurs de Gr et Re. Une comparaison des résultats numériques est faite avec des données expérimentales obtenues pour des paramètres de contrôle similaires montrent une bonne concordance de ces résultats.

Bhoite et al. ont étudié le transfert de chaleur par convection mixte dans un canal horizontal avec des sources de chaleur (blocs rectangulaires) sur la paroi inférieure. Des ouvertures de soufflage sont aménagées entre les sources sur la même paroi, alors que les ouvertures d'évacuation sont disposées sur la paroi supérieure juste au-dessus des blocs. Le problème étudié présente une périodicité géométrique et les auteurs ont exploité cette périodicité pour travailler sur un domaine réduit. La vitesse à l'entrée du canal est composée d'une vitesse de convection forcée pure (en rapport avec le nombre de Reynolds) et une

composante de vitesse naturelle pure (en rapport avec $\frac{\nu}{H}$ où ν est la viscosité du fluide et H

la largeur du canal). L'étude numérique basée sur une méthode dite SMAC (Simplified Marker And Cell) est réalisée pour des nombres de Reynolds ($0 \leq Re \leq 1200$) et de Grashoff ($10^5 \leq Gr \leq 5.10^6$) et un rapport des convectivités thermiques du fluide et du solide

$1 \leq \lambda_s^* = \frac{\lambda_s}{\lambda} \leq 100$. Les résultats sont présentés en terme de champs dynamique et thermique,

du nombre de Nusselt et de la température maximale des parois actives des sources. Ces résultats montrent que la température maximale T_{max} et la vitesse de convection naturelle à

l'entrée peuvent être corrélées comme : $\left(\frac{T_{max}}{a Re^b}\right)^{-n} = 1 + \left\{ \frac{c}{a} \left(Ar Re^{2-\frac{b}{d}} \right)^d \right\}^{-n}$) et $V_{in} = (a' Gr$

$b' \cdot Rec^n)$. Les coefficients (a, b, c, n, a', b', c', n') sont fonction de λ_s^* . Ils sont dressés dans un tableau dans cette même référence. Ils montrent également que la vitesse de convection naturelle à l'entrée présente un maximum avec Re et ce quelle que soit la valeur du nombre de Grashoff.

Madhusudhana et al. ont étudié l'écoulement de la convection mixte dans un canal vertical chauffé à flux constant imposé par des blocs rectangulaires placés à égal distance sur la paroi verticale gauche du canal. L'autre paroi est maintenue froide. Dans ce travail le Reynolds est composé d'un terme de convection naturelle pure et d'un terme de convection forcée ; ce dernier varie dans la gamme $0 \leq Re \leq 1500$, le flux évacué est évalué par le nombre de Grashoff qui varie dans l'intervalle $10^4 \leq Gr \leq 10^7$. Il faut noter que pour ce type de configuration, si les conditions aux limites à l'entrée ne posent pas de problème en convection mixte, celles à la sortie sont sujettes de discussion et par conséquent une multitude d'approches de celles-ci sont rencontrées dans la littérature. Dans cette investigation, les auteurs ont considéré que la dérivée seconde de la température par rapport à la normale est nulle à la sortie du canal. Pour la vitesse verticale, on a appliqué une condition de type Newman sur la composante verticale (en utilisant l'équation de continuité), tandis que celle horizontale est supposée nulle à la sortie du canal, les résultats de cette étude numérique basée sur la technique des volumes de contrôle, sont présentés en terme de champs dynamique et thermique, de température maximale en fonction des principaux paramètres de cette étude (Re et Gr), ainsi qu'en terme de Nusselt local. Des corrélations proches de celles rencontrées dans des travaux antérieurs pour des configurations analogues sont présentées.

Le model d'étude sur lequel nous nous sommes penchés, est l'étude de l'écoulement de convection mixte dans une cavité rectangulaire partitionnée, munie de blocs chauffants placés sur la paroi verticale froide. La cavité est soumise à un jet d'air frais vertical descendant à travers une ouverture d'admission aménagée sur la paroi haute de la cavité. Cet air est ensuite évacué par une ouverture aménagée dans la paroi de bas de la cavité ; Ces deux ouvertures sont coaxiales. La porte représentée par la paroi verticale gauche de la cavité est supposée adiabatique. Ce cas de figure trouve son application dans le domaine des cartes électroniques et des vitrines réfrigérées verticales avec porte adiabatique.

2. Configuration géométrique et formulation mathématique

La configuration étudiée est schématisée par la figure 1. Il s'agit d'une enceinte rectangulaire munie de deux blocs chauffants, elle est soumise à un jet d'air frais descendant à la température T_F ($T_F < T_C$) appliqué à travers une ouverture aménagée sur la paroi horizontale supérieure. Une autre ouverture d'évacuation est aménagée dans la paroi horizontale basse de la cavité, les blocs sont chauffés à température constante T_C . On suppose que l'écoulement et le transfert de chaleur sont bidimensionnels, que les propriétés du fluide sont constantes et l'approximation de Boussinesq est valide. Les équations adimensionnelles transitoires en termes de température T , de vorticité Ω et de fonction de courant ψ sont :

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial(u\Omega)}{\partial x} + \frac{\partial(v\Omega)}{\partial y} = -\frac{Ra}{Re^2 Pr} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\Omega \quad (3)$$

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{et} \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4)$$

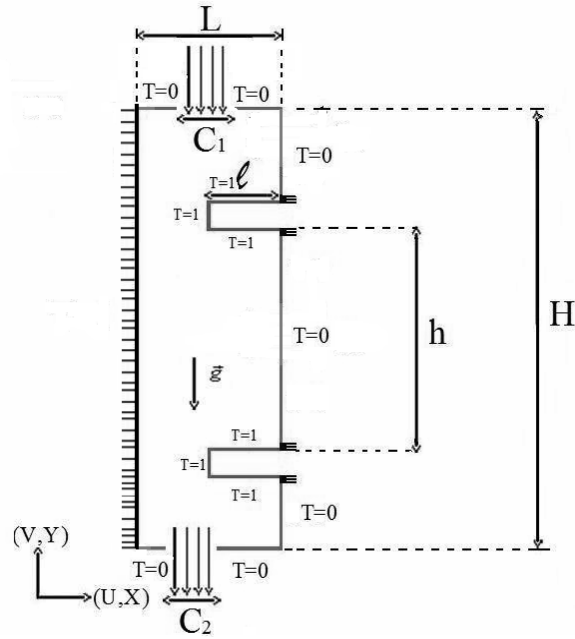


Figure 1 : Configuration étudiée

Position des blocs pour $D=1/2$ on a : $Y_{b1}=0.05625$ et $Y_{b2}=2.3437$

La valeur de la fonction de courant aux ouvertures C_1 et C_2 est donnée par :

Ouverture C_1 : $(0.3875 \leq x \leq 0.6375, y = 3)$; $\psi = -(0.6 \times x - 0.2325)$

Ouverture C_2 : $(0.3875 \leq x \leq 0.6375, y = 0)$; ψ, T, Ω, U et V sont interpolées selon la démarche utilisée par [4].

Sur les parois solides à gauche des ouvertures, la fonction de courant est considérée nulle, par contre sur celles à droite des ouvertures la fonction de courant $\psi = -0.15$

$T = 1$ sur les faces verticales et horizontales des blocs.

$T = 0$ sur les deux parois horizontales supérieure et inférieure de l'enceinte ainsi que sur la paroi verticale droite, une portion d'isolant est placée entre les blocs et la paroi froide afin d'éviter la discontinuité de température.

$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ sur la paroi verticale gauche de la cavité et sur les portions d'isolant insérée entre chaque paroi chauffée en contact avec une paroi froide, avec n désignant la normale à la portion de la paroi isolée.

Sur toutes les parois rigides : $U = V = 0$

La quantité de chaleur adimensionnelle Q évacuée par l'ouverture C_2 est donnée par :

$$Q = \frac{1}{(0.6375 - 0.3875)} \int_{0.3875}^{0.6375} \left(-\frac{\partial T}{\partial y} + v \cdot Pe \cdot T \right) dx \quad (5)$$

La chaleur échangée au niveau des surfaces actives est défini par :

Paroi verticale :

$$Q = \frac{1}{(y_2 - y_1)} \int_{y_1}^{y_2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=Cste} dy \quad (6)$$

Paroi horizontale :

$$Q = \frac{1}{(x_2 - x_1)} \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=Cste} dx \quad (7)$$

Avec x_1, x_2, y_1 et y_2 sont les coordonnées de la surface dont on calcule Q .

Les équations (1) et (2) ont été discrétisées à l'aide de la méthode des différences finies. Un schéma centré est utilisé pour les dérivations spatiales des termes diffusifs. Pour la discrétisation des termes convectifs, un schéma décentré amont a été utilisé [5]. L'intégration des équations (1) et (2) est assurée par une méthode implicite aux directions alternées (ADI). L'équation de Poisson (Eq.(3)) est traitée par la méthode PSOR. Le code numérique est validé en comparant les résultats dans le cas simple de 'Window Problem' à ceux obtenus par [6]. L'écart relatif en terme de ψ_{\max} est de 1%. Le déficit du bilan énergétique enregistré entre la quantité de chaleur produite par les faces chauffées et celle perdue par les faces froides reste inférieur 3 %.

3. Résultats numériques

3.1. Les lignes de courant et isothermes

Les résultats présentés ont été obtenus pour $Ra=10^5$, ($10 \leq Re \leq 60$), $D=1/2$, $B= (1/2, 3/4$ et $1/4)$, $A=3$.

3.1.1. Variation du nombre de Reynolds

Pour les faibles nombres de Re , à $Re = 10$, figure 2a, la convection naturelle est prépondérante, il y a apparition d'une grande cellule de convection entre les blocs. Dans la partie supérieure de la cavité, entre le bloc et la face supérieure horizontale froide, une cellule de taille moyenne est en circulation. Deux autres cellules de petite taille gravitent aux voisinages des faces verticales des blocs. On note l'absence de cellule de convection dans la partie inférieure de la cavité entre le bloc et la face inférieure froide de la cavité. L'examen des lignes isothermes montre un échange intense entre les faces supérieures des blocs et les cellules convectives, ainsi qu'au niveau de la face verticale froide du milieu. On note la présence d'une stratification dans la partie basse de la cavité. On observe un brin de ligne ouverte représentant l'écoulement forcé contournant les cellules convectives et chemine vers l'ouverture de sortie au bas de la cavité.

En augmentant le nombre de Re , à $Re = 20$, figure 2b, le nombre des lignes ouvertes augmente, les cellules convectives diminuent d'intensité ; l'examen des lignes isothermes ne montre pas de différence notable avec le cas précédent.

A $Re = 40$, figure 3b, les lignes ouvertes sont devenues de plus en plus nombreuses, la taille des cellules convectives se trouve réduite. On constate que les lignes ouvertes épousent les blocs ; on assiste alors à un laminage de l'écoulement forcé par les cellules convectives. Ce cas de figure est alors favorable au refroidissement des blocs au niveau des deux faces horizontales comme le témoignent les lignes isothermes resserrées à ces endroits. La stratification persiste dans la partie inférieure caractérisée par l'absence de cellule convective.

Jusqu'à $Re = 50$, figure 2c, le phénomène déjà cité s'accroît. Au-delà de cette valeur, l'écoulement devient périodique pour un nombre de $Re_c = 57$, comme l'illustre la figure 2d.

3.1.2. Variation de la largeur B des blocs

Pour $B = 1/4$, $Re = 40$, figure 3a, par rapport au cas précédent, la diminution de la taille des blocs a entraîné une augmentation substantielle des cellules convectives en circulation aux voisinages des faces verticales des blocs. L'examen des lignes isothermes montre que l'échange au niveau des blocs se fait de la même manière que dans le cas $B=1/2$, figure 3b.

A $B = 3/4$, $Re = 40$, figure 3c, l'augmentation de la taille des blocs a rendu insignifiant la taille des cellules convectives aux voisinages des faces verticales des blocs, cependant par rapport au cas $B=1/2$, on note un relâchement de l'écoulement forcé au voisinage de la face horizontale inférieure des blocs, ceci est défavorable au transfert de chaleur à cet endroit.

Dans le cas de $B=1/4$ et $B=3/4$, l'écoulement devient périodique respectivement pour des valeurs de $Re_c = 43$ et $Re_c = 64$, où des instabilités de l'écoulement commencent à apparaître dans la cavité.

3.2. Transfert de chaleur

La variation de la quantité de chaleur Q en fonction de Re , figure 4, montre que pour une gamme du nombre de Re ($10 < Re < 45$), la quantité de chaleur est pratiquement constante et augmente avec la taille des blocs.

Pour $B = 1/2$ et $3/4$, la convection naturelle est prépondérante, et au-delà de $Re = 50$, l'augmentation du nombre de Re entraîne un décollement de l'écoulement forcé au niveau des faces horizontales supérieures des blocs ce qui a pour conséquence une diminution de transfert de chaleur au niveau des blocs.

Pour $B= 1/4$, la quantité de chaleur diminue en fonction de Re . En effet, pour les faibles nombres de Re , l'essentiel de transfert de chaleur est assuré par les cellules convectives. L'augmentation de Re entraîne un décollement de l'écoulement forcé au niveau des faces supérieures des blocs ; ce qui fait chuter le transfert de chaleur à ces endroits.

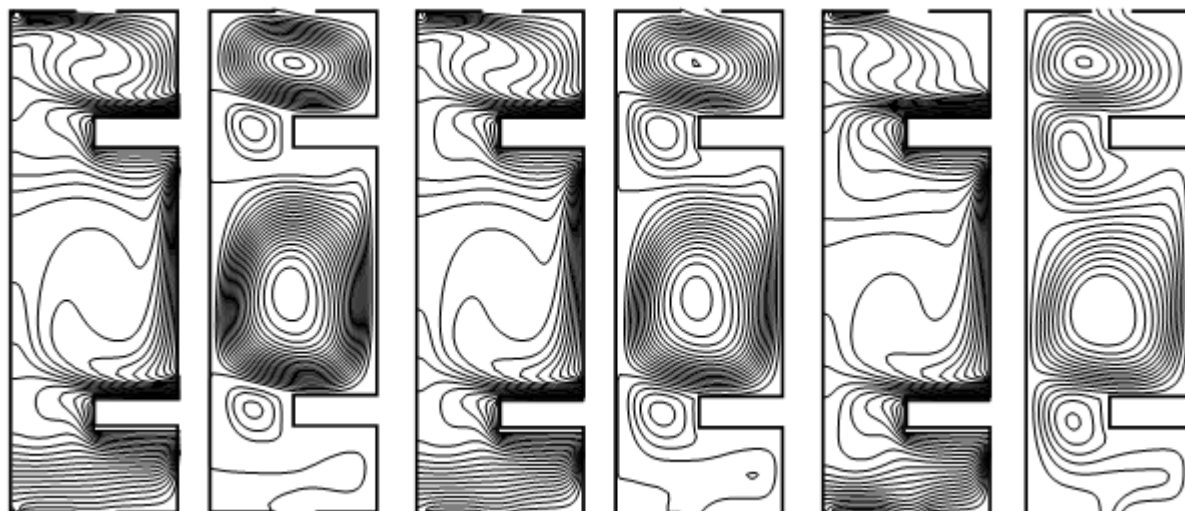
4. Conclusion

L'étude de la convection mixte dans une cavité munie d'ouvertures et de blocs chauffants pour un nombre de $Ra = 10^5$, $10 < Re < 60$ et $1/4 < B < 3/4$, montre que :

- L'écoulement laminaire existe jusqu'à un certain nombre de Reynolds critique Re_c ; au-delà de cette valeur, le transfert de chaleur chute et l'écoulement devient instable.
- Le transfert de chaleur augmente avec la taille des blocs.

Références :

- [1] Y. Amirouche & R. Bessaih ; "Numerical simulation of laminar mixed convection air-cooling from an array of heated electronic components mounted in a vertical channel", *International Renewable Energy Congress*, November 5-7, 2010 – Sousse, Tunisia.
- [2] M.T. Bhoite, G.S.V.L. Narasimham, M.V. Krishna Murthy ; "Mixed convection in a shallow enclosure with a serie of heat generating components", *International Journal of Thermal Sciences*, 44 (2005) 121-135.
- [3] G. Madhusudhana Rao, G.S.V.L. Narasimham ; "Laminar conjugate mixed convection in a vertical channel with heat generating components", *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 3561-3574.
- [4] M. Najam, M. Alami, M. Hasnaoui, A. Amahmid; "Etude numérique de convection mixte dans une cavité en forme de T soumise à un flux de chaleur constant, ventilée par le bas à l'aide d'un jet d'air vertical", *Compte Rendu de l'Académie des Sciences, CR. Mécanique* 330 (2002) 461-467, (France).
- [5] P.J. Roache – Computational fluid dynamics. *Hermosa Publishers*, (1982).
- [6] G. De Vahl Davis and I.P. Jones; "Natural convection in a square cavity : a comparison exercise", *International Journal of Numerical Methods of Fluids*, Volume 3, pp: 227-248, (1983).



(a) $Re=10$

(b) $Re=20$

(c) $Re=50$

Figure 2 : Lignes de courants et isothermes pour $Ra=10^5$ et différents nombres de Re

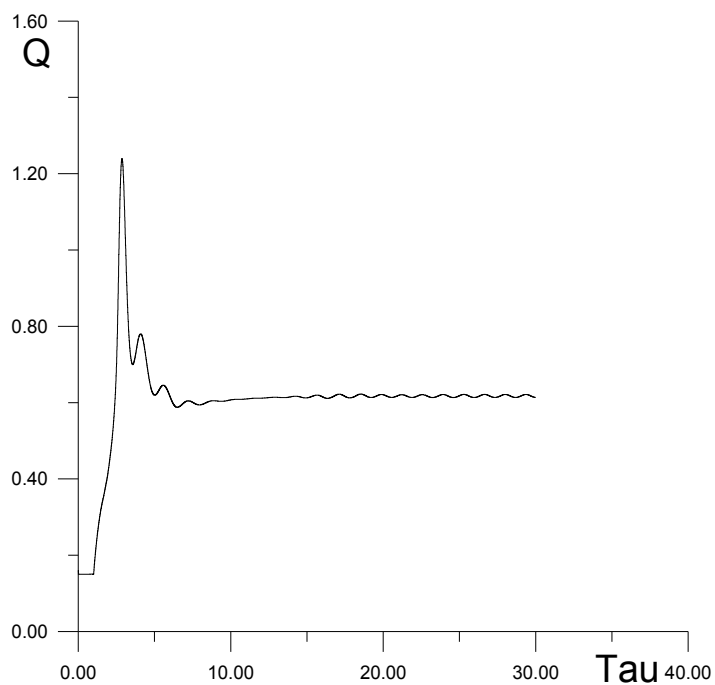
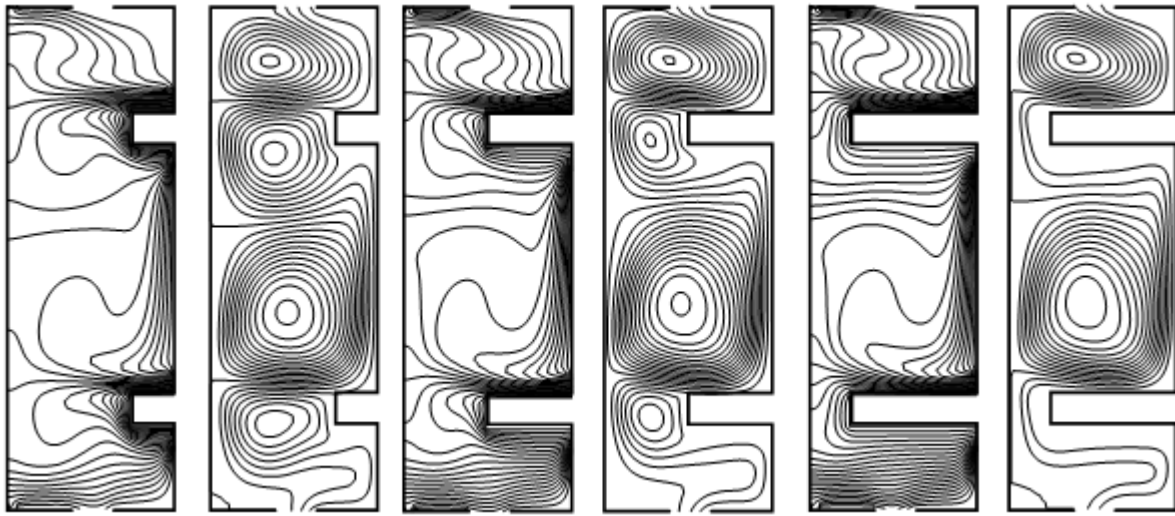


Figure 2d : Variation de Q en fonction du temps pour $B=1/2$ et $Ra=10^5$



(a) $B=1/4, Re = 40$

(b) $B=1/2, Re = 40$

(c) $B=3/4, Re = 40$

Figure 3 : Lignes de courants et isothermes en fonction de la largeur des blocs pour $Ra=10^5$

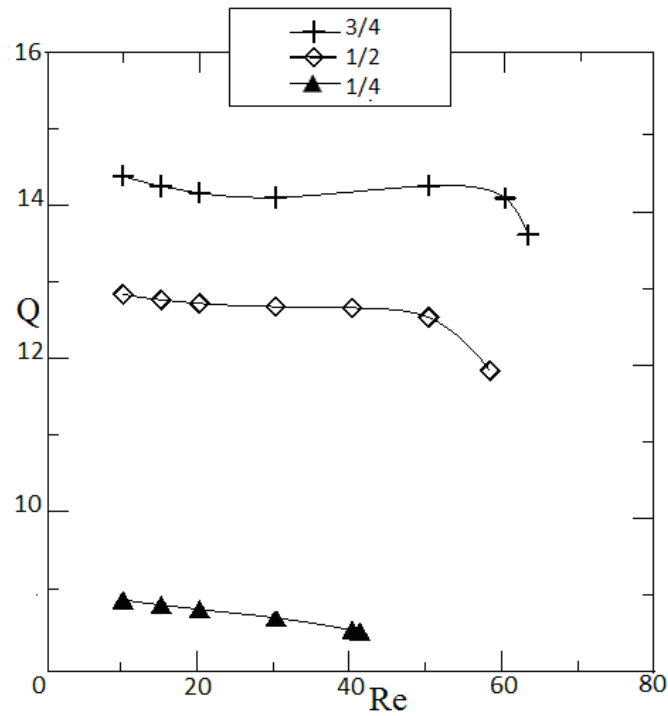


Figure 4 : Variation de quantité de chaleur Q en fonction de Re pour $Ra = 10^5$

Etude numérique de la convection forcée laminaire stationnaire en régime dynamique établi dans la zone d'entrée d'un échangeur de chaleur tubulaire

Larbi MANSOURI¹, Mourad BALISTROU¹, Bernard BAUDOIN²

¹Laboratoire Energétique – Mécanique Ingénierie

Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université M'Hamed BOUGARA de Boumerdes, Algérie

²Laboratoire du Département Energétique Industrielle

Ecole des Mines de Douai, France

Résumé – Dans ce travail, on présente une étude numérique de la convection forcée laminaire entièrement développée dynamiquement dans la zone d'entrée d'un échangeur de chaleur tubulaire à courants parallèles. Le transfert de chaleur dans l'échangeur sans pertes est supposé bidimensionnel (axisymétrique) en régime stationnaire. Le modèle mathématique établi est mis sous forme adimensionnelle. L'équation de conservation d'énergie est résolue pour les trois zones de l'échangeur à savoir le fluide 1, le fluide 2 et la paroi séparant ces deux fluides en adoptant une méthode de discrétisation par volumes finis. La comparaison de nos résultats numériques aux volumes finis avec ceux donnés dans les références bibliographiques montre un bon accord. L'influence du nombre de Peclet des écoulements 1 et 2 sur l'évolution spatiale de la température moyenne adimensionnelle et du nombre de Nusselt local a été examinée.

Nomenclature

Cp_i	Chaleur massique	Tw_1^+	Température intérieure réduite
e	Epaisseur de la paroi, $R_0 - R_1$	Tw_0^+	Température extérieure réduite
H	Rapport des capacités calorifiques dans les références, $\dot{m}_2 \cdot Cp_2 / \dot{m}_1 \cdot Cp_1$	U_i^+	Vitesse axiale réduite du fluide
H^+	Rapport des capacités calorifiques utilisé ici, $1/H$	Um_i	Vitesse moyenne
k_i	Conductivité thermique	X^+	Coordonnée axiale adimensionnelle
K^+	Rapport des conductivités thermiques	XL^+	Longueur réduite de l'échangeur
\dot{m}_i	Débit massique	Symboles grecs	
Nu_i	Nombre de Nusselt local	Γ_{ϕ^+}	Coefficient de diffusion réduit
Pe_i	Nombre de Peclet	Γ_1	$= 2R_1^+ / Pe_1$
R^+	Coordonnée radiale adimensionnelle	Γ_2	$= 2(1 - R_1^+ - e^+) / Pe_2$
R_0	Rayon extérieur	ϕ^+	Variable dépendante réduite
R_0^+	Rayon extérieur adimensionnel	Indices et exposants	
R_1	Rayon intérieur	0	Interface fluide 2-paroi
R_1^+	Rapport des rayons, R_1/R_2	1	Fluide 1 ou interface fluide 1-paroi
R_2	Rayon extérieur	2	Fluide 2 ou paroi extérieure de l'espace annulaire
R_2^+	Rayon extérieur adimensionnel	i	Prend la valeur 1 pour le fluide froid et la valeur 2 pour le fluide chaud
S_{ϕ^+}	Terme source adimensionnel	e	Entrée de l'échangeur
Te_i^+	Température adimensionnelle du fluide i à l'entrée de l'échangeur	m	Moyen
T_i^+	Température adimensionnelle	s	Sortie de l'échangeur
Tm_i^+	Température moyenne réduite	w	Paroi
		(\cdot)	Grandeurs réduites

1. Introduction

Les problèmes d'écoulements de convection forcée en régimes dynamique et thermique non établis dans la zone d'entrée des échangeurs de chaleur ont suscité un intérêt considérable de la part des chercheurs. Leur importance dans le dimensionnement, l'optimisation et la

conception de nombreuses installations thermiques nécessite la maîtrise des paramètres à l'origine de l'évolution du champ de vitesse et du champ de température. Le problème de l'écoulement thermique non établi, une fois le régime dynamique établi, fut le cas le plus étudié. Parmi les travaux relatifs à ce sujet, on citera les travaux effectués par R.P.Stein [1,2] dans le cas où on suppose un espace annulaire étroit qui peut être considéré comme un espace entre deux plaques planes parallèles et ceux dus à R.J.Nunge et W.N.Gill [3], W.N.Gill, E.W.Porta et R.J.Nunge [4] et R.M.Cotta et M.N.Özisik [5] dans le cas où on tient compte de la courbure de l'espace annulaire. Ces auteurs ont proposé des modèles mathématiques où les effets de la conduction bidimensionnelle dans la paroi et axiale dans les fluides ont été négligés. Cependant, leurs solutions ont été obtenues à partir des solutions analytiques et semi-analytiques.

Dans la présente investigation, on se propose d'étudier l'influence de la diffusion axiale de la chaleur dans les fluides 1 et 2 sur les performances thermiques d'un échangeur de chaleur tubulaire à courants parallèles tout en appliquant la procédure numérique des volumes finis. On a effectué les calculs en utilisant des nombres de Peclet pour mettre en évidence la diffusion axiale de la chaleur et ses effets sur les échanges thermiques.

2. Modélisation

2.1 Configuration géométrique

On s'intéresse dans ce travail à l'étude de l'un des modèles les plus simples d'échangeurs de chaleur dont le système physique est représenté schématiquement sur la figure 1. Ces appareils se composent d'un tube de rayons intérieur et extérieur respectivement R_1 et R_0 . Ce tube est placé d'une façon concentrique à l'intérieur d'un autre tube de rayon R_2 . Le fluide 1 s'écoule dans la conduite circulaire tandis que le fluide 2 s'écoule dans l'espace annulaire. Ces deux fluides circulent dans la même direction et l'échangeur est de type à courants parallèles (Co-courants). Les fluides chaud et froid sont séparés par une paroi d'épaisseur e au travers de laquelle les échanges de chaleur se font par conduction. La transmission de chaleur fluides-paroi relève essentiellement de la convection.

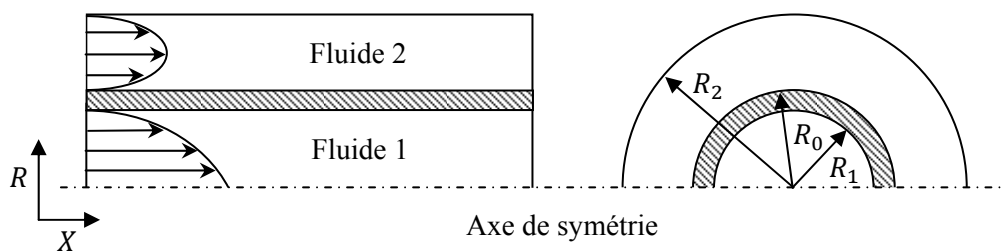


Figure 1 : Schéma de l'échangeur de chaleur tubulaire à courants parallèles en coordonnées réelles

2.2 Hypothèses simplificatrices

Les hypothèses classiques sur les échangeurs de chaleur tubulaires à courants parallèles ont été prises en compte à savoir :

- L'écoulement des fluides 1 et 2 dans l'échangeur est monophasique, laminaire, bidimensionnel, entièrement développé ($V_i = 0$) et en régime stationnaire.
- Les fluides 1 et 2 sont incompressibles, visqueux et newtoniens.
- Les propriétés physiques des fluides considérés sont constantes le long de l'échangeur et évaluées à une même température de référence.
- À l'entrée de la conduite circulaire et de l'espace annulaire de l'échangeur, la distribution de la température est uniforme ($T_i = T_{e_i}$).

- Les effets dus à la dissipation visqueuse et à la convection naturelle sont négligeables.
- La résistance thermique de la paroi séparant les deux fluides est négligeable
- Les échanges de chaleur avec l'extérieur sont aussi négligeables.

2.3 Mise en équations

L'écoulement des fluides chaud et froid dans l'échangeur est régi par les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Pour mettre ces équations sous une forme adimensionnelle, on définit le changement de variables par les relations suivantes :

$$X^+ = \frac{X}{R_2}, R^+ = \frac{R}{R_2}, e^+ = \frac{e}{R_2}, R_i^+ = \frac{R_i}{R_2}, U_i^+ = \frac{U_i}{Um_i}, V_i^+ = \frac{V_i}{Um_i}, T_i^+ = \frac{T_i - Te_1}{Te_2 - Te_1} \quad (1)$$

En utilisant ϕ^+ comme variable dépendante adimensionnelle, les équations réduites régissant la convection forcée en régime stationnaire peuvent être mises sous la forme conservatrice suivante :

$$\frac{\partial}{\partial X^+} (U_i^+ \phi^+) + \frac{1}{R^+} \frac{\partial}{\partial R^+} (R^+ V_i^+ \phi^+) = \frac{\partial}{\partial X^+} \left(\Gamma_{\phi^+} \frac{\partial \phi^+}{\partial X^+} \right) + \frac{1}{R^+} \frac{\partial}{\partial R^+} \left(\Gamma_{\phi^+} R^+ \frac{\partial \phi^+}{\partial R^+} \right) + S_{\phi^+} \quad (2)$$

Les expressions des différentes grandeurs figurant dans cette équation conservatrice sont données dans le tableau 1.

Les conditions aux limites adimensionnelles peuvent s'écrire de la manière suivante :
A l'entrée de l'échangeur :

$$X^+ = 0 : 0 \leq R^+ \leq R_1^+ \rightarrow Te_1^+ = 0 ; R_0^+ \leq R^+ \leq 1 \rightarrow Te_2^+ = 1 \quad (3a)$$

A la sortie de l'échangeur :

$$X^+ = XL^+ : 0 \leq R^+ \leq R_1^+ \rightarrow \frac{\partial T_1^+}{\partial X^+} = 0 ; R_0^+ \leq R^+ \leq 1 \rightarrow \frac{\partial T_2^+}{\partial X^+} = 0 \quad (3b)$$

Au centre du tube circulaire :

$$R^+ = 0 : 0 < X^+ < XL^+ \rightarrow \frac{\partial T_1^+}{\partial R^+} = 0 \quad (3c)$$

A la paroi extérieure de l'échangeur :

$$R^+ = 1 : 0 < X^+ < XL^+ \rightarrow \frac{\partial T_2^+}{\partial R^+} = 0 \quad (3d)$$

	U_i^+	V_i^+	ϕ^+	Γ_{ϕ^+}	S_{ϕ^+}
Écoulement 1	U_1^+	0	T_1^+	$\frac{2R_1^+}{Pe_1}$	0
Écoulement 2	U_2^+	0	T_2^+	$\frac{2(1 - R_1^+ - e^+)}{Pe_2}$	0

Tableau 1 : Définition de l'équation conservatrice (2)

2.3.1 Profil de vitesse dans la région développée

La distribution des vitesses en régime dynamique établi dans la zone d'entrée de l'échangeur de chaleur peut être déterminée en utilisant respectivement les profils parabolique et logarithmique de Hagen-Poiseuille. Le champ de vitesses ainsi obtenu est reporté dans l'équation d'énergie pour déterminer le champ de température.

- Pour une conduite circulaire [5] :

$$U_1^+(R^+) = 2 \left[1 - \left(\frac{R^+}{R_1^+} \right)^2 \right] ; 0 \leq R^+ \leq R_1^+ \quad (4)$$

- Pour un espace annulaire [7] :

$$U_2^+(R^+) = 2 \left[\frac{1 - R^{+2} - \frac{1 - (R_1^+ + e^+)^2}{\log(R_1^+ + e^+)} \log(R^+)}{1 + (R_1^+ + e^+)^2 + \frac{1 - (R_1^+ + e^+)^2}{\log(R_1^+ + e^+)}} \right] ; R_0^+ \leq R^+ \leq 1 \quad (5)$$

2.3.2 Calcul de H^+ à partir d'un bilan thermique de l'échangeur

À partir d'un bilan thermique global de l'appareil, on peut écrire que la quantité de chaleur perdue par le fluide chaud est égale à celle prise par le fluide froid, si l'on néglige les pertes thermiques. En passant aux variables réduites, le rapport des capacités calorifiques H^+ des deux fluides prend la forme suivante :

$$H^+ = \frac{1 - Tms_2^+}{Tms_1^+} \quad (6)$$

2.3.3 Températures moyennes adimensionnelles

Pour un fluide de propriétés physiques constantes, la température moyenne adimensionnelle, appelée souvent température de mélange adimensionnelle, est donnée par :

- Écoulement 1 (conduite circulaire) :

$$Tm_1^+(X^+) = \frac{2}{R_1^{+2}} \int_0^{R_1^+} U_1^+(R^+) \cdot T_1^+(X^+, R^+) \cdot R^+ dR^+ \quad (7)$$

- Écoulement 2 (espace annulaire) :

$$Tm_2^+(X^+) = \frac{2}{[1 - (R_1^+ + e^+)^2]} \int_{R_0^+}^1 U_2^+(R^+) \cdot T_2^+(X^+, R^+) \cdot R^+ dR^+ \quad (8)$$

À noter ici que les intégrales figurant dans les relations (7) et (8) ont été calculées numériquement par la méthode des trapèzes [7].

Les différents auteurs des références [1], [2], [3] et [6] ont démontré à partir d'un bilan thermique que les températures moyennes adimensionnelles des deux fluides de l'échangeur tubulaire à courants parallèles sont confondues à l'infini et ont pour valeur :

$$Tm^+ = Tm_1^+ = Tm_2^+ = \frac{H}{1 + H} = \frac{1}{1 + H^+} \quad (9)$$

2.3.4 Nombres de Nusselt

Les nombres de Nusselt locaux adimensionnels exprimant la transmission de chaleur dans la zone d'entrée de l'échangeur de chaleur sont donnés par [4]:

- Nombre de Nusselt local (Nu_1) de l'écoulement 1 :

$$Nu_1(X^+) = \frac{(2R_1^+) \frac{\partial T_1^+}{\partial R^+}(X^+, R_1^+)}{Tw_1^+(X^+, R_1^+) - Tm_1^+(X^+)} \quad (10)$$

– Nombre de Nusselt local (Nu_2) de l'écoulement 2 :

$$Nu_2(X^+) = \frac{[2(1 - R_1^+ - e^+)] \frac{\partial T_2^+}{\partial R^+}(X^+, R_0^+)}{Tm_2^+(X^+) - Tw_0^+(X^+, R_0^+)} \quad (11)$$

3. Méthode de résolution

Pour résoudre les différentes équations régissant le transfert de chaleur dans la zone d'entrée de l'échangeur de chaleur tubulaire à courants parallèles, nous avons choisi une discrétisation à l'aide d'une méthode aux volumes finis. En considérant le schéma d'approximation de la "loi de puissance", nous avons résolu le système d'équations discrétisées par la méthode itérative ligne par ligne en utilisant un code de calcul basé sur l'algorithme SIMPLER en langage Fortran mis à notre disposition.

4. Résultats et discussion

Pour étudier l'influence du maillage sur la solution du problème représenté sur la figure 1, plusieurs tests sont considérés. Les résultats obtenus ont fait l'objet d'une comparaison en vue de déceler le maillage adéquat. Ces résultats sont rassemblés sur les figures 2 et 3. L'examen de ces deux figures montre que le maillage (60x60) qui comporte 3364 volumes de contrôle constitue un bon compromis entre un coût relativement faible en mémoire et en temps de calcul et une précision acceptable. Ce maillage confère à notre schéma une stabilité satisfaisante. Ces résultats ont orienté le choix du maillage définitif vers la grille (60x60). Cette grille est représentée sur la figure 4. À rappeler que l'existence de forts gradients de température, en particulier, près de l'entrée de l'échangeur de chaleur ainsi que près de ses parois, nous a incité à utiliser un maillage à pas spatial variable et raffiné dans ces zones à forts gradient comme le montre la figure 4.

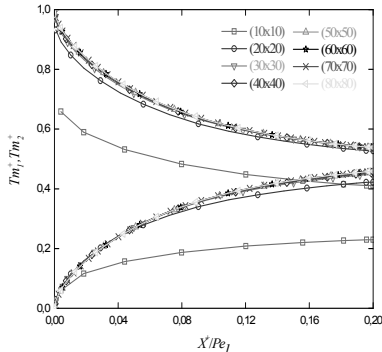


Figure 2 : Evolution des températures moyennes réduites des deux fluides en fonction de la distance axiale adimensionnelle pour différents maillages.

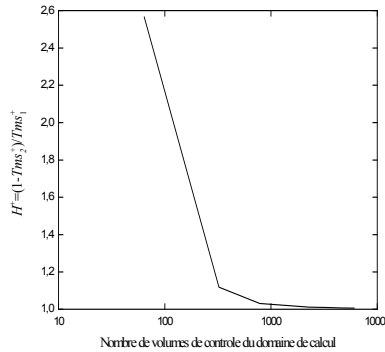


Figure 3 : Evolution du rapport des capacités calorifiques en fonction du nombre de volumes de contrôle du domaine de calcul.

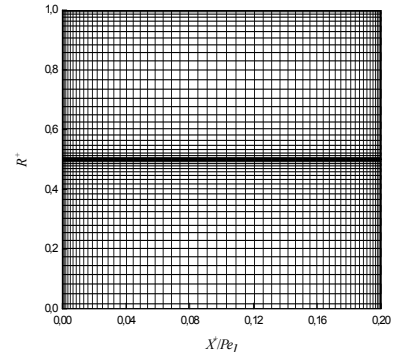


Figure 4 : Maillage (60x60) adopté pour la discrétisation du domaine de calcul d'un échangeur tubulaire à courants parallèles.

Ensuite, nous avons vérifié la conservation du flux de chaleur transmis du fluide chaud au fluide froid en négligeant la conduction axiale de la chaleur dans la paroi (épaisseur suffisamment petite dans notre étude). La diffusion axiale de la chaleur dans ces deux fluides a été, aussi, négligée (le nombre de Peclet des deux écoulements est supérieur ou égal à 50). Dans cette investigation, nous avons supposé que le régime dynamique des fluides chaud et froid est établi depuis l'entrée et que le corps de l'échangeur est isolé (toute la chaleur cédée par le fluide chaud est transmise intégralement au fluide froid). Dans ce sens, nous avons examiné le cas particulier où le même fluide qui circule dans les conduites circulaire et annulaire ($K^+ = k_1/k_2 = 1$) avec la même vitesse ($\Gamma_2 = \Gamma_1$). Ce cas particulier rend le problème en question un problème géométrique et permet d'introduire le rapport des capacités

calorifiques $H^+ = \dot{m}_1 \cdot Cp_1 / \dot{m}_2 \cdot Cp_2$ comme donnée dès le début. Ensuite, nous avons résolu l'équation d'énergie en coordonnées axisymétriques ce qui nous a permis de déterminer le champ de température dans l'échangeur. En utilisant ce même champ de température, nous avons calculé la grandeur H^+ à partir de la formule (6). Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2. L'observation de ce tableau révèle que les valeurs de H^+ utilisées comme données et celles calculées sont pratiquement les mêmes avec une erreur maximale de 2 %. Ce qui confirme la conservation du flux calorifique échangé entre les deux fluides.

$H^+ = \frac{\dot{m}_1 \cdot Cp_1}{\dot{m}_2 \cdot Cp_2}$	$H^+ = \frac{1 - Tms_2^+}{Tms_1^+}$	Ecart %	Tms_1^+	Tms_2^+	$\frac{1}{1 + H^+}$ [théo.]	Ecart %	
0.1	0.102	2.00	0.9029	0.9070	0.9090	0.67	0.22
0.4	0.404	1.00	0.7100	0.7128	0.7142	0.58	0.19
0.7	0.705	0.71	0.5848	0.5872	0.5882	0.57	0.17
1.0	1.006	0.60	0.4964	0.5000	0.5000	0.72	0.00
2.0	2.011	0.55	0.3312	0.3336	0.3333	0.63	0.09
4.0	4.021	0.52	0.1988	0.2001	0.2000	0.60	0.05

Tableau 2 : Conservation du flux calorifique échangé entre les fluides 1 et 2 et comparaison des résultats numériques aux volumes finis avec les résultats théoriques des références [1], [2], [3] et [6] pour $e^+ = 0.001$, $K^+ = 1$ et $Pe_1 = 1000$.

Nous avons, également vérifié, à l'aide d'un bilan thermique pour un échangeur de chaleur sans pertes, que les températures moyennes adimensionnelles des fluides chaud et froid se rencontrent et ont pour valeur théorique $1/(1 + H^+)$ quand la longueur de l'échangeur tend vers l'infini à condition que le nombre de Peclet de chaque écoulement soit supérieur ou égal à 50. Le tableau 2 donne les résultats de cette investigation. L'examen de ce tableau montre que les résultats numériques aux volumes finis sont en bonne concordance avec les résultats théoriques en constatant une erreur maximale de l'ordre de 0.72 %.

Les figures 5 représentent les variations axiales des températures moyennes adimensionnelles des fluides chaud et froid pour les valeurs de H^+ suivantes à titre d'exemple : 0.4, 1.0 et 4.0. Ces figures permettent de mieux voir le bon accord des résultats numériques aux volumes finis avec les résultats théoriques des références [1], [2], [3] et [6]. On voit bien que les températures moyennes adimensionnelles des deux fluides se rencontrent et ont pour valeur $1/(1 + H^+)$ lorsque la longueur de l'échangeur tend vers l'infini. Et Donc, la bonne concordance des solutions numérique et théorique illustrées dans le tableau 2 se confirme sur les figures 5.

Sur les figures 6 et 7, nous avons représenté les courbes des nombres de Nusselt locaux des écoulements 1 et 2, conséquence de notre investigation, et celles obtenues par R.G.Nunge et W.N.Gill [3] d'un côté et par W.N.Gill, E.W.Porta et R.G.Nunge [4] d'un autre côté. Nous constatons que, pour $e^+ \cong 0$, $R_1^+ = 0.5$, $Pe_1 = 500$ et $Pe_2 = 750$, nos résultats numériques aux volumes finis sont en bon accord avec les résultats semi-analytiques des références [3] et [4].

La distribution des températures moyennes adimensionnelles des fluides 1 et 2 ainsi que les variations des nombres de Nusselt locaux des écoulements 1 et 2 sont représentées sur les figures 8, 9 et 10 pour différentes valeurs du nombre de Peclet (les nombres de Peclet étant les mêmes pour les deux écoulements). L'examen de ces figures montre que les températures moyennes adimensionnelles des fluides chaud et froid ainsi que les nombres de Nusselt locaux des écoulements 1 et 2 se rapprochent et leurs courbes se confondent pour des valeurs du nombre de Peclet supérieures ou égales à 50. Ceci s'explique par le fait que la diffusion axiale de la chaleur prise en compte dans notre modèle mathématique devient négligeable. Par contre, pour des nombres de Peclet inférieurs à 50, les courbes sont décalées les unes par rapport aux autres et les nombres de Nusselt locaux sont supérieurs aux nombres de Nusselt

dans le cas où la diffusion axiale de la chaleur est négligeable. Cela signifie que l'effet de la conduction axiale de la chaleur dans les deux fluides devient prépondérant et augmente avec la décroissance du nombre de Peclet. Nous constatons aussi que, pour une position axiale donnée dans l'échangeur de chaleur, la diminution du nombre de Peclet à partir de 50 entraîne

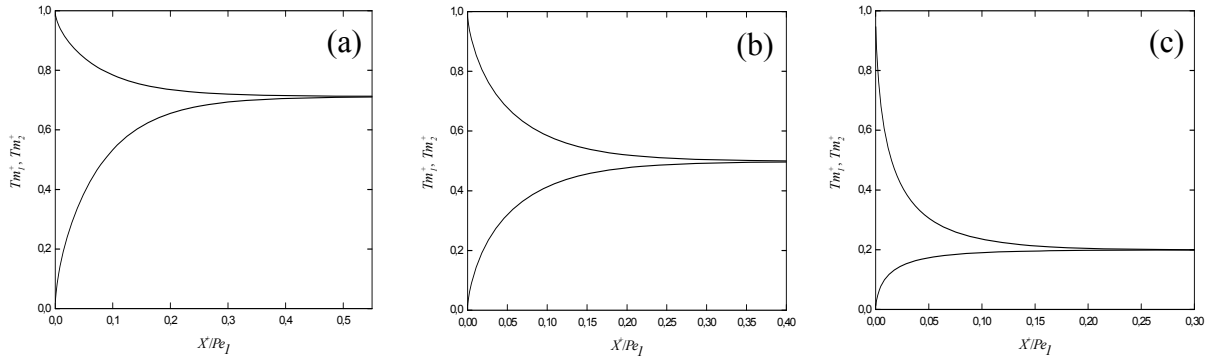


Figure 5 : Distribution axiale des températures moyennes adimensionnelles des fluides 1 et 2 pour : (a) $H^+ = 0.4$; (b) $H^+ = 1.0$; (c) $H^+ = 4.0$ ($e^+ = 0.001$, $K^+ = 1$ et $Pe_1 = 1000$).

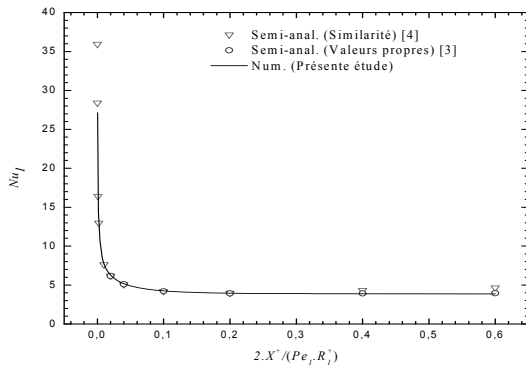


Figure 6 : Comparaison du nombre de Nusselt local de l'écoulement 1 avec celui des références [3] et [4].

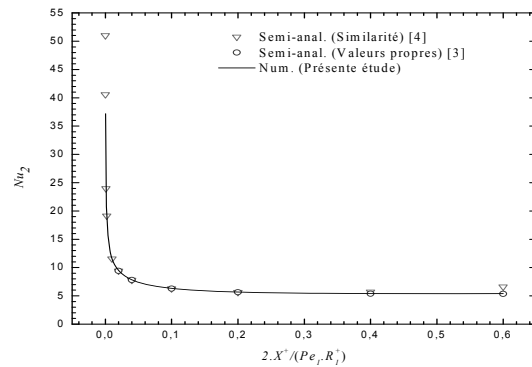


Figure 7 : Comparaison du nombre de Nusselt local de l'écoulement 2 avec celui des références [3] et [4].

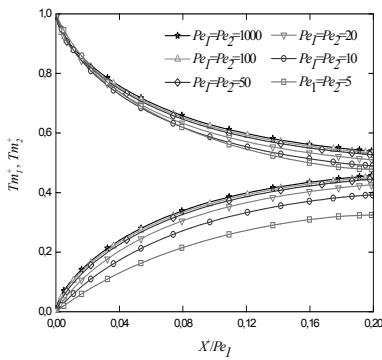


Figure 8 : Distribution axiale des températures moyennes réduites des fluides 1 et 2 pour différentes valeurs du nombre de Peclet. ($e^+ = 0.001$, $R_1^+ = 0.707$)

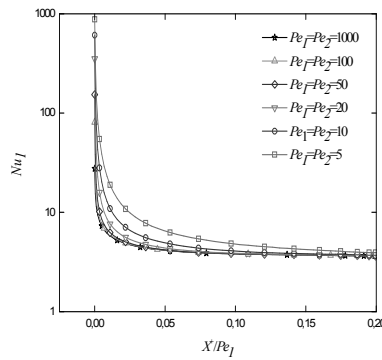


Figure 9 : Variation axiale du nombre de Nusselt local de l'écoulement 1 pour différentes valeurs du nombre de Peclet. ($e^+ = 0.001$, $R_1^+ = 0.707$)

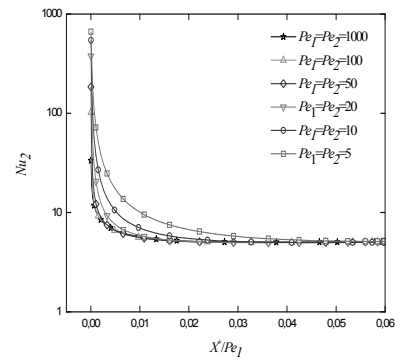


Figure 10 : Variation axiale du nombre de Nusselt local de l'écoulement 2 pour différentes valeurs du nombre de Peclet. ($e^+ = 0.001$, $R_1^+ = 0.707$)

une diminution des températures moyennes adimensionnelles des deux fluides et une augmentation des nombres de Nusselt locaux et de l'écart entre la température moyenne adimensionnelle de fluide chaud et celle du fluide froid. Ce comportement traduit une augmentation des échanges thermiques à l'interface fluide chaud- fluide froid pour une épaisseur négligeable de la paroi. Ceci permet de conclure que la conduction axiale de la chaleur engendre des conditions défavorables d'échange thermique dans les échangeurs de

chaleur si ces derniers sont utilisés dans les systèmes de récupération d'énergie (échauffement d'un fluide par exemple). Cependant, l'emploi de ces appareils dans les systèmes de refroidissement peut améliorer les performances énergétiques de ceux-ci. Les figures 8, 9 et 10 montrent, également, que l'effet de la diffusion axiale de la chaleur est plus significatif dans la conduite circulaire (fluide froid) que dans l'espace annulaire (fluide chaud). Cela est dû essentiellement au rapport des rayons utilisé.

5. Conclusion

La procédure numérique est appliquée dans ce travail afin d'étudier le problème de la convection forcée dans la zone d'entrée des échangeurs de chaleur tubulaires à courants parallèles. Après avoir validé le modèle numérique utilisé, on a déterminé la distribution du champ de température dans l'échangeur en supposant que le profil de vitesse des fluides 1 et 2 est pleinement développé depuis l'entrée de l'échangeur. Cette étude numérique a permis de tirer les conclusions suivantes :

- Les effets de la diffusion axiale de la chaleur disparaissent pour des valeurs supérieures ou égales à 50 du nombre de Peclet (les nombres de Peclet étant les mêmes pour les deux écoulements).
- Pour des nombres de Peclet inférieurs à 50, la diffusion axiale de la chaleur prise en compte dans notre modèle mathématique devient prépondérante et son effet augmente à mesure que Pe diminue.
- La conduction axiale de la chaleur dans les fluides chaud et froid engendre des conditions défavorables d'échange thermique dans les échangeurs de chaleur si ces derniers sont utilisés dans les systèmes de récupération d'énergie (échauffement d'un fluide par exemple). Cependant, l'emploi de ces appareils dans les systèmes de refroidissement peut améliorer les performances énergétiques de ceux-ci.

Références

- [1] R. P. Stein, Heat transfer coefficients in liquid metal concurrent flow double pipe heat exchangers, Chem. Eng. Prog. Sym. Series, Vol. 61, No. 59, pp. 64-75, 1965a
- [2] R. P. Stein, The Graetz problem in concurrent flow double pipe heat exchangers, Chem. Eng. Prog. Sym. Series, Vol. 61, No. 59, pp. 76-87, 1965b
- [3] R. J. Nunge, W. N. Gill, An analytical study of laminar counterflow double-pipe heat exchangers, A. I. Ch. E. Journal, Vol. 12, No. 2, pp. 279-289, March 1966
- [4] W. N. Gill, E. W. Porta, R. J. Nunge, Heat transfer in thermal entrance region of cocurrent flow heat exchangers with fully developed laminar flow, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 11, pp. 1408-1412, Pergamon Press, Great Britain, 1968
- [5] R. M. Cotta, M. N. Özisik, Thermally developing concurrent-flow circular double-pipe heat exchanger analysis, 8th Int. Heat Transfer Conference, San Francisco, pp. 2805-2810, 1986a
- [6] R. J. Nunge, E. W. Porta, W. N. Gill, Axial conduction in the fluid streams of multistream heat exchangers, Chem. Eng. Prog. Sym. Series, Vol. 63, No. 77, pp. 80-91, 1967
- [7] H. S. Heaton, W. C. Reynolds, W. M. Kays, Heat transfer in annular passages, simultaneous development of velocity and temperature fields in laminar flow, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 7, pp. 763-781, Pergamon Press, Great Britain, 1964
- [8] S. V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, Series in computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Hemisphere Publishing Corporation, New York, U. S. A., 1980
- [9] J. F. Sacadura, Initiation aux transferts thermiques, Tech. & Doc. (Lavoisier), Imprimerie Bayeusaine, France, 1982
- [10] W. M. Kays, Convective heat and mass transfer, McGRAW-HILL Book Company, U. S. A., 1966
- [11] A. Harhad, L. Mansouri, F. Bencheikh, Influence des paramètres physiques des fluides et de la conduction bidimensionnelle dans la paroi sur les performances des échangeurs de chaleur, Actes des 9^{èmes} Journées Internationales de la Thermique, Thème 2, pp. 26-35, Bruxelles, 1999

Modélisation numérique d'un jet plan en régime turbulent : influence de la pulsation

Salwa MARZOUK KHAIRALLAH^{1*}, Hatem MHIRI¹, Georges LE PALEC², Philippe BOURNOT²

¹ Unité de recherche de thermique et environnement, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine 5000 MONASTIR (TUNISIE)

² Equipe IMFT, Institut de Mécanique de Marseille, UNIMECA, 60 Rue Juliot Curie Technopôle de Château-Gombert, 13453 MARSEILLE Cedex 13 FRANCE

* (auteur correspondant: saloua.marzouk@issatgb.rnu.tn)

Résumé: l'objectif de cette étude est de mettre en évidence les effets de la pulsation sur le développement d'un jet plan turbulent par simulation numérique. La fermeture du système d'équations vérifiant l'écoulement est assurée par le modèle de turbulence standard κ - ϵ . Les résultats obtenus nous permettent de constater que la pulsation accélère le développement initial du jet et améliore la diffusion, l'entraînement ainsi que l'échange thermique avec le milieu environnant dans les premiers diamètres. Loin de la source d'émission, elle ne modifie pas les paramètres de l'écoulement.

Nomenclature

a	amplitude de pulsation dimensionnée	ω	vitesse angulaire, $\omega=2\pi f$
f	fréquence de pulsation, s^{-1}	ϵ	taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, $m^2.s^{-3}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	ν	viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$
k	énergie cinétique de turbulence, $m^2.s^{-2}$	ν_t	viscosité turbulente, $m^2.s^{-1}$
t	temps, s	σ_t	nombre de Prandtl turbulent
T	température, K	τ	temps adimensionné
u, v	composantes respectivement axiale et radiale de la vitesse, $m.s^{-1}$	Indices et exposants	
x, y	coordonnées respectivement axiale et radiale, m	∞	milieu ambiant
w	épaisseur de la buse, m	o	à la sortie de la buse
Symboles grecs		c	sur l'axe du jet
ν	viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$	$-$	moyenne
α	diffusivité thermique du fluide, $m^2.s^{-1}$	$'$	fluctuation
β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}		

1. Introduction

Ces dernières années, les écoulements de type jet pulsé jouent un rôle important dans différentes applications notamment dans le secteur industriel (les éjecteurs pour l'augmentation de la poussée et dans les processus de combustion et de mélange....).

Parmi les nombreuses recherches consacrées aux jets turbulents, quelques-unes ont étudié l'influence d'une perturbation initiale sur la structure des jets. Les travaux expérimentaux effectués ont montré que la pulsation accélère considérablement la diffusion du jet dans le milieu ambiant et augmente l'entraînement du fluide extérieur dans les premiers diamètres [1-4]. Une étude expérimentale détaillée de la réponse d'un jet plan turbulent à l'excitation acoustique a été accomplie par [2,3]. Chambers et al [2] ont trouvé que pour certaines fréquences les intensités turbulentes et les tensions de Reynolds augmentent dans la région du jet, plus en aval de la buse d'éjection la perturbation acoustique n'a plus aucun effet sur les

grandeurs de l'écoulement. Thomas [3] a montré que le taux d'élargissement est plus grand pour des nombres de Strouhal de l'ordre de 0.34 à 0.42. Ceci est en bon accord avec les résultats trouvés par Kaiser [4] dans le cas d'un jet bidimensionnel pour un nombre de Strouhal de 0.42 et ceux trouvés par [2] pour un nombre de Strouhal de 0.38.

Pour le cas des jets axisymétriques Crow et Champagne [5], Chan [6] ainsi que Bechert et al.[7] ont placé un haut-parleur pour créer des ondes acoustiques ayant une amplitude décelable à la buse. Ils ont déduit que pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 , des instabilités prennent naissance dans les couches de mélange proches de la buse. Elles se développent en anneau-vortex axisymétriques qui très souvent se rejoignent à une distance voisine de 2 à 3 diamètres de la buse et donnent naissance à de grosses structures dont la taille a pour ordre de grandeur la largeur du jet. Après 5 diamètres, ces structures deviennent tridimensionnelles et perdent de leur caractère axisymétrique. Ils pensent que ces gros tourbillons sont responsables en grande partie du bruit aérodynamique du jet [6,7].

Ce bref aperçu des travaux effectués sur les jets pulsés montre que ce type d'écoulement a surtout fait l'objet d'études à caractère expérimental; la complexité des phénomènes mis en jeu rend difficile sinon sous une forme très simplifiée une analyse purement théorique du problème. L'existence d'une telle difficulté ouvre ainsi un champ intéressant bien que délicat à l'utilisation des méthodes de résolution numérique. Dans ce travail, une approche numérique a été adoptée pour l'étude de l'évolution au cours du temps d'un écoulement de type jet pulsé turbulent, des simulations numériques ayant déjà été effectuées pour un jet pulsé en régime laminaire [8].

2. Formulation mathématiques du problème

2.1. Hypothèses

On considère un écoulement de type jet vertical issu d'une buse rectangulaire dont les dimensions sont réduites vis à vis de l'enceinte dans laquelle débouche l'écoulement. Le jet et le milieu ambiant sont constitués du même fluide (air) supposé incompressible. Le jet est soumis à une perturbation longitudinale et périodique à caractère unidirectionnel de la vitesse d'éjection. L'écoulement est supposé en régime instationnaire turbulent pleinement développé et à fort nombre de Reynolds.

2.2. Mise en équations

Dans le cadre de ces hypothèses, les équations de continuité de quantité de mouvement et de l'énergie adimensionnées régissant le phénomène s'écrivent sous la forme adimensionnelle suivante:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} &= 0 \\ \frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left(v_t \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \\ \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{v_t}{\sigma_t} \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

L'introduction des grandeurs fluctuantes rend ce système ouvert. La fermeture de ce système (1) d'équations nécessite l'utilisation d'un modèle de turbulence. Dans ce travail, on utilise le modèle de turbulence standard κ - ϵ . Ces grandeurs sont données par le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + U \frac{\partial K}{\partial X} + V \frac{\partial K}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Y} \right] + v_t \left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 - E \tag{2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{\partial E}{\partial X} + V \frac{\partial E}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Y} \right] + c_{\epsilon 1} v_t \frac{E}{K} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 - c_{\epsilon 2} \frac{E^2}{K}$$

et $v_t = c_\mu \frac{K^2}{E}$

Les systèmes d'équations (1) et (2) adimensionnées sont obtenus, en utilisant les variables adimensionnelles définies comme suit:

$$X = \frac{x}{e}, Y = \frac{y}{e}, U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{u_0}, K = \frac{k}{u_0^2}, E = \frac{\epsilon e}{u_0^3}, \tau = \frac{tu_0}{e}, A = \frac{a}{u_0}, St = \frac{f e}{u_0}$$

La résolution des systèmes d'équations (1) et (2) nécessite l'utilisation de six coefficients, $c_\mu, \sigma_k, \sigma_t, \sigma_\epsilon, c_{\epsilon 1}$ et $c_{\epsilon 2}$, qui sont des valeurs standard déterminées à partir de l'expérience [9]:

$$c_\mu = 0,09, \sigma_k = 1, \sigma_t = 1; c_{\epsilon 1} = 1,44; c_{\epsilon 2} = 1,92$$

Les conditions d'émission (pour $X=0$) (3) et aux limites (4) adoptées sont :

$$\text{Pour } X=0 \left\{ \begin{array}{l} * \text{ Si } 0 \leq Y < 0.5 \\ U(X,Y,\tau) = 1 + A * \sin(2\pi St\tau), \theta(X,Y,\tau) = 1, V(X,Y,\tau) = 0 \\ K(X,Y,\tau) = 0.02, E(X,Y,\tau) = 0.0016 \\ * \text{ Si } Y \geq 0.5 \\ U(X,Y,\tau) = \theta(X,Y,\tau) = V(X,Y,\tau) = 0 \\ K(X,Y,\tau) = E(X,Y,\tau) = 0 \end{array} \right. \tag{3}$$

$$\text{Pour } X > 0 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U(X,Y,\tau)}{\partial Y} = V(X,Y,\tau) = \frac{\partial \theta(X,Y,\tau)}{\partial Y} = \frac{\partial E(X,Y,\tau)}{\partial Y} = \frac{\partial K(X,Y,\tau)}{\partial Y} = 0 \quad \text{pour } Y = 0 \\ U(X,Y,\tau), \theta(X,Y,\tau), K(X,Y,\tau), E(X,Y,\tau) \rightarrow 0 \quad \text{pour } Y \rightarrow \infty \end{array} \right. \tag{4}$$

Les champ de vitesse, de température, de l'énergie cinétique turbulente K et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ , d'un jet plan libre en régime permanent sont utilisés comme conditions initiales pour la résolution du problème.

3. Méthode de résolution numérique

La discrétisation des équations précédentes est assurée à l'aide d'une méthode aux différences finies implicite dans l'espace et explicite dans le temps, conduit à un système d'équations algébriques résolue en utilisant la méthode itérative de Gauss-Siedel avec un coefficient de relaxation. La procédure itérative est supposée convergente lorsque à chaque pas de temps $\left| \frac{\phi^{m+1} - \phi^m}{\phi^m} \right| \leq 10^{-5}$ est vérifié. m étant le nombre d'itérations et ϕ représente les variables du problème U, K, E et θ . Le code de calcul numérique élaboré a été validé avec les résultats des travaux [10,11]. Le maillage considéré est rectangulaire: il est uniforme dans la direction transversale, le pas de calcul étant constant ($\Delta Y = 0,01$) et sa valeur imposant un nombre de points N suffisant dans cette direction pour que le jet ne soit pas coupé. Dans la direction longitudinale, le maillage utilisé est non uniforme (figure 1), il est serré près de la buse ($\Delta X_1 = 10^{-4}$), plus loin le maillage est un peu plus lâche ($\Delta X_2 = 10^{-3}$ et $\Delta X_3 = 10^{-2}$). Le pas temporel utilisé est constant, il est choisi de façon à ce qu'une période de pulsation soit divisée par 80 pas de temps.

4. Résultats et discussion

4.1. Jet pulsé isotherme

L'effet de l'amplitude et de la fréquence de pulsation sur le profil longitudinal de la vitesse au centre U_c du jet sont respectivement illustrés sur la figure 1 et la figure 2. On note que la longueur du noyau potentiel, pour les valeurs de $K_0=0,02$ et $E_0=0,0016$ considérées pour un jet non pulsé, est de l'ordre de 1 [10]. L'introduction d'une perturbation engendre une diminution de cette dernière avec l'apparition d'oscillations d'autant plus importantes que l'amplitude est élevée (figure 1). Ces oscillations disparaissent complètement à partir d'une distance égale à 3 fois la largeur de la buse. Au-delà de cette distance la vitesse au centre obtenue pour un jet pulsé est la même que celle établie par [10] pour un jet permanent pour toutes les amplitudes de pulsations considérées. Ceci est prévu, puisque la turbulence a tendance de gommer le noyau potentiel. Cependant, pour un jet plan pulsé en régime laminaire [8], nous avons trouvés qu'à Strouhal fixe et pour différentes amplitudes de pulsation, les oscillations disparaissent complètement à une distance égale à dix fois la largeur de la buse. Par contre, lorsqu'on augmente la fréquence de pulsation (nombre de Strouhal) les oscillations apparaissent à des distances plus proches de la buse introduisant ainsi une dégénérescence plus rapide du cône potentiel (figure 2), ces oscillations disparaissent plus rapidement pour des nombres de Strouhal élevés alors qu'elles persistent à des distances plus grandes pour des fréquences de pulsation plus faibles.

Schlichting [11] a proposé une corrélation pour la vitesse verticale au centre du jet non pulsé: $U_c = 2,398 X^{-0,5}$. Cette relation est uniquement valable pour le régime établi, c'est à dire pour les grandes valeurs de X . Nous remarquons que les résultats obtenus (figure 1) ne coïncident avec ceux de Schlichting [11] que dans la région de régime établi où la pulsation n'influe pas sur l'écoulement. Un écart important est observé dans les régions du jet (au voisinage de la buse) et intermédiaire. Cette différence n'est due qu'aux conditions d'émissions.

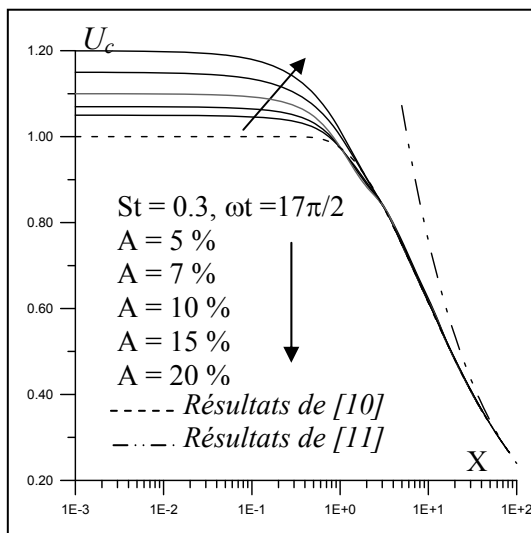


Figure 1 : Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre pour différentes amplitudes de pulsation

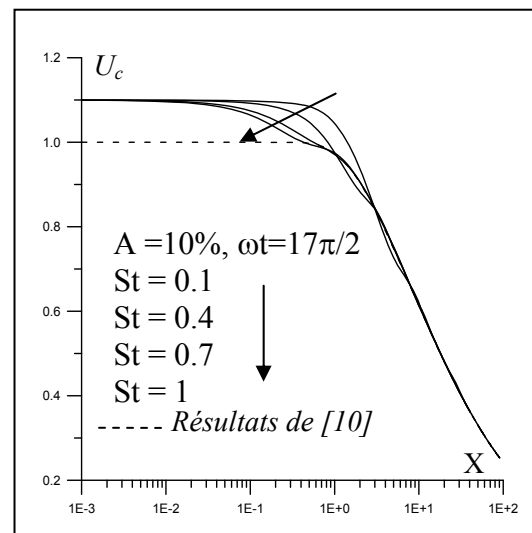


Figure 2 : Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre pour différents nombres de Strouhal

La figure 3, illustre l'évolution temporelle de la vitesse transversale limite V_l pour différentes sections du jet, différentes amplitudes de pulsation et un nombre de Strouhal $St=0,3$. On remarque que pour $X=3,24$ la vitesse transversale limite garde un profil sinusoïdal de même période que la pulsation, alors que pour $X=7,24$ l'amplitude de la partie périodique

décroit indiquant la présence simultanée d'une première partie linéaire qui s'étale jusqu'à l'instant $t=T/2$, une deuxième partie définie à partir de $t=4T$ qui présente une allure sinusoïdale de très faible amplitude. Entre ce deux parties, on remarque que la figure présente une seule oscillation de période $2,5 T$. Cette oscillation indique la présence d'une onde qui est formé au voisinage de la buse et qui s'amortit en aval de cette dernière avec le temps.

A partir de $X=10,24$ l'allure sinusoïdale disparu, mais une trace de la perturbation persiste sous forme d'une seule oscillation sinusoïdale qui s'amortit en aval de la buse avec le temps. La présence de cette oscillation est due à la quantité d'air ambiant entraîné par le jet sur les bords sous l'effet de la pulsation.

Pour $X=30,24$ la vitesse transversale limite présente une partie linéaire (correspond à $V_{\ell} = -2,4 \cdot 10^{-2}$) qui s'étend jusqu'à l'instant $t=10T$. Ce dernier correspond au temps mis par l'air entraîné par le jet sous l'effet de l'excitation pour parcourir la distance $X=30,24$.

Pour les mêmes conditions d'éjections, on représente sur la figure 4, l'évolution temporelle de la vitesse transversale limite pour différente section du jet, différents nombres de Strouhal et une amplitude de pulsation de 10%. On remarque qu'au voisinage de la buse ($X=1,14$) la vitesse transversale limite garde un profil sinusoïdal pour les différents nombres de Strouhal considérés. Alors que pour $St=0,3$; la vitesse transversale limite est amplifiée par rapport à celles présentés pour $St=0,1$ et $St=1$. Cette amplification est due à l'apport d'air maximale au voisinage immédiat de la buse (à une distance $X=1,14$). Ce phénomène est observé aussi par [4] mais pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,34.

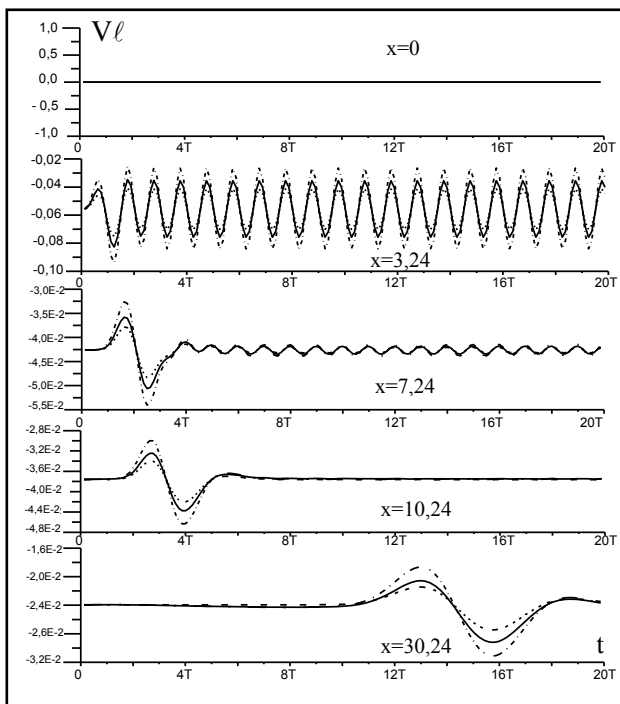


Figure 3 : Evolution temporelle de la vitesse Transversale limite pour $St=0,3$
 ----- $A=5\%$; — $A=7\%$; - - - $A=10\%$

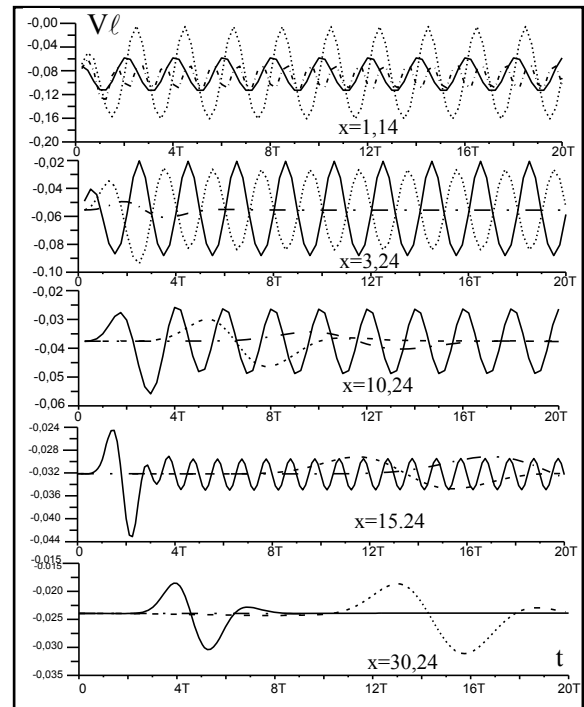


Figure 4 : Evolution temporelle de la vitesse Transversale limite pour $A=10\%$
 — $St=0,1$; ----- $St=0,3$; - - - $St=1$

A partir de $X=3,14$, on remarque que pour le grand nombre de Strouhal ($St=1$), la courbe perde la forme sinusoïdale. Ce qui révèle que les oscillations sinusoïdales de faible amplitude qui se forme au voisinage de la buse s'amortissent plus vite en aval au cours du temps. Alors que pour les faibles nombre de Strouhal ($St=0,1$), la vitesse transversale limite garde une

allure sinusoïdale de l'écoulement sur des distances élevées ($X=15,14$), Ceci confirme bien les constatations effectuées sur la figure 3. En effet, pour les faibles nombres de Strouhal, la vitesse génère des ondes progressives qui se propagent dans le jet à des distances plus en aval de la buse quand le temps augmente.

4.2. Jet pulsé non isotherme en régime de convection forcée

La figure 5 montre l'évolution temporelle de la température sur l'axe du jet pour différentes sections, différentes amplitudes de pulsation et un nombre de Strouhal $St=0,1$. On note qu'au voisinage de la buse $X=3,14$, la température au centre présente une allure sinusoïdale de période de révolution égale à $2T$. A partir de $X=7,14$, l'allure sinusoïdale a disparu, mais la trace de la perturbation persiste encore sous forme d'une bosse qui s'amortit en aval de la buse avec le temps.

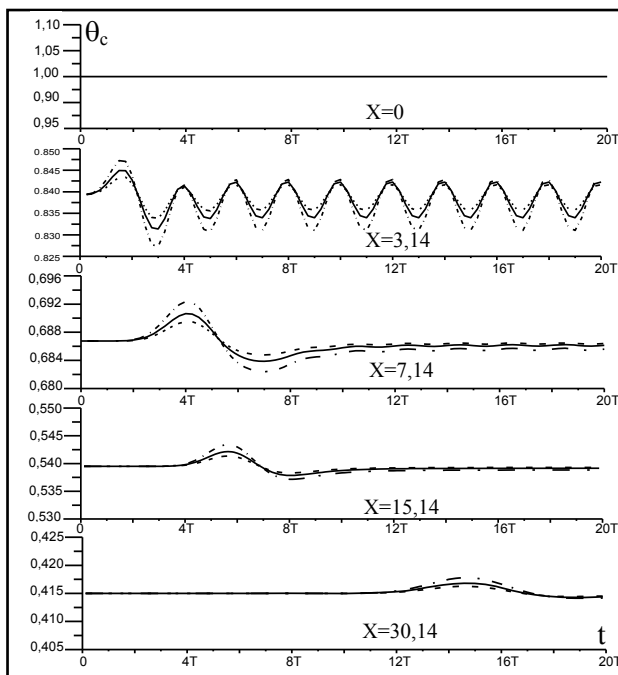


Figure 5 : Evolution temporelle de la température
Au centre pour $St=0,3$
----- $A=5\%$; ——— $A=7\%$; - · - · - $A=10\%$

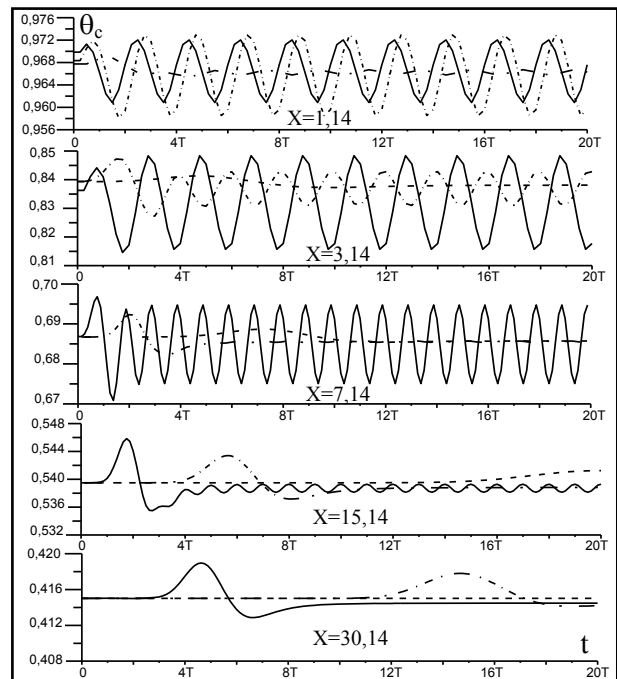


Figure 6 : Evolution temporelle de la température
Au centre pour $A=10\%$
——— $St=0,1$; - · - · - $St=0,3$; ----- $St=1$

Afin d'étudier l'influence de la fréquence de la pulsation sur la température, on représente sur la figure 6, l'évolution temporelle de la température sur l'axe du jet pour différentes sections, différents nombres de Strouhal et à une amplitude de pulsation $A=10\%$. Au voisinage de la buse (à $X=1,14$), la température possède une allure sinusoïdale presque de même période que la période de pulsation uniquement pour les faibles Strouhal ($St=0,1$ et $0,3$). Alors que pour Strouhal élevé ($St=1$), la température ne possède plus l'allure sinusoïdale et garde une valeur constante ($\theta_c=0,96$) quelque soit le temps. D'après cette même figure, on constate aussi que pour $X=1,14$, la température au centre est amplifiée pour $St=0,3$ par rapport à son homologue pour $St=0,1$, ce qui justifie les résultats trouvés par [4]. Ils ont trouvés que le taux d'élargissement est plus grand autour du nombre de Strouhal approximativement égale à $0,34$ au voisinage de la buse. Cette augmentation du taux d'élargissement est accompagnée d'une augmentation d'échange thermique avec le milieu extérieur. Ceci prouve l'amplification de la température au centre pour $X=1,14$ à $St=0,3$. on note aussi qu'à faible Strouhal ($St=0,1$), la température au centre garde une allure sinusoïdale dont l'amplitude diminue en aval de la buse. Mais à $X=30,14$, la température au centre perd totalement son

allure sinusoïdale et présente une bosse de faible amplitude qui s'amortit en aval de la buse avec le temps.

4.3. Jet pulsé non isotherme en régime de convection mixte

Lors de l'étude d'un jet plan pulsé en régime de convection forcée, nous avons constaté que l'influence de la pulsation (amplitude et nombre de Strouhal) n'était importante qu'au voisinage de la buse. Pour étudier cet aspect dans le cas d'un jet pulsé en régime de convection mixte ($Fr=20$), on adopte la même procédure que celle utilisée pour le cas précédent. Les résultats sont présentés pour le cas de l'air ($Pr=0,71$) et pour $\gamma=1$ (jet chaud ascendant ou froid descendant).

La figure 7 illustre l'évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente normalisée pour différentes sections du jet, différentes amplitudes de pulsation et un nombre de Strouhal $St=0,3$. On remarque qu'à la sortie de la buse pour $X=0$; l'énergie cinétique turbulente garde un profil sinusoïdal de même période que la pulsation ; alors qu'à $X=7,24$; l'amplitude de la partie périodique décroît indiquant la présence simultanée d'une première partie linéaire qui s'étale jusqu'à l'instant $t=T$; une deuxième partie formée par une seule oscillation de période $3T$. Cette oscillation de l'énergie cinétique turbulente indique la présence d'une onde qui est formée au voisinage de la buse et qui s'amortit en aval de cette dernière avec le temps. Une troisième partie définie à partir de $t=4T$ qui présente une allure périodique de très faible amplitude. Ceci nous permet de constater que les faibles fluctuations qui se produisent au voisinage de la buse sous l'effet de la pulsation s'amortissent plus rapidement.

Pour $X=30,24$ l'énergie cinétique turbulente présente une partie linéaire (correspond à $K_c/U_c^2 = 5,43 \cdot 10^{-2}$) qui s'étend jusqu'à l'instant $t=7T$. Ce dernier correspond au temps mis par l'oscillation pour parcourir la distance $X=30,24$ depuis la buse.

La figure 8 présente l'évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente pour différentes sections du jet, différents nombres de Strouhal et une amplitude de pulsation $A=10\%$. On constate qu'au voisinage de la buse ($X=1,14$) et pour $St=0,4$; l'énergie cinétique turbulente est plus amplifiée par rapport à celles présentées pour $St=0,1$ et $St=1$. Par conséquent, l'entraînement de l'air est plus important ce qui génère des fluctuations turbulentes plus importantes. A partir de $X=3,14$, on remarque que pour le grand nombre de Strouhal ($St=1$), la courbe perd la forme sinusoïdale et les structures initiales sont complètement disparu. Ce qui révèle que les oscillations sinusoïdales de faible amplitude qui se forme au voisinage de la buse s'amortissent plus vite en aval au cours du temps. Alors que pour les faibles nombre de Strouhal ($St=0,1$), l'énergie cinétique turbulente garde une allure sinusoïdale de l'écoulement sur des distances élevées de l'ordre de $X=30,24$. Ceci confirme bien les résultats trouvés auparavant.

5. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié numériquement l'influence des nombres de Strouhal et l'amplitude de pulsation sur un écoulement de type jet plan en régime instationnaire turbulent. Dans cette étude, nous avons adopté un modèle numérique basé sur une méthode aux différences finis qui nous a permis de déterminer les caractéristiques dynamiques et thermiques turbulentes d'un écoulement de type jet plan pulsé en régime turbulent.

Les résultats obtenus montrent que l'influence de la pulsation est surtout observée dans la région du jet (au voisinage de la buse) et l'introduction d'une perturbation entraîne la création des fluctuations au voisinage de la buse. Cette région est plus large lorsque le nombre de Strouhal est faible, elle peut atteindre une distance de 8 fois la largeur de la buse. Au-delà de cette distance, les résultats obtenus se confondent avec ceux du jet non pulsé établis par

[10-11]. Pour clore ce travail, nous retenons que la pulsation accélère le développement initial du jet et améliore la diffusion et l'entraînement de l'air ambiant ainsi que l'échange thermique avec le milieu extérieur dans les premiers diamètres.

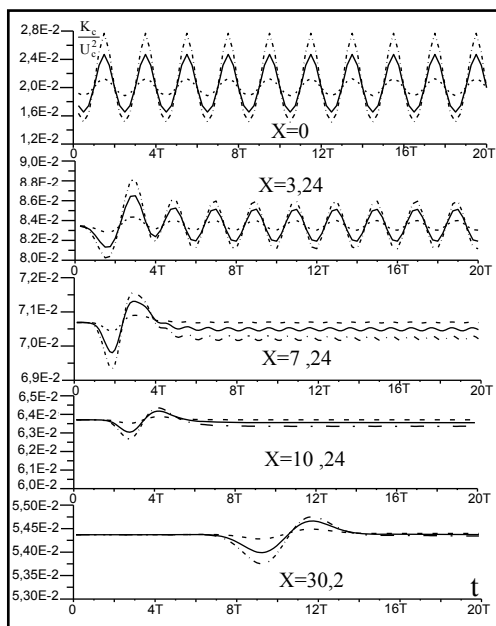


Figure 7 : Evolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente normalisée au centre pour $Fr=20$; $St=0,3$; - - - - - $A=3\%$; — $A=10\%$; - · - · - $A=15\%$

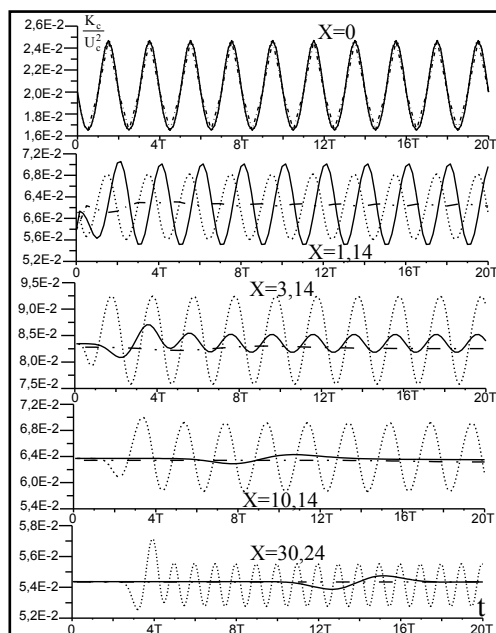


Figure 8 : Evolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente normalisée au centre pour $Fr=20$; $A=10\%$; - - - - - $St=0,1$; - · - · - $St=0,4$

Références bibliographiques

- [1] F. B. Hsiao and J. M. Huang, On the dynamics of flow structure development in an excited plane jet, Trans. Of the ASME, 116 (1994), 714-720.
- [2] P.W. Chambers and V. W. Goldschmit, Acoustic interaction with a turbulent plane jet- effects on mean flow, AIAA, 81-0057 (1981).
- [3] F. O. Thomas and V. W. Glodschmidt, Interaction of an acoustic disturbance turbulent jet : experimental data, ASME Journal of Fluids Engineering, 105 (1981) 134-139.
- [4] V. W. Goldshmidt and K. F. Kaiser, Interaction of an acoustic field and turbulent plane jet : mean flow measurements, AICHE, Chem. Eng. Prod. Symp., 67 (1971) 91-98.
- [5] S.C. Crow and F. H. Champagne, Orderly structure in jet turbulence, Journal of Fluid Mechanics, 48 (1971) 547-591.
- [6] Y. Y. Chan, Spatial waves in turbulent jets, Phys. Fluids, 17-1 (1974) 46-53.
- [7] D. Bechert and E. Pfizenmaier, On wavelike perturbations in a free jet travelling faster than the mean flow in the jet, Journal of Fluid Mechanics, 72 (1975) 341-352.
- [8] S. Marzouk, H. Mhiri, S. El Golli, G. Lepalec, Ph. Bornot, Numerical study of momentum and heat transfer in a pulsed plane laminar jet. Int. J. Heat Transfer, 46 (2003) 4319-4334.
- [9] M.S. Hassain, W. Rodi, A turbulent model for buoyant flows and its application to vertical buoyant jet in turbulent jets and plumes, Pergamon Press, (1982) 121-178.
- [10] S. Habli, H. Mhiri, S. El Golli, G. Lepalec, Ph. Bornot, Etude numérique des conditions d'émissions sur un écoulement de type jet plan turbulent isotherme ou chauffé, Int. J. Therm Sci, 38 (1999) 904-915.
- [11] H. Schlichting, boundary layer theory, 7th ed., Mc Graw Hill (1979).

Méthodes d'ordre élevé pour la simulation numérique des phénomènes thermo-aéraulique dans les armoires de télécommunications

R. Moglan^{1,2}, I. Danaila¹, S. Le Masson²

¹ Laboratoire de Mathématiques Raphaël Salem, Université de Rouen, Avenue de l'Université, BP.12 Technopôle du Madrillet, 76801 Saint-Étienne-du-Rouvray

² France Telecom, 2 Avenue Pierre Marzin, BP 40, 22307 Lannion Cedex, France

Résumé Nous présentons un nouveau système numérique 3D pour la résolution des équations de Navier-Stokes incompressibles sous l'approximation de Boussinesq. La particularité du code est d'utiliser des méthodes d'ordre élevé : un schéma de Runge-Kutta à l'ordre trois pour l'intégration en temps et des différences finies à l'ordre six (schéma de Padé) pour la discrétisation spatiale. Le code est d'abord validé par rapport aux résultats existants pour la cavité rectangulaire, entraînée par un gradient de température vertical ou horizontal. Nous considérons ensuite le cas d'une armoire de télécommunications, modélisée sous la forme d'un domaine rectangulaire ; les composantes électroniques intérieures sont représentées sous la forme de domaines fictifs, en utilisant une méthode de type frontière immergée. Nous présentons des résultats pour plusieurs configurations, considérant un ou deux obstacles chauffés, placés différemment à l'intérieur de la cavité.

Nomenclature :

L - dimension de la cavité (m)	u, v, w - vitesses suivant x, y, z ($m \cdot s^{-1}$)
\vec{g} - accélération gravitationnelle ($m \cdot s^{-2}$)	T - température (K)
β - coefficient de dilatation volumique	p - pression (N/m^2)
Re - nombre de Reynolds	Indices :
Ra - nombre de Rayleigh	i, j, k - indices suivant x, y, z
Pr - nombre de Prandtl	ref - référence
Gr - nombre de Grashof	h - chaud
ρ - masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)	c - froid
x, y, z - coordonnées spatiales	

1 Introduction

Du fait de l'augmentation des débits et du déploiement des réseaux à haut débit, il devient nécessaire d'implanter des équipements actifs dans des armoires situées à l'extérieur. Leurs enveloppes sont soumises à des variations climatiques sévères, non maîtrisées. De plus, la chaleur produite par les composantes électroniques intérieures doit être évacuée, tout en conservant la température de l'air intérieur dans les limites prescrites par les normes ETSI. Par conséquent, la puissance qu'il est possible d'installer dans de telles armoires est limitée, ce qui réduit le nombre de clients connectés. Pour lever ce verrou, et pour limiter la consommation énergétique, une solution de refroidissement purement passive est généralement privilégiée.

Dans cette étude, nous abordons la problématique du refroidissement de ces dispositifs en simulant numériquement l'écoulement de l'air dans l'armoire. Nous présentons d'abord le nouveau système numérique développé pour la résolution des équations de Navier-Stokes 3D incompressibles sous l'approximation de Boussinesq. L'originalité du

code est d'utiliser des méthodes d'ordre élevé (trois en temps et six en espace) avec une formulation vitesse-pression. Les bénéfices de l'utilisation des méthodes d'ordre élevé sont évalués en comparant les résultats avec ceux obtenus par des schémas classiques pour les cas tests habituels (cavité carrée entraînée par un gradient de température vertical ou horizontal). Nous présentons ensuite la méthode de type frontière immergée utilisée pour la modélisation des composantes électroniques intérieures, ainsi que les résultats préliminaires obtenus pour ce type de configuration.

2 Modèle mathématique et système numérique

Nous considérons les équations de Navier-Stokes sous l'approximation de Boussinesq écrites sous la forme générale suivante :

- l'équation de continuité : $\nabla \vec{u} = 0$,
- l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \frac{Ra}{Re^2 Pr} T \vec{e}_z, \quad (2.1)$$

- l'équation d'évolution pour la température :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) T = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 T \quad (2.2)$$

Les variables ont été rendues sans dimension par rapport à un état de référence (générique) défini par $L, V_{ref}, \rho_{ref}, p_{ref} = \rho_{ref} V_{ref}^2$, avec un traitement particulier pour la température : $T = (\tilde{T} - T_{ref}) / (T_h - T_c)$. Par conséquent, les paramètres sans dimension (nombre de Reynolds, Prandtl, Grashof et Rayleigh) sont définis par :

$$Re = \frac{V_{ref} L}{\nu_{ref}}, \quad Pr = \frac{\nu_{ref} C p_{ref}}{\lambda_{ref}}, \quad Gr = \frac{g \beta (T_h - T_c) L^3}{\nu_{ref}^2}, \quad Ra = Pr Gr.$$

Pour le cas particulier de la convection naturelle dans une cavité, la vitesse V_{ref} sera choisie pour relier les nombres sans dimension par la relation classique $Ra = Re^2 Pr$, *i.e.* $Gr = Re^2$.

L'intégration en temps du système d'équations utilise une méthode de projection à pas de temps fractionné, basée sur un schéma explicite de Runge-Kutta à l'ordre trois, en trois pas. Pour chaque pas ($l = 1, 2, 3$), l'équation de quantité de mouvement est avancée, avec un traitement explicite de la pression :

$$\frac{u_* - u_l}{\delta t} = a_l \mathcal{H}_l + b_l \mathcal{H}_{l-1} - c_l \nabla p^l, \quad (2.3)$$

où \mathcal{H} regroupe les termes convectifs, diffusifs et de flotabilité ; les constantes du schéma sont données par (Kim and Moin, 1985) :

$$a_1 = \frac{8}{15}, a_2 = \frac{5}{12}, a_3 = \frac{3}{4}, b_1 = 0, b_2 = -\frac{17}{60}, b_3 = -\frac{5}{12}, c_1 = \frac{8}{15}, c_2 = \frac{2}{15}, c_3 = \frac{1}{3},$$

Remarquons que $b_1 = 0$, ce qui permet de démarrer la procédure d'intégration sans stocker l'état précédent. Un schéma explicite d'Adams-Bashforth (à l'ordre deux) a été également implémenté. Le champ de vitesse non-solénoïdal u^* est ensuite corrigé par l'intermédiaire d'une équation de Poisson :

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{c_l \delta t} \nabla u^*, \quad u^{n+1} = u^* - (c_l \delta t) \nabla \Phi. \quad (2.4)$$

La résolution de l'équation de Poisson est généralement le point névralgique d'un code utilisant une méthode de projection et des algorithmes rapides et efficaces sont nécessaires. Nous utilisons une méthode de résolution optimisée, basée sur une décomposition en série de cosinus suivant la direction x , suivie d'une méthode de réduction cyclique pour résoudre le système résultant (suivant les directions y et z).

Une attention particulière a été accordée à la résolution de l'équation d'évolution de la température. Pour éviter les oscillations au voisinage de forts gradients de température, les termes convectifs de l'équation sont traités par le schéma à variation totale décroissante (TVD) développé par Vreugenhil and Koren (1993) pour des problèmes de combustion.

Pour la discrétisation spatiale, nous utilisons une méthode de différences finies sur un maillage cartésien décalé, avec les vitesses discrétisées sur les faces de la cellule et les quantités scalaires (pression et température) au milieu (fig. 1a). Le maillage peut être uniforme ou variable, avec une accumulation des points de calcul au voisinage des parois (fig. 1b). Un schéma classique aux différences finies centrées à l'ordre deux a été implémenté pour les deux types de maillage. Pour le maillage uniforme, le schéma implicite de Padé a été utilisé pour estimer les dérivées à l'ordre six (Lele, 1992). Ce schéma a l'avantage d'avoir un comportement proche des schémas spectraux, sans introduire de diffusion numérique, et nécessite seulement l'inversion d'un système linéaire à matrice tri-diagonale.

L'utilisation des schémas d'ordre élevé est une originalité de ce nouveau code, utilisant la formulation vitesse-pression. Un schéma compact à l'ordre quatre en espace a été utilisé récemment dans Ghader et al. (2011) pour une formulation vorticité-fonction de courant du système Navier-Stokes-Boussinesq.

3 Résultats

Le code numérique est d'abord validé par rapport aux résultats existants dans la littérature pour la cavité rectangulaire, entraînée par un gradient de température vertical (e.g. Ouertatani et al., 2008) ou horizontal (e.g. Wakashima and Saitoh, 2004). Nous présentons dans cette communication seulement les résultats obtenus pour la cavité bidimensionnelle. Les conditions aux limites pour chaque cas test sont indiquées sur la figure 2

Pour la cavité carrée avec gradient de température vertical, les calculs sont effectués pour un nombre de Prandtl fixe, $Pr = 0.71$, et plusieurs valeurs du nombre de Rayleigh, $Ra = 10^6, 10^5, 10^4$. Plusieurs résolutions spatiales, de 64^2 à 512^2 points de calcul, ont été considérées pour construire des maillages uniformes ou resserrés à la paroi. Comme la température de référence est prise comme $T_{ref} = (T_h + T_c)/2$, les conditions aux limites de type Dirichlet sont imposées comme $T = 0.5$ sur la paroi chaude et $T = -0.5$ sur la

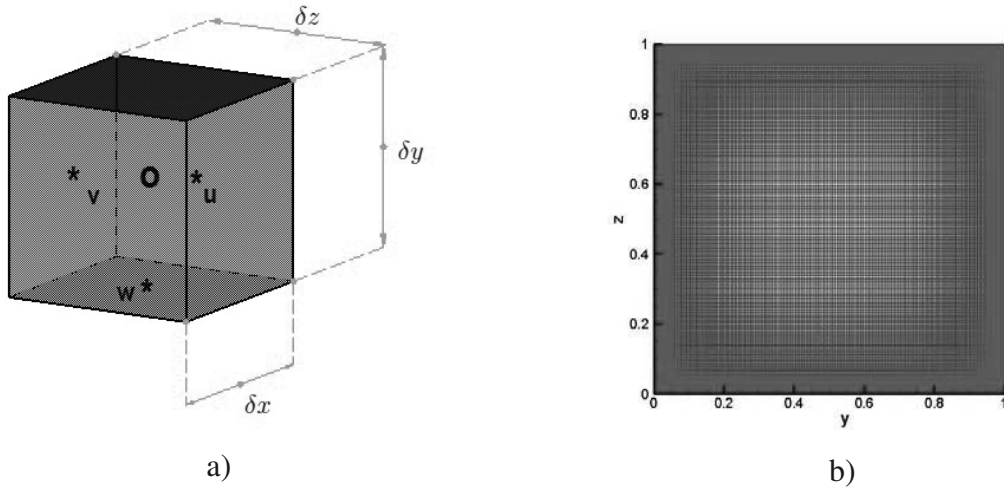


FIGURE 1 – Cellule de calcul avec une discrétisation décalé des vitesses et de la pression (a) et structure du maillage variable.

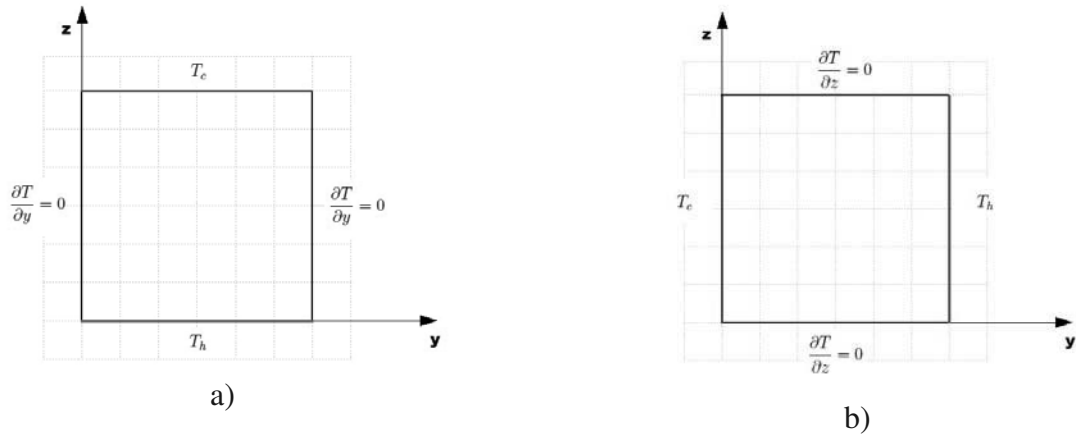


FIGURE 2 – Représentation schématique du problème de la cavité rectangulaire 2D entraînée par un gradient de température vertical (a) et horizontal (b).

paroi froide. La condition initiale considère $T = 0$ partout ; pour accélérer la formation de la cellule de convection, deux parois opposées sont entraînées avec des vitesses opposées pendant un temps très court au début de la simulation. L'état stationnaire est considéré comme atteint quand la variation en norme euclidienne des variables d'état est inférieure à 10^{-7} d'un pas de temps à l'autre.

Les profils pour la vitesse verticale et, respectivement, horizontale suivant les lignes médianes de la cavité sont représentés sur la figure 3, ainsi que le nombre de Nusselt (Nu) calculé au voisinage de la paroi chaude. Un très bon accord quantitatif avec les résultats récents de Ouertatani et al. (2008) est obtenu. Le même type de diagnostic quantitatif a été fait pour le cas de la cavité entraînée par un gradient horizontal et un bon accord avec les résultats de Wakashima and Saitoh (2004) a été obtenu.

Pour les deux types de cavité entraînée, les lignes de courant à la convergence et le champ de température correspondant sont présentés sur la figure 4. Un bon accord qua-

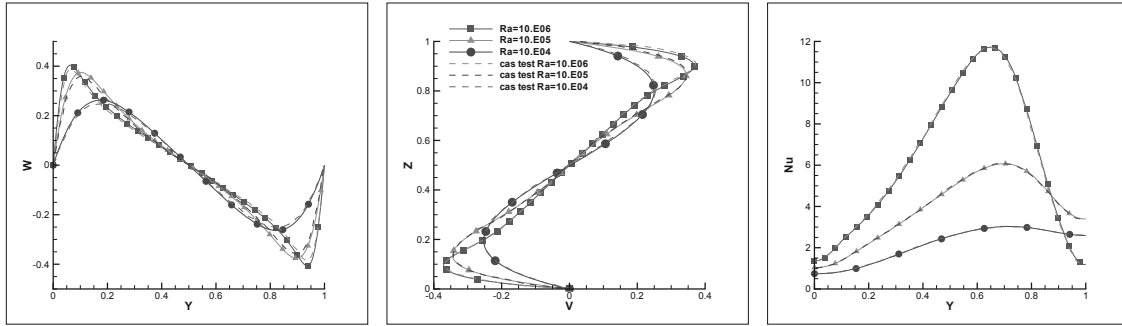


FIGURE 3 – Cavity carrée entraînée par un gradient de température verticale. Profils des vitesses verticale (W) et horizontale (V) suivant les lignes médianes de la cavité et variation du nombre de Nusselt (Nu) au voisinage de la paroi chaude. Comparaison avec les résultats de Ouertatani et al. (2008) (lignes en pointillé).

litatif avec les résultats de Ouertatani et al. (2008) et, respectivement, Wakashima and Saitoh (2004) est obtenu, avec une meilleure résolution des structures dans les coins de la cavité.

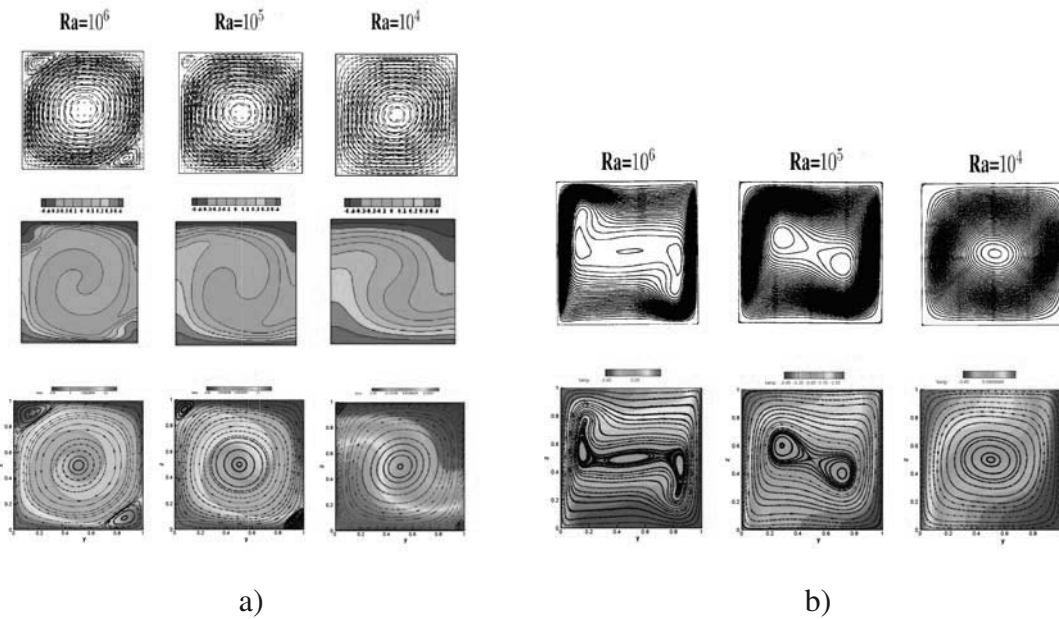


FIGURE 4 – Cavity carrée entraînée par un gradient de température verticale (a) ou horizontal (b). Lignes de courant et champ de température pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Pour référence, les résultats de Ouertatani et al. (2008) (a) et Wakashima and Saitoh (2004) (b) sont montrés en haut de chaque figure.

Une comparaison extensive entre les résultats obtenus avec les schémas à l'ordre deux (maillage constant ou variable) et le schéma compact à l'ordre six (maillage constant) a été également effectuée. Plusieurs types de maillage et schémas d'intégration en temps ont été considérés. Nous avons conclu que le système numérique optimal est celui utilisant le schéma compact à l'ordre six pour la discrétisation spatiale et le schéma de Runge-Kutta à l'ordre trois pour l'intégration en temps. Pour un temps de calcul supplémentaire

de seulement 15% par rapport au schéma à l'ordre deux, le schéma compact permet une meilleure résolution et, par conséquent, de réduire la densité des points de calcul. Par exemple, le résultat obtenu sur un maillage raffiné de 512^2 points avec les schéma à l'ordre deux est retrouvé quasiment à l'identique par le schéma à l'ordre six sur un maillage de 128^2 points. De plus, le schéma à l'ordre six utilise un maillage à pas constant, ce qui permet d'optimiser les algorithmes de résolution.

Après sa validation, le système numérique a été évolué pour modéliser les armoires de télécommunications, vues comme des domaines rectangulaires avec des parois isothermes ou adiabatiques. Les équipements électroniques intérieurs sont représentés sous la forme d'obstacles rectangulaires (chauds ou froids), modélisés par une méthode de type frontière immergée. Nous présentons ici les résultats obtenus avec la méthode proposée par Mohd-Yosuf (1997) qui a l'avantage d'être très simple à implémenter et de garder les performances du code initial. Dans cette méthode, on calcule une force volumique (\vec{f}) qui est introduite dans les équations de Navier-Stokes comme terme source de forçage. Le champ vectoriel (\vec{f}) agit seulement à l'intérieur de l'obstacle ; il est calculé à partir d'une vitesse \vec{V}_b imposée sur le contour du corps solide ($\vec{V}_b = 0$ pour un obstacle fixe). Cette méthode (parfois appelée *body-force method*) a été utilisée sous différentes formes dans la littérature (pour un article de revue, voir Mittal and Iaccarino, 2005).

Nous montrons sur la figure 5 quelques exemples de calculs de la cavité entraînée ou non par un gradient de température, comme précédemment, mais avec des obstacles isothermes à l'intérieur. Les recirculations induites par les obstacles sont correctement représentées par la méthode de frontière immergée. Le temps de calcul supplémentaire introduit pour prendre en compte les obstacles est négligeable pour ces calculs bidimensionnels.

4 Conclusions

Nous avons développé un nouveau système numérique 3D pour la résolution des équations de Navier-Stokes incompressibles sous l'approximation de Boussinesq. L'originalité du code est d'utiliser des méthodes d'ordre élevé pour une formulation vitesse-pression : un schéma de Runge-Kutta à l'ordre trois l'intégration en temps et un schéma aux différences finies à l'ordre six (schéma de Padé) pour la discrétisation spatiale. L'équation de correction pour la pression est résolue par un solveur de Poisson optimisé (transformée en cosinus, suivie d'une réduction cyclique). Les termes convectifs dans l'équation de transport pour la température sont discrétisés par un schéma TVD, ce qui permet de capturer des gradients raides de température, tout en évitant les oscillations localisées.

Le code de calcul a été validé en utilisant le cas test de la cavité rectangulaire, entraînée par un gradient de température vertical ou horizontal. Nous avons exploré la structure 2D et 3D des cellules de convection et comparé nos résultats avec ceux disponibles dans la littérature. Un très bon accord a été obtenu. Nous avons mis en évidence les bénéfices de l'utilisation des schémas d'ordre élevé, en comparant les résultats avec les schémas classiques (e.g. différences finies à l'ordre deux sur maillage constant ou resserré).

L'implémentation de la méthode de la frontière immergée a permis de mettre en place une première approche pour modélisation d'une armoire de télécommunications. Les résultats obtenus pour la cavité rectangulaire avec des obstacles isothermes à l'intérieur

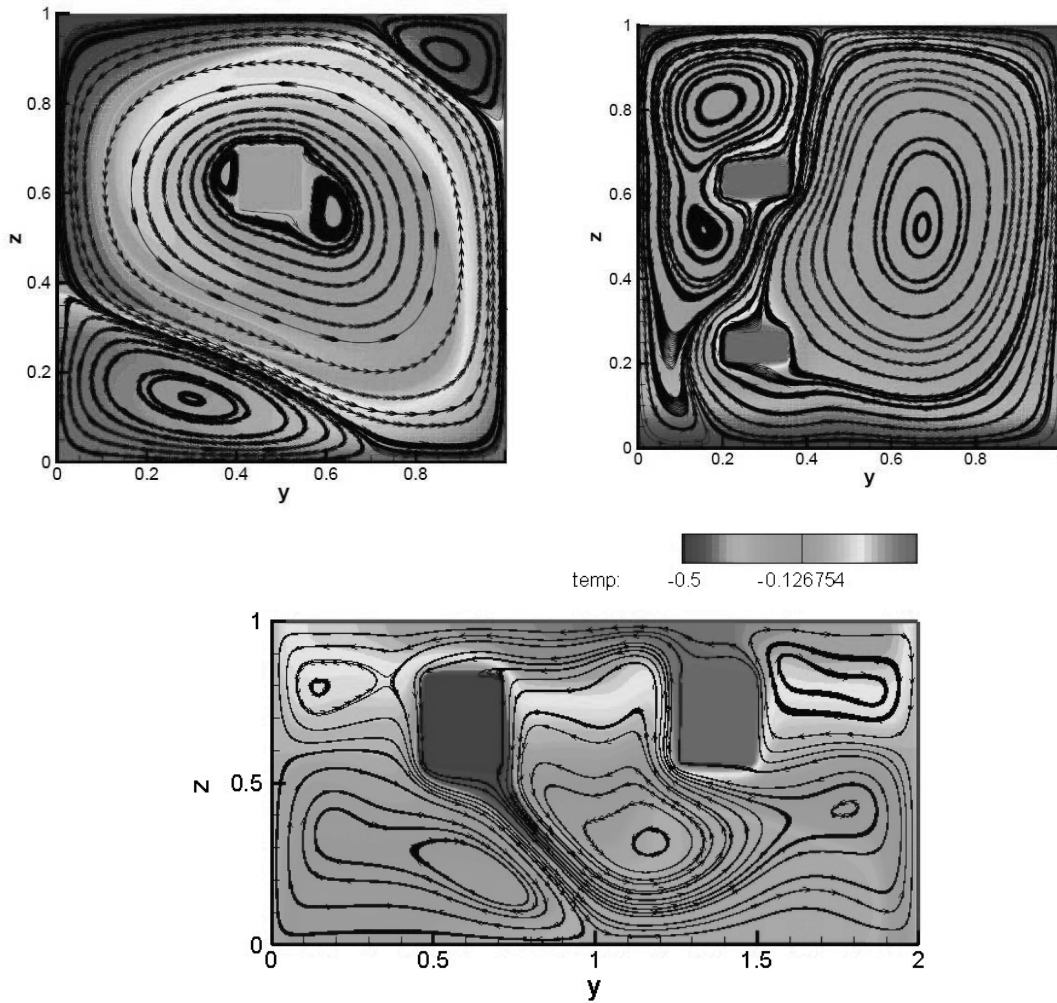


FIGURE 5 – Calculs de la cavité avec des obstacles isothermes à l’intérieur : lignes de courant et champ de température. (a) Cavité entraînée par un gradient de température vertical avec un obstacle froid ; (b) Cavité entraînée par la température de deux obstacles chauds, l’un au-dessus de l’autre ; (c) Cavité entraînée par la température d’un obstacle froid à côté d’un obstacle chaud.

montre que la méthode permet de calculer correctement les caractéristiques globales de l’écoulement. D’autres versions de la méthode de la frontière immergée seront implémentées afin d’avoir une meilleure résolution de la couche thermique au voisinage des obstacles. De cette manière, une comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux pour des cas similaires (barreau chauffé par exemple) pourra être envisagée.

Références

S. Ghader, A. Ghasemi, M. R. Banazadeh and D. Mansoury. High-order compact scheme for Boussinesq equations : implementation and numerical boundary condition issue. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2011. ISSN 1097-0363.

- J. Kim and P. Moin.** Application of a fractional step method to incompressible Navier–Stokes equations. *J. Comput. Physics*, 59 :308–323, 1985.
- Sanjiva K. Lele.** Compact Finite Differences Schemes with Spectral-like Resolution. *Comptes Rendus Mécanique*, 103(5) :16–42, 1992.
- R. Mittal and G. Iaccarino.** Immersed boundary method. 37 :239, 2005.
- J. Mohd-Yosuf.** Combined immersed boundary/B–spline methods for simulation of flow in complex geometries. *Annu. Res. Briefs, Cent. Turbul. Res.*, page 317, 1997.
- N. Ouertatani, N. Ben Cheikh, B. Ben Beya and T. Lili.** Numerical simulation of two-dimensional Rayleigh–Bénard convection in an enclosure. *Comptes Rendus Mécanique*, 336(5) :464 – 470, 2008.
- C. B. Vreugenhil and B. Koren.** *Numerical methods for advection–diffusion problems*, volume 45. Vieweg, Braunschweig, 1993.
- S. Wakashima and T. S. Saitoh.** Benchmark solutions for natural convection in a cubic cavity using the high-order time-space method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(4) :853 – 864, 2004.

Caractérisation aérodynamique d'une onde de gravité se développant dans une enceinte chaude

Jean-Michel MOST^{1*}, Georges GUIGAY², Alain CLAVERIE¹, Michael DELICHATSIOS³

¹Institut Pprime, ENSMA, 86961 Futuroscope Cedex, France

² Faculty of Engineering, University of Iceland, Hjardarhagi 6, 107 REYKJAVIK, Iceland

³ FIRESERT, University of Ulster, Belfast, North Ireland

* (auteur correspondant: Jean-michel.most@isae-ensma.fr)

Résumé - Ce travail expérimental a pour objectif de caractériser le phénomène de *backdraft* susceptible de se déclencher durant la période suivant l'embrasement généralisé lors d'un incendie en milieu sous ventilé. Les produits de dégradation combustibles gazeux encore disponibles dans une enceinte chaude peuvent se ré-allumer avec l'air frais dense pénétrant dans le compartiment sous la forme d'une onde de gravité (convection naturelle d'air frais dans un fluide chaud). Ce processus, contrôlé par des mécanismes aérothermiques de mélange des réactifs, sera décrit et des informations seront fournies sur la formation et la propagation de cette onde de gravité, ainsi que sur la présence d'instabilités thermiques.

1. Introduction

Lorsqu'un feu se développe dans un milieu sous-ventilé ou confiné, lors de sa phase initial, il grossit tant qu'il est resté contrôlé par la disponibilité en combustible dans la pièce. Puis, par manque d'oxygène, le feu commence à décroître en intensité jusqu'à son extinction, il est alors contrôlé par la ventilation. Cependant, le rayonnement thermique des murs et gaz chauds accumulés dans la pièce maintient le niveau de pyrolyse de la charge combustible disponible qui remplit l'enceinte de produits de dégradation combustibles. Si une ouverture se produit lors de la rupture d'une fenêtre ou d'une porte, de l'air frais dense pénètre et se mélange avec le combustible gazeux de l'enceinte. Ce mécanisme peut créer un mélange dans les limites d'inflammabilité des réactifs ce qui est susceptible d'entraîner une combustion explosive appelée retour de flamme ou en anglais *backdraft*.

L'objectif principal de cette étude est de décrire l'écoulement induit par la formation et le déplacement de l'onde de gravité dans l'enceinte et les phénomènes de mélange entre les fluides frais entrant et chaud présent dans l'enceinte. La connaissance du mélange et du transport des fluides de densités différentes sont des facteurs essentiels à la prédiction de l'intensité d'un éventuel phénomène de *backdraft* "Chitty (1994), Gojkovic (2001), Bengtsson (2000), Fleischmann (1999)". Ce mélange peut s'allumer au contact d'un point chaud lorsque le rapport entre les vapeurs combustibles et l'air atteignent les conditions de flammabilité. Ce type de combustion est extrêmement dangereux et a déjà tué de nombreux pompiers ces dernières années "Fahy (2006)". Des études antérieures ont été consacrées au *backdraft* avec (Weng, 2002, Fleischmann, 1993, Gottuk, 1999, Guigay, 2006). Ces auteurs ont identifié les concentrations des gaz (vapeurs combustibles, produits de combustion, air résiduel) dans l'enceinte avant l'ouverture, cependant il y a encore peu d'informations sur la description de la dynamique et du mélange des gaz avant l'inflammation potentielle. Ce projet a pour objectif de combler ce manque de connaissance et de satisfaire aux objectifs suivants :

- Identifier et analyser, à partir de mesures du champ de vitesse résolue dans le temps, le comportement instationnaire des structures formées par le déplacement de l'onde de gravité (Pedersen, 1986) et en déduire des temps caractéristiques du phénomène ;

- Valider expérimentalement la théorie d'écoulement décrite dans la littérature à partir des résultats expérimentaux sur le champ de vitesse moyen et la turbulence (Eliasson, 2008, Guigay, 2008) afin de valider un code numérique de simulation.

Pour cela, un dispositif expérimental, en milieu non réactif mais à température variable, a été conçu et réalisé à l'échelle laboratoire. L'onde de gravité est identifiée, analysée et quantifiée lors de sa formation et déplacement dans le compartiment. L'inflammation et la propagation de la flamme à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte ne sont pas étudiées, en conséquence, aucun combustible gazeux n'est introduit dans l'enceinte pour simuler un *backdraft*, l'onde de gravité est induite par la différence de température entre l'enceinte et l'extérieur.

2. Dispositif expérimental et méthodes d'analyse

2.1. Dispositif expérimental

Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la Figure 1. Il consiste en une enceinte de dimensions $0,55 \times 0,50 \times 0,41 \text{ m}^3$ (LxlxH) isolée thermiquement par des panneaux et matelas ISOFRAX pour réduire les pertes thermiques au travers des parois, et étanchée par du mastic réfractaire.

Afin de visualiser l'écoulement, une fenêtre en VITROCERAM est placée sur une face latérale et sur une partie du plancher. Une porte coulissante d'une hauteur de 0,16 m sur toute la largeur de l'enceinte est motorisée et asservie. Son déplacement a été spécialement étudié pour minimiser la perturbation de l'écoulement lors des 1,08 s de son ouverture. Cette porte est placée sur l'avant de l'enceinte et peut être positionnée soit sur le 1/3 inférieur de la face d'entrée, soit sur le 1/3 central pour former derrière une marche. Ces deux positions seront répertoriées dans cet article respectivement comme porte basse et porte centrale. Les paramètres de l'étude sont respectivement la différence de température $\Delta T = (T_{\text{enceinte}} - T_{\text{extérieur}})$ entre l'enceinte chauffée à T_{enceinte} et l'extérieur à $T_{\text{extérieur}} \approx 20^\circ\text{C}$ ($\Delta T = 30, 55, 80, 105, 130, 155, 180, 220^\circ\text{C}$), et les positions centrale ou basse de la porte.

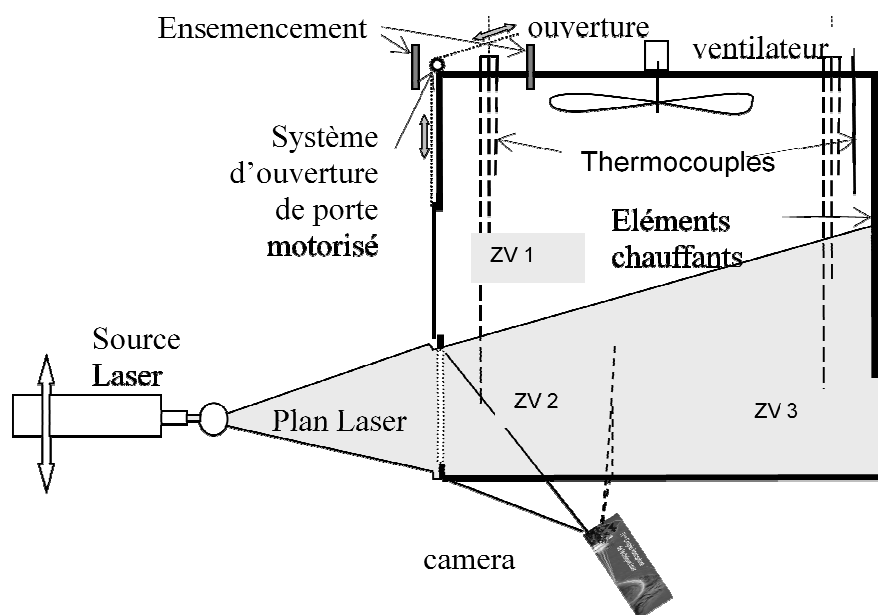


Figure 1 : Dispositif expérimental et fenêtres d'analyse

2.2. Procédure expérimentale

Le compartiment est préalablement chauffé à l'aide d'une résistance électrique de 3.2 kW asservie par des thermocouples. L'écart de température ΔT est sélectionné dans le domaine compris entre 80 et 220°C ce qui correspond à des valeurs rencontrées lors d'un *backdraft*. Les thermocouples sont de type K placés sur deux peignes à des distances relatives du plafond de 0,1, 0,25, et 0,4 m. La température du fluide dans l'enceinte est homogénéisée par un ventilateur situé au plafond ; il est stoppé quelques secondes avant le test pour ne pas interférer avec l'onde de gravité.

Dès que la consigne de température est atteinte et l'écoulement au repos, le test est lancé : initialisation de la source laser et de la caméra, suivie par l'ensemencement de l'air entrant et enfin l'ouverture de la porte coulissante.

2.3. Méthode de diagnostic

Le but de l'étude est la compréhension des mécanismes de mélange et de la formation des structures tourbillonnaires à l'interface entre les écoulements entrant et sortant de densités et températures différentes, de la vitesse de déplacement ainsi que la zone potentielle d'inflammation.

Tomographie laser : Dans un premier temps, la technique de tomographie laser est utilisée. Un laser Argon-Ion (puissance 3W toutes raies) est utilisé pour former un plan laser, les images de la diffusion de Mie des particules sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide (Radlake Motionscope PCI, 100 images/s) sur une durée de 4 s (temps de passage moyen d'une structure dans la fenêtre d'observation).

Vélocimétrie par images de particules résolue dans le temps (PIV-TR) : Afin d'obtenir des informations quantitatives sur la vitesse de déplacement de l'onde de gravité, à l'entrée ainsi qu'à l'intérieur de l'enceinte, une chaîne PIV-TR (*Time Resolved PIV*) est employée. Le laser double cavité employé est un Nd:YAG New Wave Research-Pegasus (Energie par impulsion : 2×10 mJ à 1000Hz, $\lambda=527$ nm). La mesure de vitesse est déduite des clichés acquis à une cadence de 200 paires d'images/s. Le système optique utilisé permet le traitement d'une fenêtre spatiale de 15×15 cm². Cette surface est malheureusement plus petite que la zone d'intérêt qui est de 0,8m (profondeur de l'enceinte) avec un temps de parcours des structures de fluide de l'ordre de 0,4 s. Alors un artifice est employé. Le plan laser issu du dessous de l'enceinte éclaire l'ensemble de cette dernière ; la caméra (CMOS PHOTRON APX RS 3000) est placée sur une table de déplacement qui suit le déplacement des structures tourbillonnaires de l'onde de gravité pour déterminer leur taille, forme, etc. . La caméra est stoppée au fond de l'enceinte afin d'avoir accès maintenant à la fréquence d'arrivée des tourbillons. Le logiciel de traitement est « Lavisision Davis 6.2 ».

Pour les visualisations, à la fois la source laser et l'acquisition des images de tomographie laser et de PIV-RT sont déclenchées par un séquenceur.

Ensemencement des écoulements : L'utilisation de ces techniques d'imagerie exige l'ensemencement de l'écoulement par des particules passives (gouttelettes ou particules solides dont la température d'ébullition ou de fusion est supérieure à celle du milieu). Un générateur de fumée (glycol) est utilisé pour ensemençer l'écoulement entrant froid, un

second générateur à particules solides d'oxyde de zirconium ($\phi \approx 5 \mu\text{m}$) ensemence le fluide chaud. Pour les tests de tomographie, seul l'air chaud de l'enceinte est ensemencé ; pour les tests de PIV, les deux ensemenceurs opèrent simultanément en veillant à minimiser les perturbations des fluides. Une attention particulière sera prêtée à ce que la densité en particules des deux écoulements soit équivalente et que les particules aient une taille comparable (diamètre $\phi \sim 5 - 15 \mu\text{m}$).

3. Résultats

3.1. Tomographie laser résolue dans le temps

Les figures 2 à 4 présentent des séquences d'images instantanées de tomographie pour différentes positions d'observation et pour un $\Delta T = 80^\circ\text{C}$. Les figures 2 et 3 correspondent à la configuration porte milieu, la figure 4 celle porte basse. La figure 2 (fenêtre ZV1) montre le fluide dense qui descend par l'ouverture alors que le fluide chaud est évacué, les épaisseurs respectives des couches haute et basse sont de $2/3$ et $1/3$ de la hauteur de l'ouverture. Une petite paire de tourbillons contra-rotatifs se forme et disparaît périodiquement avalée par une plus grosse structure. Ceci est caractéristique d'un mélange de deux fluides (Pedersen, 1986). Ces structures tourbillonnaires sont rapidement perturbées par les mouvements tri-dimensionnels (3D) qui se forment dans l'enceinte. La Figure 3 (position ZV2) montre la chute de l'onde en dessous de l'ouverture avec la formation nette d'une zone de recirculation (RZ) derrière la marche. On peut également observer la création de tourbillons par les deux couches limites libres. L'une est attribuée au cisaillement entre les flux entrant et la zone de recirculation, l'autre au cisaillement entre les flux froid et chaud. Les clichés de la figure 4 pris avec la porte en position basse montrent la formation d'une onde stationnaire génératrice de tourbillons pour différents instants de l'entraînement de son sommet. Ces tourbillons sont caractéristiques d'instabilités de Kelvin-Helmholtz (Balarac, 2005) avec deux fluides s'écoulant parallèlement avec des vitesses et densités différentes, qui induiront des instabilités à l'interface. L'écoulement est rapidement affecté par la réflexion de l'onde sur le fond de l'enceinte.

Ces résultats de tomographie mettent clairement en évidence le mélange 3D induit la l'onde gravité, ce mélange est plus intense avec la porte en position centrale, la chute de l'air frais créant la déstructuration de l'écoulement dans la partie basse intensifiée par le mélange des fluides.

Ces résultats purement qualitatifs, analysés par des images instantanées, restent insuffisants pour comprendre le comportement de l'onde de gravité, ils devront être complétés par une vision temporelle de la vitesse de l'écoulement.

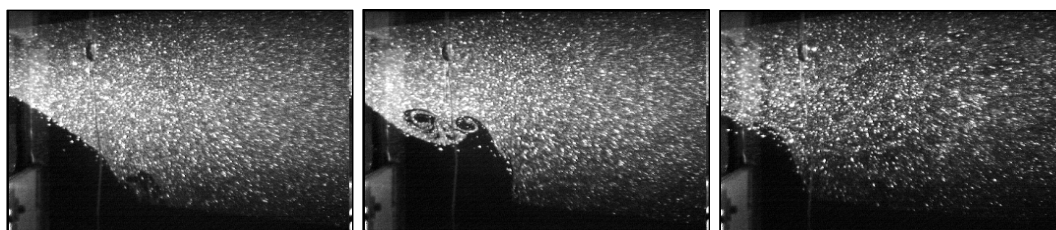


Figure 2: Tomographie laser sur ZV1; $\Delta T = 80^\circ\text{C}$, après 2,0 ; 4,2 ; 6,4 sec. (gauche à droite)

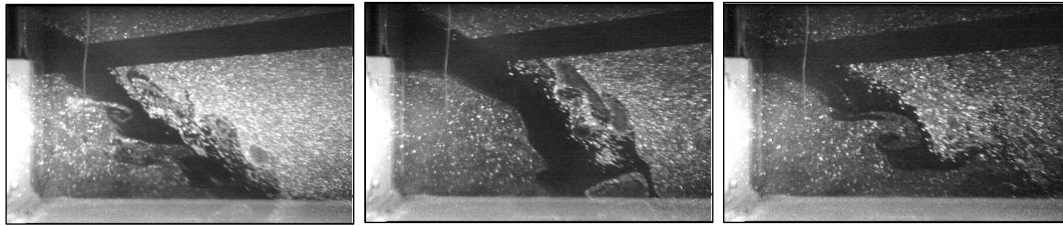


Figure 3 : Tomographie laser sur ZV2; $\Delta T = 80^\circ\text{C}$, après 2,2 ; 4,6 ; 6,4 sec. (gauche à droite)



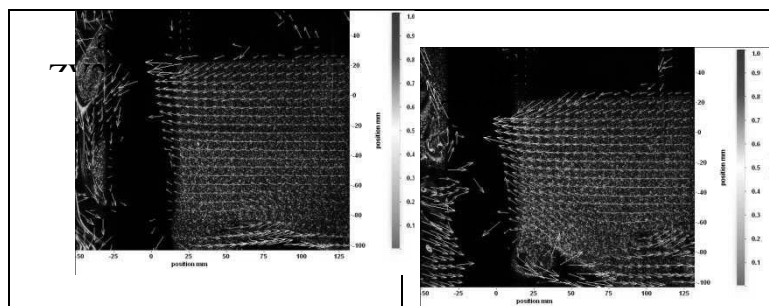
Figure 4 : Tomographie laser sur ZV3; $\Delta T = 80^\circ\text{C}$, après 1,2 ; 2,4 ; 4,2 sec. (gauche à droite)

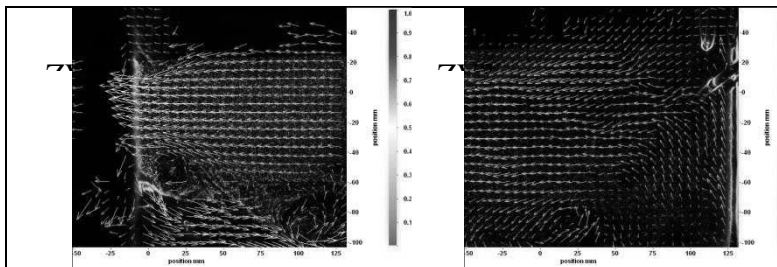
3.2. Mesure de vitesse de déplacement de l’onde de gravité par PIV-RT

Afin de capter les mécanismes de formation et de propagation des tourbillons entre les écoulements, une chaîne de mesure optique par PIV-RT est employée, les résultats seront comparés à la fois pour la porte en position basse et centrale et pour un différentiel de température ΔT de 150°C (le changement de ΔT ne modifie pas le comportement, mais seul la dynamique des vitesses). Les images sont acquises dans les zones précédemment définies ZV1, ZV2 et ZW3 définies Figure 1. D’autres séquences d’images sont prises lors de la synchronisation de l’écoulement avec le déplacement de la caméra (vitesse de déplacement : $0,225\text{ m/s}$). La cadence d’acquisition des champs de vitesse est de 100Hz .

3.2.1. Porte en position basse :

La figure 5a montre, dès l’ouverture, la formation et la pénétration de l’onde d’une épaisseur e de $0,01\text{m}$ sur le plancher de l’enceinte et se déplaçant à une vitesse de $0,5\text{ m/s}$. $0,3\text{ s}$ plus tard, l’onde s’est épaissie (Figure 5b) et des tourbillons se forment périodiquement (période $T=150\text{ ms}$, longueur d’onde $\lambda = 0,075\text{ m}$), entraînant l’écoulement extérieur : c’est le début du processus de mélange. L’épaisseur de l’onde atteint alors $0,04\text{m}$ ce qui correspond approximativement au $1/3$ de la hauteur de l’ouverture (Penot, 1982). Puis, lors de sa pénétration, la structure s’amincit ($e \approx 0,02\text{ m}$). Cette information montre que, lors de sa progression, l’onde repousse le fluide chaud et ralentit. Ceci induit un mouvement sinueux de la structure. La figure 5d montre l’arrivée des tourbillons sur la paroi arrière de l’enceinte. Les structures frappent la paroi, se trouvent déviées en formant une zone de recirculation dans l’angle et un écoulement retourne vers l’ouverture. Dans cette configuration, le mélange semble tout de même intense avec une vitesse moyenne de déplacement de l’onde aux alentours de $0,32\text{ m/s}$ et un faible niveau de cisaillement.



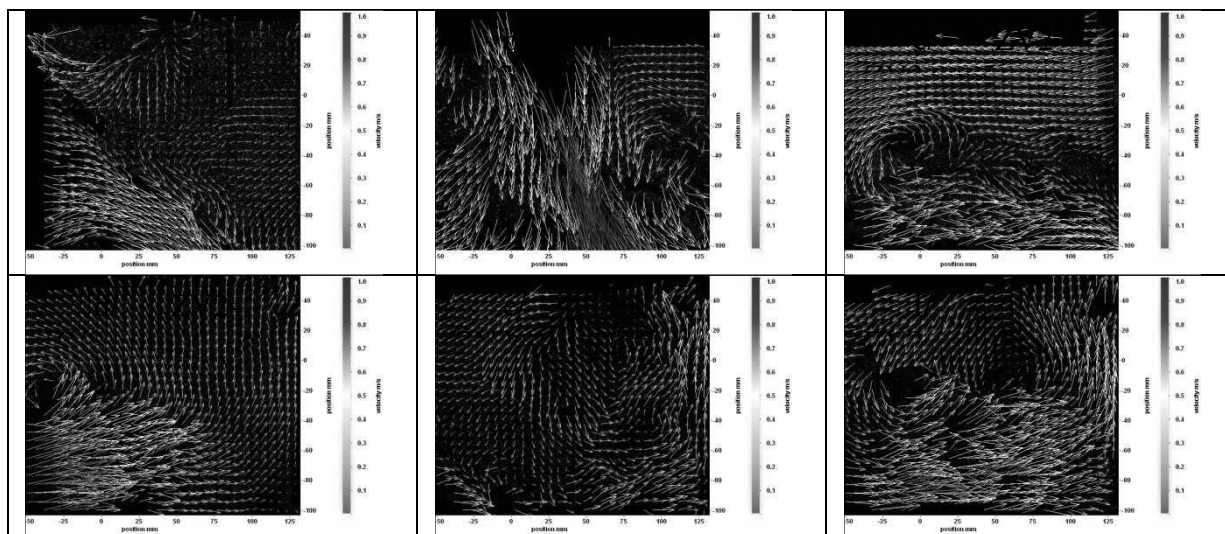


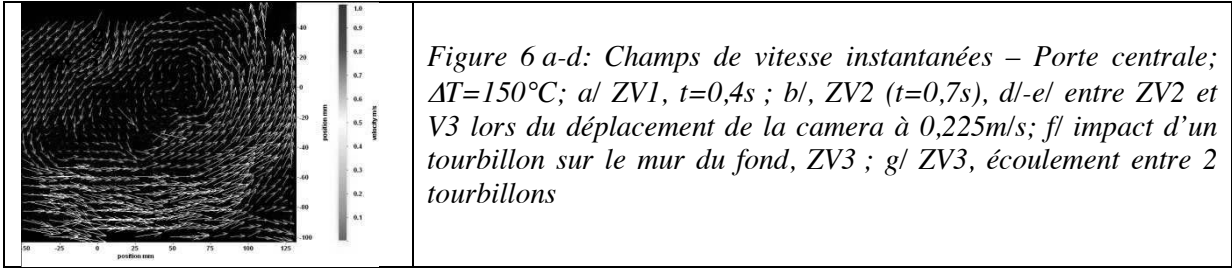
Figures 5a-d: Champs de vitesse instantanées – Porte basse; $\Delta T=150^{\circ}\text{C}$; Les images 1 ($t=0,5\text{s}$), 2 ($t=0,8\text{s}$) et 3 ($t=4,3\text{s}$) correspondent à ZV2, l’image 4 à ZV3. t est le temps depuis la fin de l’ouverture

3.2.2. Porte en position centrale

Les Figures 6 montrent le développement de l’onde de gravité pour la configuration porte centrale. Le cliché 6a (ZV1) indique que l’écoulement entrant occupe, immédiatement après l’ouverture de la porte, la plus grande surface de l’ouverture et que sa vitesse est de 0,9m/s. L’onde s’accélère encore dans ZV2 (Figure 6c) pour atteindre une vitesse de 1,0 m/s sur une large surface avec un fort entrainement du fluide chaud et une recirculation des gaz sur la gauche ainsi qu’une évolution pulsatoire du phénomène. La Figure 6c reporte la propagation du tourbillon d’épaisseur 0,1 m avec un fort niveau de cisaillement. Juste avant l’impact de la structure sur la paroi du fond, le fluide chaud reste bien organisé (Figure 6d). Puis après l’impact sur le mur, et avant l’arrivée de la structure suivante, un mouvement désordonné s’établit avec des fluctuations de vitesse de l’ordre de 0,3 m/s : le mélange n’est pas optimum à cet instant. La structure suivante (Figure 6f), plus grosse, a une vitesse qui atteint 0,8 m/s. Ces mouvements montrent un mélange plus efficace en particulier dans le coin de l’enceinte. Ce mélange turbulent perdure après le passage de l’onde (Figure 6g).

La comparaison entre les deux configurations de porte indique que la chute de l’onde de gravité accroît son énergie cinétique, amplifie l’absorption du fluide externe par la structure et augmente le risque de formation d’un mélange efficace, qui, dans le cas réel, pourrait entraîner un *backdraft*.

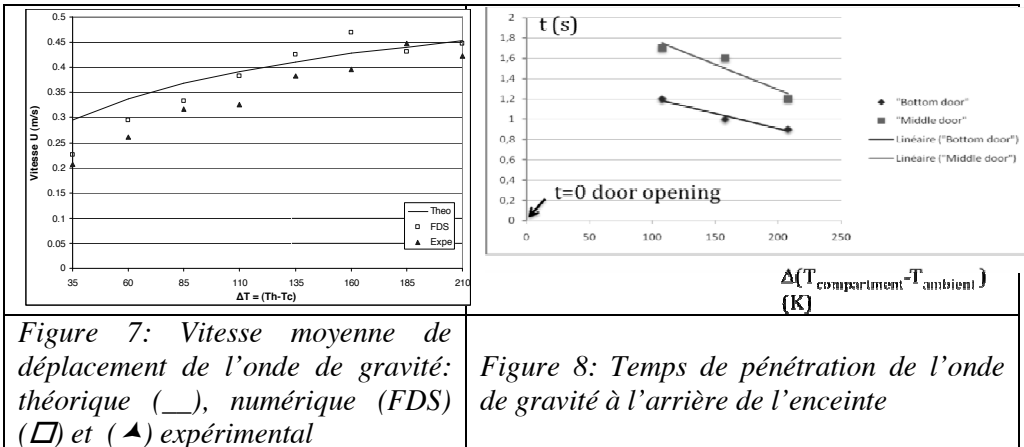




3.2.3. Vitesse moyenne de déplacement de l'onde

Le comportement de la vitesse de déplacement de l'onde de gravité est reportée sur la Figure 7 et comparé à la fois à un calcul numérique effectué par Balarac (2005) avec FDS et un calcul analytique obtenu en utilisant le modèle hydrostatique développé par Eliasson, 2008 (relation 1). L'accord est satisfaisant.

$$V_h = C_h \sqrt{\frac{1}{\alpha_h} \frac{\Delta T}{T_c} g \left(1 - \frac{1}{1 + (T_c / (\Delta T + T_c))^{1/3}} \right) h} \quad (1)$$



3.2.4. Temps pour le déclenchement potentiel du backdraft

La mesure du délai entre le début de l'ouverture de la porte et l'arrivée de l'onde de gravité à l'arrière du compartiment est montrée sur la Figure 8. Le délai décroît avec l'augmentation de la différence de température ΔT , il est inférieur dans le cas de la porte en position basse dans lequel l'onde peut atteindre le fond de l'enceinte avant l'ouverture complète de la porte ($t_{ouverture} = 1.08\text{s}$). Néanmoins, bien que le transit de l'onde soit plus long, le mélange est plus efficace avec une ouverture centrale ce qui induit un phénomène de *backdraft* plus probable et dangereux.

4. Conclusion et perspectives

L'objectif de cette étude était de caractériser l'onde de gravité instationnaire formée par la différence de température (densité des fluides) entre l'extérieur et l'intérieur de l'enceinte lors de l'ouverture de la porte. La tomographie laser a permis de comprendre les mécanismes d'interface entre les fluides de densités différentes, mais malgré une vidéo rapide (200

images/s), il n'a pas été possible de déduire la vitesse de déplacement des structures de l'onde. Seule, la PIV-RT a permis d'atteindre et de quantifier les champs instantanés et moyens de vitesse de l'onde et des tourbillons. L'étude des résultats a permis de mettre en évidence :

- La formation périodique de structures tourbillonnaires turbulentes de type Kelvin-Helmholtz à l'interface entre des fluides de densités différentes ;
- Dans la configuration porte basse, la taille des tourbillons restent petite avec un faible entrainement de fluide chaud et un mélange relativement faible.
- Pour la configuration porte centrale, l'onde de gravité est accélérée par la chute de l'air dense qui accroît ainsi son énergie cinétique. Les structures se présentent comme 5 fois plus grandes que dans la configuration porte basse et le temps caractéristique du mélange est plus long. L'ensemble de ces critères montrent que l'inflammation et le déclenchement du *backdraft* s'effectueront en priorité dans cette zone.
- un court délai pour que l'onde de gravité atteigne le fond de l'enceinte avec l'ouverture basse.

La prochaine étape de l'étude consistera à déterminer expérimentalement, à l'aide d'un traitement approfondi d'images, les débits masse des écoulements entrant et sortant afin de localiser les positions des zones de mélange optimum susceptibles de mener à l'allumage d'une flamme. Les résultats expérimentaux de la base de données des champs de vitesse sont complets et disponibles (différentes valeurs de ΔT) pour des traitements ultérieurs.

Références

- [1] Chitty R. (1994): "A Survey on Backdraught", Fire Research Station, Pub No 5/94.
- [2] Gojkovic D. (2001): "Initial Backdraft Experiments", Report 3121, Department of Fire Safety Engineering, Lund University, Sweden.
- [3] Bengtsson L.G., Karlsson B. (2000): "An Experimental and Statistical Study of the phenomena Flashover, Backdraft and Smoke Gas Explosion", Presented at the 3rd international seminar on Fire and Explosion Hazards.
- [4] Fleischmann M., McGrattan K.B. (1999): "Numerical and Experimental Gravity Currents Related to Backdrafts", *Fire Safety Journal* 33, pp 21-34.
- [5] Fahy R.F., LeBlanc P.R. (June 2006): "Fire-fighters fatalities in the United States – 2005". Fire Analysis and Research Division, National Fire Protection Association..
- [6] Weng W.G., Fan W.C. (2002): "Experimental Study of Backdraft in a Compartment with Different Opening Geometries and its Mitigation with Water Mist", *Journal of Fire Sciences*, Vol. 20 – July 2002.
- [7] Fleischmann C.M. (1993): "Backdraft Phenomena", University of California, Berkley.
- [8] Gottuk D.T., Peatross M.J., Farley J.P., Williams F.W. (1999): "The development and mitigation of backdraft: a real-scale shipboard study", *Fire Safety Journal* 33 pp 261-282.
- [9] Guigay G., Karlsson B., Elíasson J. (2006): "Numerical and analytical determination of combustion products in strongly underventilated fires prior to backdraft. Presented in Workshop in Enclosure Fires, FIREsert.
- [10] Pedersen F.B. (1986): "Environmental hydraulics: Stratified flows". Springer Verlag Editions.
- [11] Elíasson Jónas, Guigay Georges, and Karlsson Bjorn, (2008), Enclosure Fires, Gravity Waves, and the Backdraft Problem, *Journal of Fire Sciences*, Sep 2008; vol. 26: pp. 373 - 397.
- [12] Guigay G., (2008) G., A CFD and experimental investigations of under ventilated compartment fire, PhD thesis, Faculty of Engineering, Univ. of Iceland (September 2008).
- [13] Balarac, G., Si-Ameur, M. (2005): "Mixing and coherent vortices in turbulent coaxial jets", C. R. Mécanique, vol. 333 pp. 622–627.
- [14] Penot F. (1982): Numerical calculation of two-dimensional natural convection in isothermal open cavities, Numerical heat transfer, vol. 5, p. 421-435.

Transferts de masse et de chaleur dans un entrefer ouvert de machine tournante discoïde soumis à un impact de jet

Julien PELLÉ*, Thien Duy NGUYEN, Souad HARMAND

Université de Lille Nord de France, F-59000 Lille

TEMPO-DF2T, Laboratoire de Mécanique et Énergétique, F-59313 Valenciennes Cedex

*(auteur correspondant : julien.pelle@univ-valenciennes.fr)

Résumé - Ce travail porte sur l'étude expérimentale de l'écoulement et des transferts de chaleur par convection dans l'entrefer non confiné d'un système rotor stator de technologie discoïde. Un jet d'air en impact au centre du rotor est également présent. Les transferts de chaleur convectifs sont déterminés en fonction du rayon en régime permanent sur la surface du rotor grâce à la thermographie infrarouge. Le champ de vitesses est obtenu dans 3 plans parallèles aux disques dans l'entrefer grâce à l'utilisation de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les mesures dynamiques et thermiques sont comparées pour un faible espacement entre les 2 disques en fonction de la vitesse du jet et de la vitesse de rotation du rotor.

Nomenclature

C_{qr}	Coefficient de débit	ε_s	Emissivité du stator
D	Diamètre du jet, m	λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
e	Espace entre rotor et stator, m	ν	Viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
F	Facteur de forme	ω	Vitesse de rotation, $rad.s^{-1}$
r	Rayon, m	G	Espacement adimensionné
R	Rayon extérieur du rotor, m	Nu_r	Nombre de Nusselt local
T	Température, K	Re	Nombre de Reynolds rotationnel
V	Vitesse du jet, $m.s^{-1}$	Re_j	Nombre de Reynolds lié au jet
ε_r	Emissivité du rotor		

1. Introduction

On s'intéresse dans cette étude aux géométries discoïdes, mettant en rotation un disque fixe face à un disque tournant. Dans les alternateurs électriques, cette technologie permet d'obtenir de fortes puissances, même à des vitesses de rotations faibles. Elle est aussi présente dans de nombreux types de turbomachines où les sollicitations thermiques sont de plus en plus importantes. Dans la configuration de base, l'écoulement interdisque est uniquement induit par la rotation du rotor et n'est pas toujours suffisant pour assurer un refroidissement optimum. C'est pourquoi on étudie l'influence d'un jet d'air en impact sur le centre du rotor. La rotation d'un disque génère un écoulement 3D à son voisinage. Von Karman [1] a mis en évidence la présence d'un écoulement tangentiel dû à l'entraînement du disque. Les efforts centrifuges qui s'exercent créent un écoulement radial à la surface du disque. L'éjection de fluide est alors compensée par une aspiration axiale. Lorsque l'on place un disque fixe face au rotor, l'aspiration axiale est remplacée par une aspiration centripète à proximité du stator [2]. On a une couche limite centripète au stator et une centrifuge au rotor. Suivant l'espacement interdisque, ces couches limites peuvent être jointes, ce qui donne un écoulement de type Couette, ou disjointes, ce qui donne lieu à deux types d'écoulements possibles. On peut observer un écoulement de type Batchelor [3] avec un cœur de fluide en rotation, dans lequel les vitesses radiales sont nulles. On peut également avoir un écoulement de type Stewartson [4] sans cœur de fluide en rotation. Il faut également distinguer les régimes laminaires des régimes turbulents. Les séparations entre les différents régimes sont synthétisées par Daily et

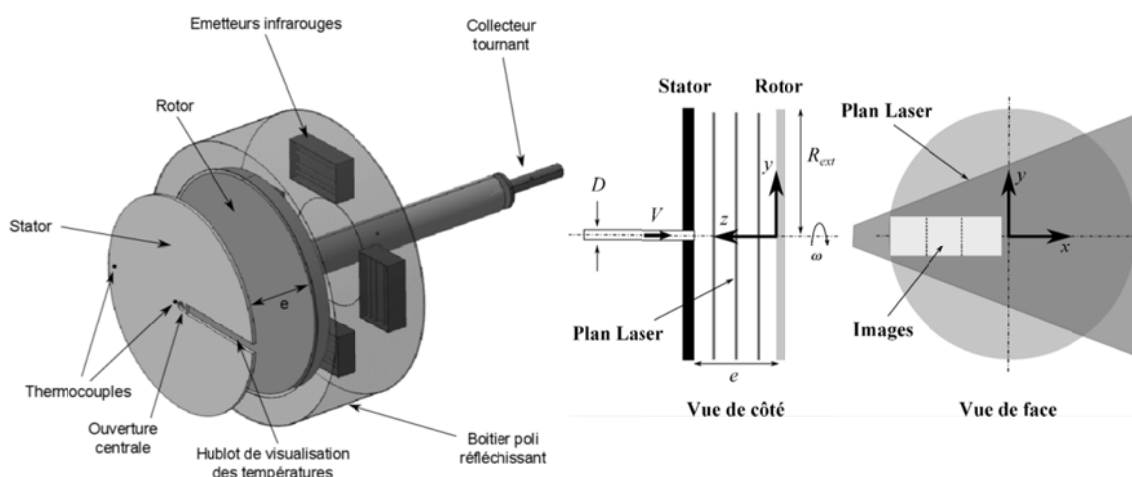
Nece [5] en fonction de l'espacement interdisque $G=e/R$ et du nombre de Reynolds rotationnel $Re=\omega R^2/\nu$ dans le cas d'une cavité (une paroi isole l'entrefer de l'extérieur en $r=R$). Une classification similaire pour les entrefers ouverts est proposée dans [6]. Concernant les transferts de chaleur convectifs au rotor [6, 7], ils sont plus élevés pour les régimes turbulents que pour les régimes laminaires pour toutes les configurations d'écoulements précédentes. Cependant, l'ajout d'un stator diminue généralement les échanges convectifs au rotor. Les effets visqueux liés à l'écoulement de Couette diminuent les échanges de chaleur. En augmentant l'espacement, si l'écoulement est de type Batchelor les échanges diminuent encore car la présence du cœur de fluide en rotation diminue les contraintes pariétales. Lorsque l'écoulement est de type Stewartson, au fur et à mesure que l'espacement augmente, on retrouve des échanges convectifs qui tendent vers ceux obtenus pour un disque seul ($G>0,1$). Les configurations les plus couramment rencontrées sont celles d'espace interdisque faible, qui engendrent un mauvais refroidissement. L'ajout d'un jet d'air de vitesse V et de diamètre D en impact au centre du rotor est une solution intéressante pour pallier à ce problème. Poncet [8] montre par exemple que l'ajout d'un débit dans une cavité permet une transition plus précoce entre un écoulement de type Batchelor et un écoulement de type Stewartson pour :

$$Cqr = \frac{VD^2 Re_r^{1/5}}{8r^3\omega} > 0,25 \tag{1}$$

Ce résultat ne dépend pas de G et est valable pour $Re=4,15 \times 10^6$ et $0 < \frac{V\pi D^2}{4\nu R} < 26000$. Il montre également que quand l'écoulement est de type Batchelor, le rapport entre la vitesse de rotation du cœur et celle du disque au rayon considéré peut être corrélé par :

$$\beta = 2 \times (0,63 - 5,9Cqr)^{5/7} - 1 \tag{2}$$

Néanmoins, on trouve très peu d'études dans la littérature se référant à ces configurations où le confinement important, l'impact d'un jet, la rotation et l'ouverture de l'entrefer sur l'extérieur sont simultanément présents. Cette étude se propose alors de présenter la structure globale de l'écoulement dans ce cas et de la comparer avec les échanges de chaleur convectifs mesurés au rotor.



(a)

2. Etude expérimentale

2.1. Description de la maquette

La figure 1 représente les principaux éléments du banc expérimental utilisé. La maquette est constituée d'un rotor et d'un stator de même rayon ($R=0,31\text{m}$). Le stator comporte une ouverture centrale de diamètre $D=26\text{mm}$ par laquelle un jet de vitesse variable est imposé tel que $8000 < Re_j = \frac{vD}{\nu} < 42000$. L'écartement entre les deux disques est fixé à $G=e/R=0,02$. Cela donne un rapport d'aspect pour le jet très faible puisque $e/D=0,25$. Le rotor peut être mis en rotation jusqu'à une vitesse de 800 tours par minute, soit $Re < 516000$.

2.2. Mesure du champ de vitesse

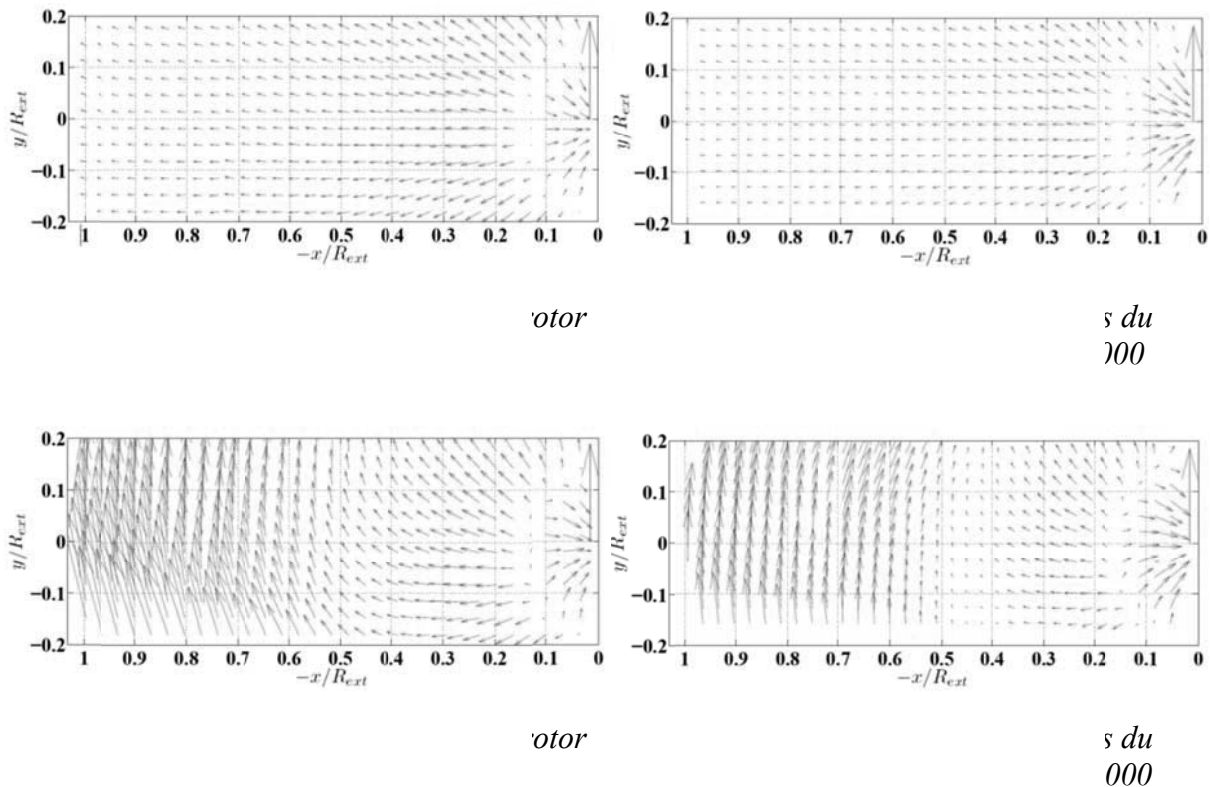
Sur la figure 1b, on représente le principe de mesure du champ de vitesse moyennée dans le temps à partir de la Vélocimétrie par Image de Particules. Le système de mesure TSI comprend un laser Nd:YAG, une caméra CCD, un synchroniseur et un ordinateur. Un système de lentilles cylindriques et sphériques permet d'obtenir un faisceau laser d'une épaisseur d'1mm. Onensemence l'entrefer via le jet avec des gouttelettes d'huile d'olive d'une taille de $1\mu\text{m}$. Le réglage de la caméra est tel que la taille recouverte par un pixel est de $7,4 \times 7,4 \mu\text{m}^2$. Le temps entre deux images d'une même paire varie en fonction de la vitesse du jet et de la vitesse de rotation entre 15 et $150 \mu\text{s}$, de manière à ce que le déplacement des particules entre les deux images d'une même paire soit de 6 pixels. On enregistre 500 paires d'images pour chaque essai à une fréquence de 1Hz pour obtenir des champs de vitesse statistiquement indépendants avant d'en faire une moyenne temporelle. On prend les mesures dans 3 plans parallèles aux disques, placés en $z/e=0,23$ (près du rotor) ; 0,53 (plan médian de l'entrefer) ; 0,84 (près du stator). Ainsi, on accède aux vitesses radiales et tangentielles pour 3 positions axiales différentes. Dans chaque plan, la caméra est placée relativement près pour avoir une résolution spatiale intéressante. Pour recouvrir la totalité du rayon du disque, on doit donc prendre 3 images comme montré sur la figure 1b. Le traitement des acquisitions est effectué avec le logiciel fourni par TSI : Insight TM 3G version 9.1. La densité de l'ensemencement est réglée pour avoir environ 12 particules dans une zone de 32×32 pixels. Un algorithme de Nyquist récursif est utilisé avec 2 itérations : sur une aire d'interrogation de 64×64 pixels puis sur une zone de 32×32 pixels. Un recouvrement de 50% est également utilisé, ce qui permet d'obtenir pour chaque champ un total de 110×110 vecteurs vitesses. L'itération initiale calcule le déplacement des particules qui est alors utilisé pour déplacer la zone d'interrogation pour la deuxième itération. Pour toutes les acquisitions, un maximum de 2% de vecteurs incohérents est obtenu. L'incertitude sur les mesures PIV est estimé à 9% de la vitesse du jet pour l'image près de l'impact du jet, 4% pour l'image intermédiaire et 6% pour l'image près de l'extérieur de l'entrefer.

2.3. Détermination des nombres de Nusselt

Le rotor est chauffé par sa face arrière à l'aide de lampes infrarouges (Figure 1a). Il est composé de 43 mm d'aluminium (200 W/mK), sur lequel on a déposé par projection plasma, 2,5 mm de zircone, isolant de conductivité thermique $0,7 \text{ W/mK}$. L'utilisation de l'aluminium sert à homogénéiser la température à l'interface avec l'isolant, mesurée à l'aide de thermocouples limités en nombre par le nombre de voies du collecteur tournant servant à relier ceux-ci à la centrale d'acquisition. L'isolant permet quant à lui de retranscrire les variations de l'échange convectif à sa surface par des variations de température pouvant être mesurées à l'aide d'une caméra infrarouge, à travers un hublot en fluorine disposé dans le stator. La température du stator en aluminium est mesurée par deux thermocouples. Les

températures ambiante et à l'interface zircone/aluminium sont mesurées avec des thermocouples de type T. Les températures à la surface refroidie du rotor sont estimées à l'aide d'une caméra infrarouge AGEMA 900 qui visualise le rotor à travers un hublot en fluorine. La résolution numérique de l'équation de la chaleur dans l'isolant nous permet d'obtenir une cartographie des températures à l'intérieur de l'isolant. La prise en compte du flux rayonné entre les deux disques par l'écriture d'un bilan des flux sur la surface du rotor en régime permanent nous permet alors de connaître le flux convectif local sur le rotor, ainsi que le coefficient d'échange convectif h , calculé avec la température ambiante mesurée à l'extérieur de l'entrefer. Cette température sert de référence pour le calcul de toutes les grandeurs thermophysiques de l'air. Le dispositif utilisé nous permet d'effectuer les calculs en supposant les flux de chaleur tangentiels nuls dans l'isolant, tout en prenant en compte les flux radiaux et dans la profondeur de l'isolant. En posant ϕ_{cd} la densité de flux thermique par conduction dans l'isolant en $z=0$ et F le facteur de forme entre deux disques, on obtient alors l'expression du nombre de Nusselt local :

$$Nu = \frac{\lambda_{zir} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} - \sigma \frac{F \varepsilon_r \varepsilon_s}{1 - F^2(1 - \varepsilon_r)(1 - \varepsilon_s)} [T(r, z = 0)^4 - T_{stator}^4]}{T(r, z = 0) - T_{\infty}} \times \frac{D}{\lambda_{air}} \quad (3)$$

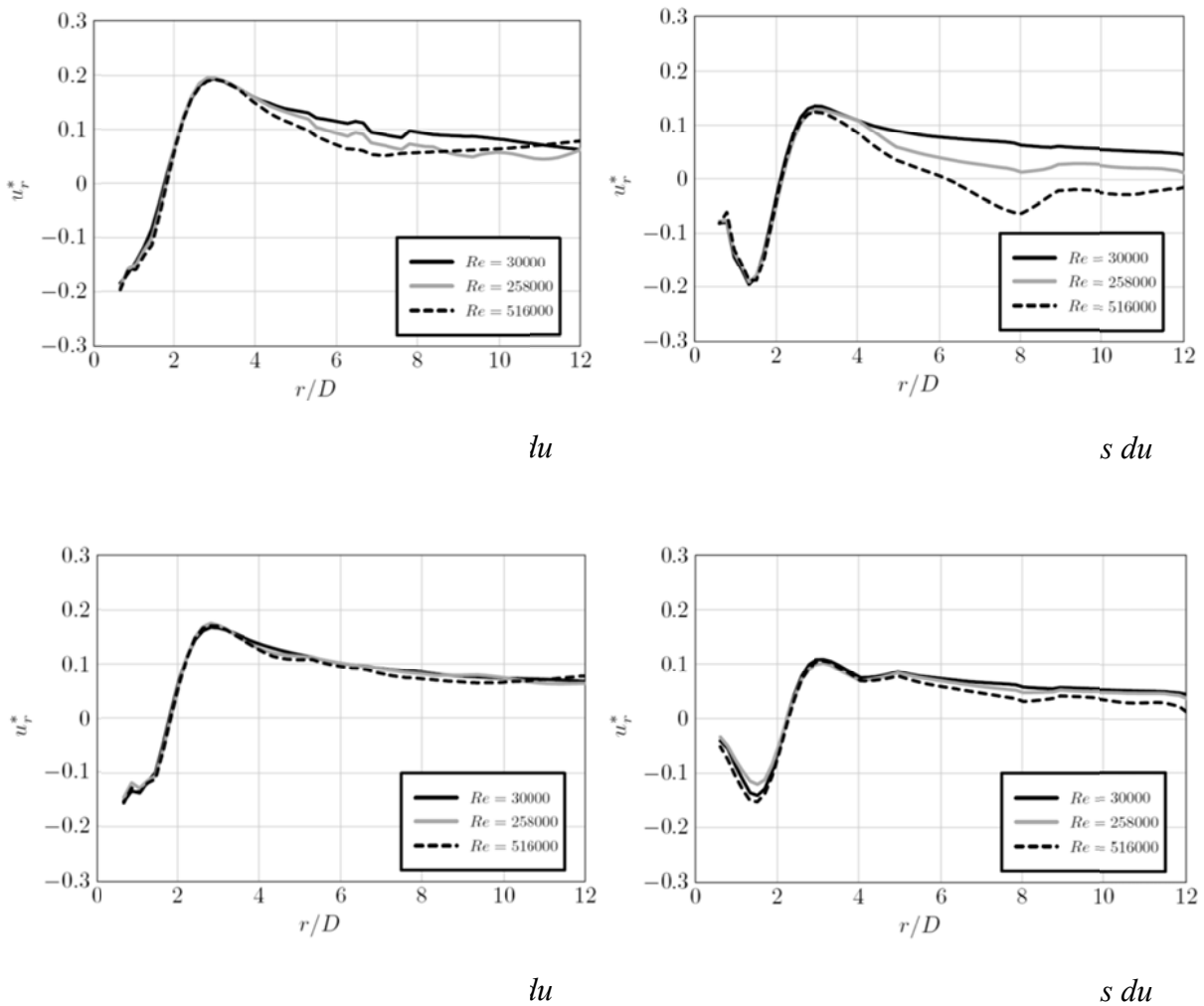


3. Résultats

3.1. Champ de vitesses moyens

Les Figures 2 à 5 présentent les champs de vitesses moyens obtenus pour un nombre de Reynolds lié au jet $Re_j=16000$ et deux nombres de Reynolds rotationnels $Re=30000$ (Fig. 2 et 3) et $Re=516000$ (Fig. 4 et 5). Les figures 2 et 4 sont relatives au plan près du rotor alors que les figures 3 et 5 montrent l'écoulement près du stator. Le centre du jet est placé en $x=y=0$. Les vitesses représentées sont normalisées avec la vitesse du jet, représentée par un vecteur vertical placé en $x=y=0$ sur chaque figure. Pour la vitesse de rotation la plus faible, on

constate que les vitesses sont essentiellement radiales dans l'entrefer. On peut distinguer deux zones : une première à proximité du point d'impact où les vitesses mesurées sont centripètes et une autre, pour des rayons plus grands où les vitesses sont centrifuges. Cela suggère l'existence d'une zone de recirculation dont la taille est grande par rapport à la largeur de l'entrefer, puisqu'on l'observe aussi bien au rotor qu'au stator, à proximité de l'impact du jet. Cette zone est également visible sur les Figures 4 et 5 lorsque la vitesse de rotation est plus importante avec des niveaux de vitesse similaires. En dehors de cette zone, les vitesses sont d'abord essentiellement radiales puis, à la différence des figures 2 et 3, on observe une mise en rotation de l'écoulement dans les 2 plans présentés pour un rayon suffisamment grand. Une composante radiale est toujours observable côté rotor alors qu'au stator, l'écoulement semble être uniquement tangential. Afin d'analyser plus en détail cette structure, les profils de vitesses radiales et tangentielles sont extraits et présentés dans la partie suivante.



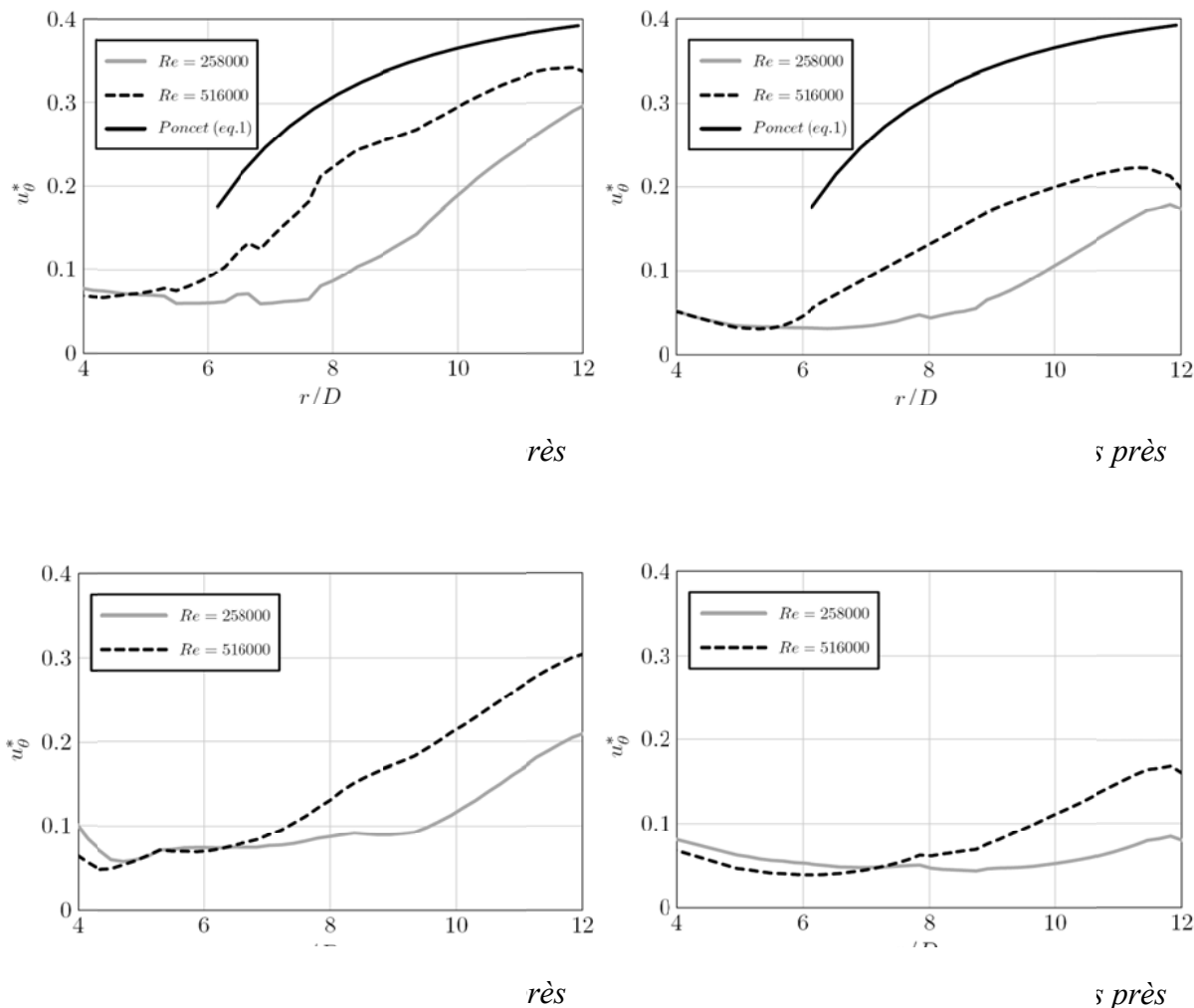
3.2. Vitesses radiales

Les Figures 6 à 9 présentent les profils moyens de vitesses radiales adimensionnés par la vitesse du jet V , représentés sur le rayon adimensionné par le diamètre du jet D . Les figures 6 et 7 sont relatives à $Re_j=16000$ alors que les figures 8 et 9 sont pour $Re_j=42000$. Les profils extraits des plans à proximité du rotor sont présentés sur les figures 6 et 8 et ceux à proximité du stator sur les figures 7 et 9. Dans chaque cas, 3 nombres de Reynolds rotationnels sont représentés. Dans tous les cas, on retrouve pour des rayons $r/D < 2$ des vitesses radiales

négligables qui témoignent de la présence d'une zone de recirculation dans la zone d'impact du jet. Cela suggère que la couche limite centrifuge est fortement confinée à proximité du rotor et que les vitesses y sont donc très élevées. Un maximum de vitesses radiales est observable dans tous les cas en $r/D=3$ puis au-delà, les vitesses diminuent dans la majorité des cas. On peut observer une réaugmentation de celle-ci vers les rayons les plus grands pour la vitesse de rotation la plus élevée à proximité du rotor. Globalement les vitesses sont plus élevées à proximité du rotor qu'à proximité du stator. L'influence de la vitesse de rotation est plus grande pour les rayons les plus élevés et également lorsque le nombre de Reynolds lié au jet est plus faible. On peut également distinguer les cas où $Re=516000$ et $Re=16000$. Dans ce cas, la vitesse radiale au stator diminue fortement et devient négative pour $r/D>6$. Cela correspond à la réaugmentation observée pour le même cas au niveau des vitesses au rotor. Il se produit ici une entrée de fluide depuis l'extérieur de l'entrefer via la couche limite au stator. Cet écoulement est caractéristique des écoulements rotor-stator sans jet.

3.3. Vitesses tangentielles

Les figures 10 à 13 présentent les vitesses tangentielles adimensionnées par rapport à la vitesse tangentielle locale du rotor pour les mêmes paramètres que dans la partie précédente.

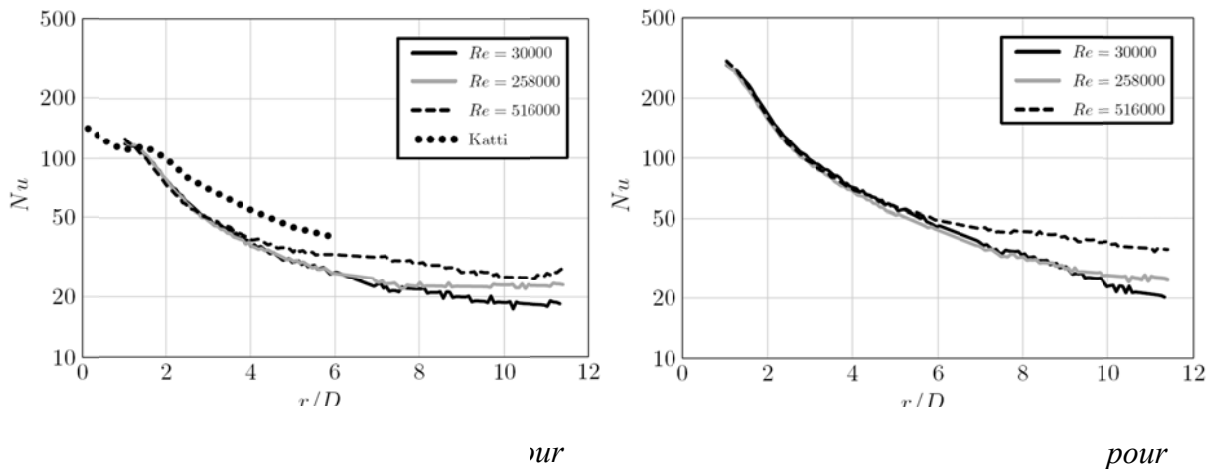


Le nombre de Reynolds rotationnel de 30000 n'est pas représenté du fait des trop grandes incertitudes. On reporte la vitesse de rotation du cœur de fluide calculée avec l'équation 2 sur les figures 10 et 11 puisque dans cette configuration où $Re_j=16000$, l'équation 1 indique que

l'écoulement devrait être de type Batchelor pour $r/D > 6$. On constate que pour les rayons faibles, les vitesses tangentielles sont faibles. Au-delà d'un certain rayon, elles augmentent. Cette augmentation et le rayon de son apparition sont plus grands quand le nombre de Reynolds rotationnel est grand et quand le nombre de Reynolds lié au jet est plus petit, quand on est près du rotor. Néanmoins, pour le cas où $Re_j = 16000$, la vitesse de rotation du fluide reste en-deçà de la prédiction de l'équation 2 même si le profil a la même allure. La différence peut s'expliquer par la différence entre les nombres de Reynolds rotationnels utilisés mais aussi par le fait que notre entrefer est ouvert sur l'extérieur, ce qui peut causer un passage prématuré en écoulement de Stewartson [9], donc avec un fluide qui tourne moins vite dans l'entrefer.

3.4. Nombres de Nusselt locaux

Les figures 14 et 15 présentent les nombres de Nusselt locaux en fonction du rayon adimensionné pour $Re_j = 16000$ et $Re_j = 42000$, respectivement. Sur chaque graphique, les 3 vitesses de rotation sont reportées. Sur la Figure 14, les résultats obtenus par Katti [11] pour $Re_j = 16000$ et $e/D = 0,5$ sur un système sans rotation ni confinement sont également reportés. Les nombres de Nusselt sont décroissants sur le rayon du disque. Ils sont indépendants du nombre de Reynolds rotationnels pour les faibles rayons. L'effet de la rotation se manifeste ensuite par des nombres de Nusselt qui continuent à diminuer avec r mais de manière moins rapide. Les nombres de Nusselt sont croissant avec Re_j même si la différence s'amenuise au fur et à mesure que r augmente. Les résultats obtenus par Katti sont à comparer avec notre cas où $Re = 30000$. On peut remarquer que les résultats de Katti donnent des nombres de Nusselt plus élevés mais les profils sont tout à fait comparables. Nos résultats sont plus faibles et on attribue cet effet au confinement dû à la présence du stator, comme montré par [10].



3.5. Analyse

Près de l'impact du jet, une zone de recirculation de taille $r/D = 2$ existe et résulte en un confinement important des vitesses radiales près du rotor. Cela se traduit par des nombres de Nusselt élevés dans cette région. La taille de cette zone est indépendante de la vitesse de rotation, en conséquence, plus le nombre de Reynolds lié au jet est élevé, plus les vitesses près du rotor le sont et les échanges convectifs également. Pour $r/D > 2$, la couche limite s'épaissit et les vitesses radiales diminuent tandis que les vitesses tangentielles restent très faibles. Cela explique la diminution du nombre de Nusselt. Puis, les effets de la rotation apparaissent, ce qui résulte en une mise en rotation du fluide dans l'entrefer, plus faible que dans le cas d'un écoulement de type Batchelor. Dans le même temps, l'écoulement centrifuge

devient de plus en plus confiné au rotor. En effet, pour une rotation du rotor importante et un jet faible, les vitesses radiales au stator diminuent fortement et deviennent même négatives. Alors que la mise en rotation du fluide tend à faire diminuer les contraintes pariétales tangentielles, le confinement des vitesses radiales au rotor vient compenser en partie la chute du nombre de Nusselt. Cela explique les nombres de Nusselt plus élevés avec l'augmentation du nombre de Reynolds en sortie d'entrefer.

4. Conclusion

On présente dans cette étude une comparaison entre la structure d'écoulement mesurée par PIV et les échanges de chaleur convectifs obtenus expérimentalement dans un entrefer de système rotor-stator discoïde avec un jet en impact. On peut distinguer différentes zones dans l'entrefer : notamment la présence d'une zone de recirculation de grande épaisseur à proximité de l'impact du jet, ainsi que la mise en rotation du fluide à partir d'un rayon critique. A partir de la structure de l'écoulement, on peut mieux comprendre l'effet des nombres de Reynolds sur le nombre de Nusselt, notamment l'effet de la rotation sur le confinement des vitesses radiales au rotor. Dans la suite de l'étude, on va compléter les résultats par l'étude d'autres espacements adimensionnés, ainsi que la réalisation d'essais en stéréo PIV de manière à avoir les 3 composantes de vitesse.

Références

- [1] T. Von Karman. Uber laminar und turbulente reibung. *Math. Mech.*, 1 (1921), 244–252.
- [2] J.M. Owen, M.H. Rogers. *Flow and Heat Transfer in rotating disk systems*, Research Studies Press Ltd, 1 (1989).
- [3] G.K. Batchelor. Note on a class of solutions of the navier-stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow, *Appl. Math.*, 5 (1951), 29–41.
- [4] K. Stewartson. On the flow between two rotating coaxial disks. *Camb.Phil. Soc.*, 49 (1953), 333–341.
- [5] J.W. Daily, R.E. Nece, Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed disks, *J. Basic Engineering*, 82 (1960), 217-232
- [6] R. Boutarfa, S. Harmand. Local convective heat exchanges and flow structure in a rotor-stator system. *Int. J. Thermal Sciences*, 42-12 (2003), 1129-1143.
- [7] J. Pellé, S. Harmand, Heat transfer measurements in an opened rotor stator system air gap. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, 31 (2007), 165–180.
- [8] S. Poncet, M. Chauve, R. Schiestel, Batchelor versus Stewartson flow structures in a rotor-stator cavity with throughflow, *Physics of Fluid*, 17 (2005), 075110.
- [9] J. Bradley, L. Durlofsky, On rotating disk flow, *J. Fluid Mechanics*, 175 (1987), 363-394
- [10] N. Gao, D. Ewing, Investigation of the effect of confinement on the heat transfer to round impinging jets exiting a long pipe, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 27-1 (2006), 33-41.
- [11] V. Katti, S. Prabhu, Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from circular straight pipe nozzle, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51-17,18 (2008), 4480-4495

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du programme MEDEE (Maitrise Energétique Des Entrainements Electriques). Les auteurs souhaitent remercier la région Nord-Pas-De-Calais et l'Union Européenne (FEDER) pour les financements octroyés.

Le cas-test ADNBATI, un benchmark sur la ventilation naturelle dans une pièce d'habitation

M. Pons^{1*}, A. Bastide², B. Brangeon², E. Wurtz³, L. Stephan³, C. Goffaux⁴, A. Jay⁵, C. Maalouf⁶, P. Salagnac⁷

¹LIMSI-CNRS, UPR3251, BP 133, 91403 Orsay Cedex, France

²PIMENT, Univ. La Réunion, BP 373, 97455 St Pierre Cedex, France

³LOCIE-INES, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

⁴CENAERO, Bâtiment Éole, Rue des Frères Wright 29, B-6041 Gosselies, Belgium

⁵LEB, CEA-LITEN-INES, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

⁶GRESPI/LTM, Univ. Reims, Campus du Moulin de la Housse - BP 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

⁷LaSIE, Univ. La Rochelle, Avenue Michel Crépeau 17042 La Rochelle Cedex 1, France

* (auteur correspondant : Michel.pons@limsi.fr)

Résumé - Le benchmark porte sur un problème de ventilation nocturne induite par convection naturelle. Ce problème est résolu ici par divers modèles adaptés au bâtiment, avec des méthodes allant des formules analytiques aux simulations numériques directes en passant par les modèles nodaux, zonaux, ou sous-résolus. L'accord entre toutes ces méthodes apparaît acceptable ($\pm 20\%$) sur les débits, mais pas sur la puissance thermique emportée. Il s'avère important de calculer effectivement la thermique des échanges murs – air pour bien évaluer la chaleur emportée.

Nomenclature

A	surface ou section, m^2 .	t	temps, s
C_d	coefficient de décharge, -	T	température, K
c_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	\mathbf{u}	vecteur unité, $m.s^{-1}$
g	accélération de la gravité, $m.s^{-2}$	z	position verticale, m
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
H	hauteur de la pièce, m	β	coefficient d'expansion isobare, K^{-1} .
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	κ	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
L	longueur de la pièce, m	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
\mathbf{n}	vecteur unité sortant du domaine	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
p	pression, Pa	<i>Indices et exposants</i>	
Pr	nombre de Prandtl, -	A, B	relatif à l'ouverture A, ou B
Q_v	débit traversant, $m^3.h^{-1}$	i	relatif à l'air intérieur
q_w	puissance de refroidissement, W .	o	relatif à l'air extérieur
Ra	nombre de Rayleigh, -	w	relatif aux murs

1. Introduction

Le bâtiment étant un des secteurs les plus consommateurs d'énergie et les plus producteurs de CO₂, il devient urgent d'y introduire de nouvelles pratiques, économes en énergie. La ventilation nocturne en est une, qui permet de « stocker du froid » en utilisant la fraîcheur de la nuit, ce qui diminue d'autant les besoins en climatisation le lendemain. Une ventilation nocturne par convection naturelle est évidemment économe en énergie.

Or, si de nouvelles techniques de simulations numériques (parallélisme massif et utilisation des GPU) se mettent en place dans le milieu académique et les grands groupes industriels, elles sont encore difficiles d'accès pour les bureaux d'étude qui doivent évaluer l'impact

énergétique des choix architecturaux. En effet, la première génération de logiciels créés à cette fin représentait chaque pièce par une seule température et une seule pression (modèles *nodaux*). La seconde génération découpait chaque pièce en quelques dizaines de *zones*. Ces codes sont encore largement utilisés, même s'ils sont progressivement remplacés par des codes de Mécanique des Fluides Numérique (MFN) commerciaux intégrés. Le projet ADNBATI consiste à rassembler des bureaux d'étude et des chercheurs autour d'une réflexion sur ces outils et sur leur validité. Notre méthode consiste à comparer des outils numériques couvrant toute la gamme des possibles en les appliquant à un cas de ventilation nocturne d'un bâtiment réel. Le choix d'une convection strictement naturelle rend le problème difficile car la question des conditions aux limites à appliquer aux bornes d'un domaine ouvert où l'écoulement est régi par convection naturelle n'est toujours pas close [1, 2].

2. Présentation du problème soumis à benchmark

Le but est de construire un problème correspondant à un bâtiment réel mais qui puisse aussi être résolu par MFN. Le Bâtiment Charpak, nouvellement construit sur le site de l'IES Cargèse, consiste en une suite de chambre indépendantes, semblables, symétriques deux à deux, et ouvrant chacune, sur un balcon à l'Est, et sur une coursive à l'Ouest. Une chambre est donc représentative de l'ensemble du bâtiment. La température est supposée plus chaude à l'intérieur qu'à l'extérieur, situation caractéristique des nuits. Cette différence de température offre un potentiel de convection naturelle, et donc de ventilation. Les ouvertures prévues pour permettre la ventilation nocturne sont, 1°) un dessous de fenêtre équipé de registre sur le mur Est (marqué A en Figure 1), 2°) une imposte au-dessus de la porte d'entrée sur le mur Ouest (marquée B). L'air se réchauffant en traversant la pièce, il emporte avec lui de la chaleur. Ce benchmark s'intéresse surtout au débit traversant et à la puissance thermique emportée.

Fondamentalement, le problème est 3D (à cause des sous-volumes, voir Figure 1-a), instationnaire, et les différents modes de transfert thermique, convection, conduction, et rayonnement, y sont couplés. De plus, une simulation numérique directe (SND) nécessiterait un maillage extrêmement serré car l'écoulement est assez turbulent (le *Rayleigh* basé sur la hauteur est de l'ordre de $10^9 - 10^{10}$). Une version simplifiée du problème est donc proposée.

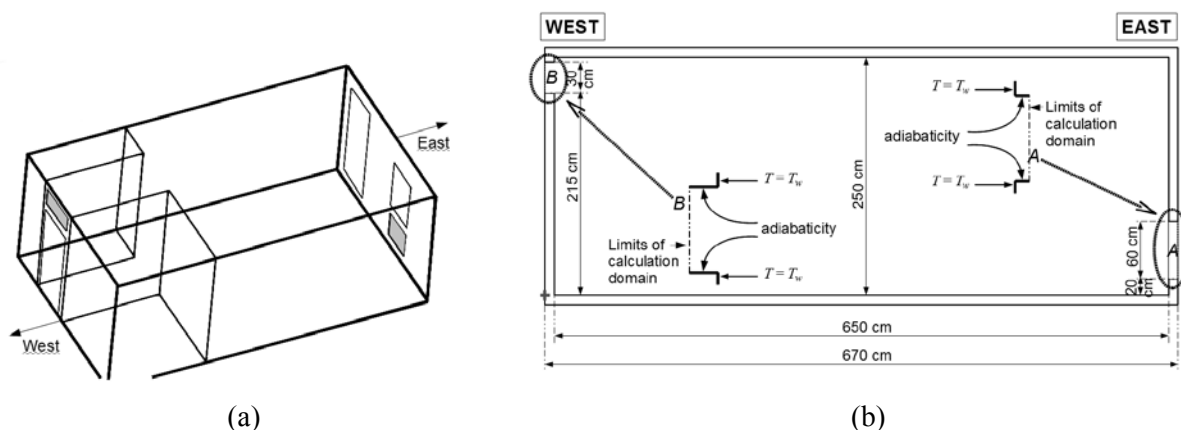


Figure 1: Schéma de la pièce à modéliser - a) vue 3D avec les arêtes internes (traits épais), les sous-volumes internes (traits moyens) et les ouvertures (traits fins) ; les deux ouvertures par lesquelles se réalise la ventilation nocturne sont grisées - b) géométrie 2D.

Premièrement, la géométrie a été rendue 2D, voir Figure 1-b ; les deux ouvertures A et B sont donc supposées s'étendre sur toute la largeur de la pièce. Deuxièmement, les conditions limites thermiques sont posées constantes : l'air extérieur est à une température fixe,

$T_o=25^\circ\text{C}$, et toutes les parois sont posées à une température uniforme et fixe, légèrement supérieure, $T_w=T_o+\Delta T$. Deux valeurs de ΔT seront explorées : 0,1 et 0,5 $^\circ\text{C}$. Pour la vitesse, la condition de non-glissement classique est appliquée sur les parois. En revanche, la condition à appliquer sur la frontière ouverte reste un point non-résolu. Un benchmark avait abordé cette question en 2007 [1]. Il semble que la solution correcte corrèle l'énergie cinétique à l'entrée dans le domaine et la différence de pression totale entre l'entrée et la sortie. Ce qui ici s'écrit :

$$\frac{\int_{\text{sortie}} (p + \rho gz).dA}{\int_{\text{sortie}} dA} = p_{oB} = \frac{\int_{\text{entrée}} (p + \rho gz + 0.5 \rho |\mathbf{u}|^2).dA}{\int_{\text{entrée}} dA} \tag{1}$$

où les dénominations *entrée* et *sortie* tiennent compte du sens effectif de l'écoulement, *entrée* signifiant là où le fluide entre effectivement dans le domaine de calcul, et *sortie* signifiant là où il en sort.

Pour ces deux valeurs de ΔT , le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur (2,5 m) vaut $1,42.10^8$ et $7,15.10^8$. Ces valeurs, nettement plus petites que dans la réalité, réduisent l'influence éventuelle du modèle de turbulence, soit $k-\epsilon$, soit dans les simulations aux grosses structures (SGS). Les propriétés thermophysiques du fluide sont prises constantes (cadre de l'approximation de Boussinesq) et égales à celles de l'air à 25 $^\circ\text{C}$: $\rho = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$; $c_p = 1000 \text{ J.kg}^{-1} .\text{K}^{-1}$; $Pr = 0.71$; $\kappa = 2,25.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; $\nu = 1,6.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$; $\beta = (1/298) \text{ K}^{-1}$.

Toute la gamme de modèles a été explorée. Les modèles les plus simples consistent en une formule analytique, le plus souvent ajustée par un coefficient phénoménologique déterminé à partir de données expérimentales. Les modèles les plus sophistiqués résolvent les équations de Navier-Stokes instationnaires avec des discrétisations spatiales et temporelles suffisamment fines. Cinq autres grandes classes de méthodes ont aussi été testées, listées dans le Tableau 1.

Code	Méthodes	Contributeurs et symboles
1	Modèle analytique semi-empirique	PIMENT □ , LaSIE ▽
2	Modèle mono-zone (nodal)	LOCIE ✕ , LaSIE ▽
3	TRNFLOW - TRNSYS+CONTAM	UCL + , LaSIE ▽
4	Modèle zonal	GRESPI/LTM △
5	Code MFN laminaire, grille grossière	LOCIE-INES ✕ , CEA/LITEN/LEB ▼
6	Code MFN avec modèle de turbulence SGS, grille grossière	CENAERO ◇ , PIMENT □
7	Code MFN, grille fine (SND)	PIMENT □ , CEA/LITEN/LEB ▼

Tableau 1 : Pour chaque méthode testée ici, est indiquée son code (de 1 à 7) et les contributeurs qui l'ont utilisée. Pour chaque contributeur est indiqué le symbole par lequel ses résultats sont représentés sur les graphes de la Figure 2.

La comparaison des méthodes porte d'abord sur des grandeurs intégrales et moyennes, 1°) le débit de ventilation traversant Q_v (exprimé en $\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ comme usuellement fait pour l'habitat), 2°) la puissance de refroidissement q_w (en W).

$$Q_v = \frac{1}{3600} \int_{\text{ouverture}_B} (\mathbf{u}.\mathbf{n}).dA = \frac{-1}{3600} \int_{\text{ouverture}_A} (\mathbf{u}.\mathbf{n}).dA \tag{2}$$

$$q_w = \int_{murs} k(\nabla T \cdot \mathbf{n}) \cdot dA = \int_{ouverture_A+B} \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) T \cdot dA \approx \int_{ouverture_B} \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) (T - T_o) \cdot dA \quad (3)$$

Les codes MFN (méthodes 5 à 7) donnent en outre des champs de température et de vitesse instantanés, comme moyens, qui pourront donc être comparés.

Certains calculs sont réalisés en instationnaire. Alors, l'état initial est défini par 1°) le fluide au repos, 2°) une température uniforme et égale à T_o . La mise en condition est alors effectuée en augmentant uniformément la température des parois de T_o à T_w en deux minutes.

3. Présentation des différents modèles

3.1. Modèle analytique semi-empirique

Suivant la méthode établie par le *British Standard* [3], le débit traversant est donné par :

$$Q_v = 0,6 \cdot \sqrt{\frac{\Delta T}{T_o} \cdot \frac{g \cdot (z_B - z_A)}{A_A^{-2} + A_B^{-2}}} \quad (4)$$

Le flux thermique emporté q_w est évalué en supposant que la température de l'air quittant la pièce est la médiane entre la température d'entrée et celle des murs : $\bar{T} = (T_o + T_w) / 2$.

3.2. Modèle mono-zone (nodal)

La méthode, initialement proposée par Li *et al.* [4], consiste à associer un nœud de calcul à chaque pièce. De même que les pièces sont reliées entre elles par des ouvertures, ces nœuds forment un réseau où ils sont reliés deux par deux par des résistances représentant la perte de charge occasionnée par chaque ouverture, porte ou bien fenêtre. Ici, la procédure de calcul consiste d'abord à déterminer pour chaque ouverture la hauteur dite *neutre*, z^* où les différences de densité interne et externe pourrait compenser la surpression interne imposée par l'écoulement. Le débit traversant est ensuite évalué par :

$$Q_v = K_t \cdot \rho \cdot \sqrt{|p_{ref} - p_i|} \cdot \int_{ouverture} \left[\left| \frac{z^* - z}{z_{ref}} \right| \right]^{1/2} \cdot dz, \text{ où la pression référence } p_{ref} \text{ et la}$$

hauteur référence z_{ref} se rapportent, soit au plancher, soit au plafond de la pièce, selon la position de l'ouverture par rapport à z^* . Le coefficient K_t est phénoménologique, égal à 0,66 pour l'ouverture basse, et à 0,63 pour l'ouverture haute. Le flux thermique emporté est évalué en appliquant à chacun des murs la formule de Newton, $q_w = h_w A_w (T_w - \bar{T})$, où le coefficient d'échange h_w est évalué par l'équation (5), où la température moyenne T_{av} est prise égale à \bar{T} et où le coefficient C_w est adapté à chaque paroi : 1,42 pour les murs verticaux, 1,32 pour le plancher, 0,59 pour le plafond [5].

$$h_w = C_w \cdot \sqrt[4]{|T_w - T_{av}|} / H \quad (5)$$

3.3. TRNFLOW - TRNSYS+CONTAM

Ces deux méthodes sont basées sur le couplage de TRNSYS avec un code d'aérodynamique construit selon l'approche nodale, COMIS dans le premier cas, CONTAM dans le second. Les débits induits par convection naturelle sont aussi calculés d'après l'équation (4). C'est

TRNSYS qui calcule la thermique, en particulier la température moyenne de l'air. Une itération entre TRNSYS et le code aéraulique permet d'obtenir la cohérence entre débit traversant et température moyenne de la pièce.

3.4. Modèle zonal

La base de ce modèle a été décrite par Wurtz et al. [6]. La résolution est itérative afin de satisfaire les couplages entre débit traversant, écoulement dans la pièce, et échanges thermiques entre air et parois. Le domaine fluide de la pièce est décomposé en 30 cellules. L'écoulement entre deux cellules fluide adjacentes (p.ex. i et j) est régi par une relation du type Bernoulli : $Q_{v,ij} = \delta \cdot C_d \cdot A \cdot \sqrt{\delta \cdot \Delta p_{i,j}}$, où $\Delta p_{i,j} = (p_i - \rho_i g z_i) - (p_j - \rho_j g z_j)$, et $\delta = \pm 1$ tel que $\delta \cdot \Delta p_{i,j} = |\Delta p_{i,j}|$. Le coefficient C_d est phénoménologique. Le débit traversant est fixé d'après [7] par une relation légèrement différente de l'équation (4) faisant intervenir la température moyenne effective de l'air dans la pièce, T_{av} , laquelle obtenue d'après les températures calculées dans les 30 cellules :

$$Q_v = \sqrt{\frac{(T_{av} - T_o)}{T_o} \cdot \frac{g \cdot (z_B - z_A) A_B}{A_A^{-1} + A_B^{-1}}} \quad (6)$$

Le flux de chaleur échangé entre une paroi et une cellule fluide adjacente j est donné par $q_{wj} = h_{wj} A_{wj} (T_w - T_j)$. Un apport récent à ce modèle est la dépendance du coefficient d'échange h_{wj} au type de paroi : $h_w = 1,33 \cdot (|T_w - T_{av}| / H)^{1/4}$ pour les murs verticaux, par $h_w = 0,7 \cdot (|T_w - T_{av}| / L)^{1/4}$ pour le plafond, et par $h_w = 1,8 \cdot (|T_w - T_j|)^{1/3}$ pour le plancher.

3.5. Code MFN sous-résolu sans modèle de turbulence

La résolution des équations de Navier-Stokes est réalisée, soit avec Fluent[®] sur un maillage structuré régulier de 26 144 cellules de 25 mm, soit en utilisant un maillage adaptatif qui réduit le nombre de cellules à 3000 – 4000 [8], tout en maintenant des cellules de 5-7 mm près des parois. Le schéma est d'ordre deux en espace et d'ordre un en temps.

3.6. Code MFN sous-résolu avec modèle de turbulence SGS

Le schéma est d'ordre deux en espace comme en temps [9]. Le code utilise un maillage structuré co-localisé, non-régulier horizontalement et régulier verticalement, et de dimension 400×256 . La viscosité de sous-maille est donnée par un modèle dynamique. Le nombre de Reynolds local est de l'ordre de 75 et le pas de temps de calcul est de 19 ms.

3.7. Code MFN, grille fine (SND)

Deux réalisations, l'une avec Fluent[®] sur un maillage non-structuré non-régulier de 650 000 cellules avec un pas de temps de 0,2 s, l'autre avec un code laboratoire sur un maillage structuré non-régulier et co-localisé de dimension 1024×640 avec un pas de temps inférieur à 3 ms [9]. Le nombre de Reynolds local est de 19 ($\Delta T = 0,1$ K) ou 46 ($\Delta T = 0,5$ K) et le y^+ est de l'ordre de 1.

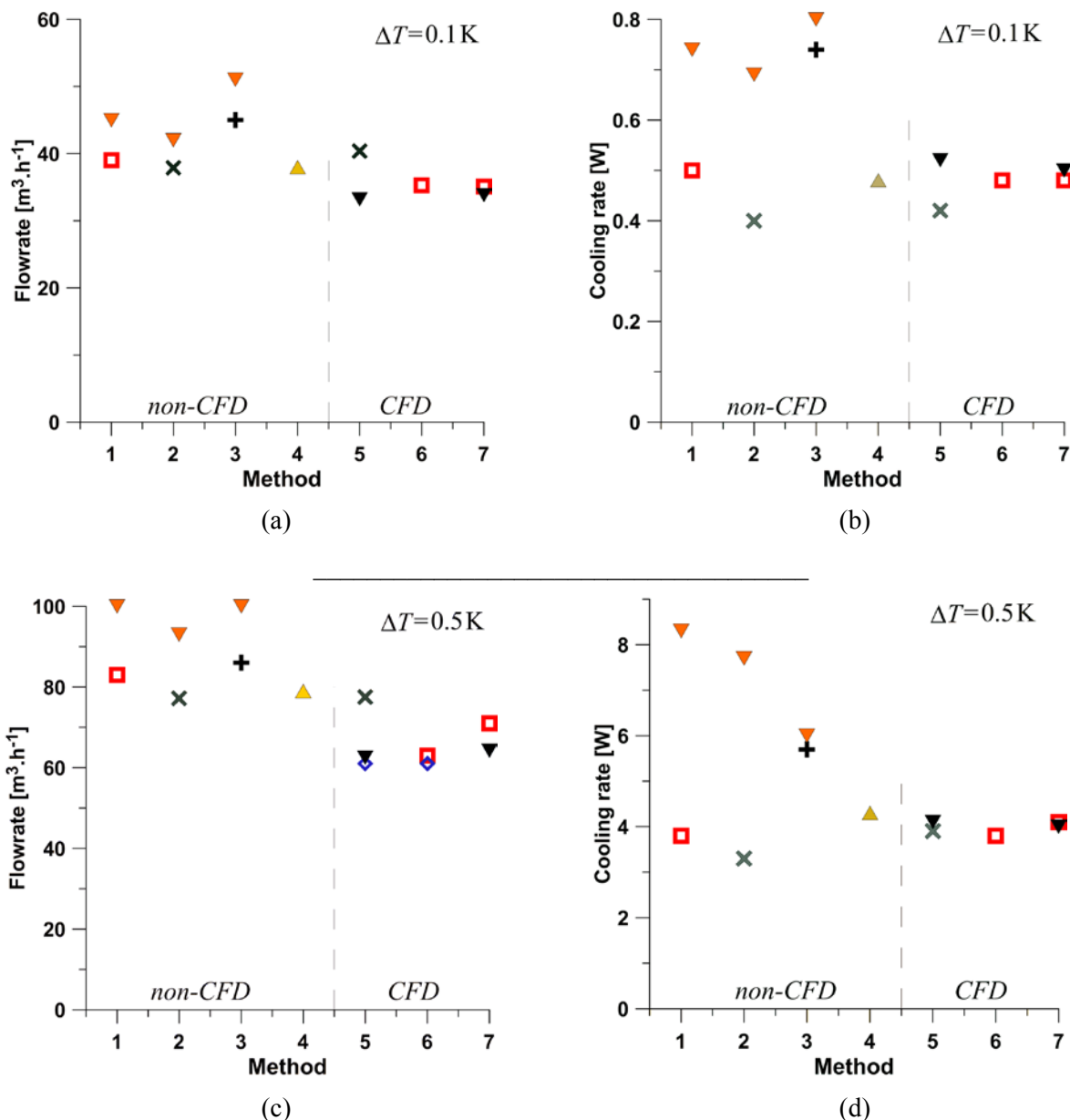


Figure 2: Comparaison des différentes méthodes en termes de grandeurs moyennes
 (a) Débit d'air avec $\Delta T=0,1\text{K}$; (b) Puissance de refroidissement avec $\Delta T=0,1\text{K}$;
 (c) Débit d'air avec $\Delta T=0,5\text{K}$; (d) Puissance de refroidissement avec $\Delta T=0,5\text{K}$.

4. Résultats et discussion

4.1. Débit traversant et puissance de refroidissement, valeurs moyennes

La Figure 2 montre les valeurs du débit traversant et de la puissance thermique emportée, pour les deux valeurs de l'écart de température ΔT , telles que calculées par les différents codes, non-MFN (de 1 à 4) et codes-MFN (de 5 à 7) avec prise de moyenne temporelle des valeurs instantanées. Pour le débit traversant -graphes a et c- toutes les valeurs se situent à $\pm 20\%$ au plus d'une valeur moyenne. Cet écart semble toutefois s'amplifier lorsque ΔT croît, avec une surestimation du débit par les méthodes non-MFN qui semble systématique. En tenant compte de ce que les différents coefficients phénoménologiques ont été établis pour bien reproduire des observations expérimentales où la température des murs n'était ni

constante, ni uniforme, l'accord entre toutes les méthodes est finalement assez satisfaisant pour ces faibles valeurs du ΔT . En revanche, pour la puissance thermique emportée, -graphes *b* et *d*- il peut y avoir un facteur 2 entre les valeurs non-MFN et les valeurs MFN. Cet écart important peut s'expliquer ainsi. Les méthodes 1, 2 et 3 supposent *a priori* 1°) que la température moyenne de l'air dans la pièce est $\bar{T} = T_o + 0,5 \cdot \Delta T$, 2°) que l'air sort de la pièce à cette même température. Les autres méthodes (zonale et MFN) ne posent pas d'hypothèse sur ces températures mais les calculent. Les valeurs calculées du rapport $(T - T_o) / \Delta T$ sont comprises entre 0,3 et 0,4, au lieu de 0,5. Les trois premières méthodes surestiment donc l'échauffement de l'air traversant de 20-30%. Les deux surestimations observées s'ajoutent et conduisent à l'erreur importante sur la puissance thermique.

4.2. Écoulement et température locale : champs moyens

Malgré quelques différences les champs calculés par les méthodes 5 et 7 (Figure 3) sont assez ressemblants. Tout d'abord, l'écoulement moyen est principalement rampant, le flux entrant se traduisant par un jet qui traverse la pièce et ne s'élève qu'en rencontrant le mur opposé. Seule une faible partie du débit monte le long du mur Est (à droite) pour alimenter une couche limite au plafond plutôt épaisse. Les diverses méthodes MFN s'accordent sur le retour vers le mur d'entrée d'une petite partie de l'écoulement légèrement au-dessus de la mi-hauteur de la pièce ; ce flux vient ensuite se coller à la couche limite du plafond avant de sortir. En dehors

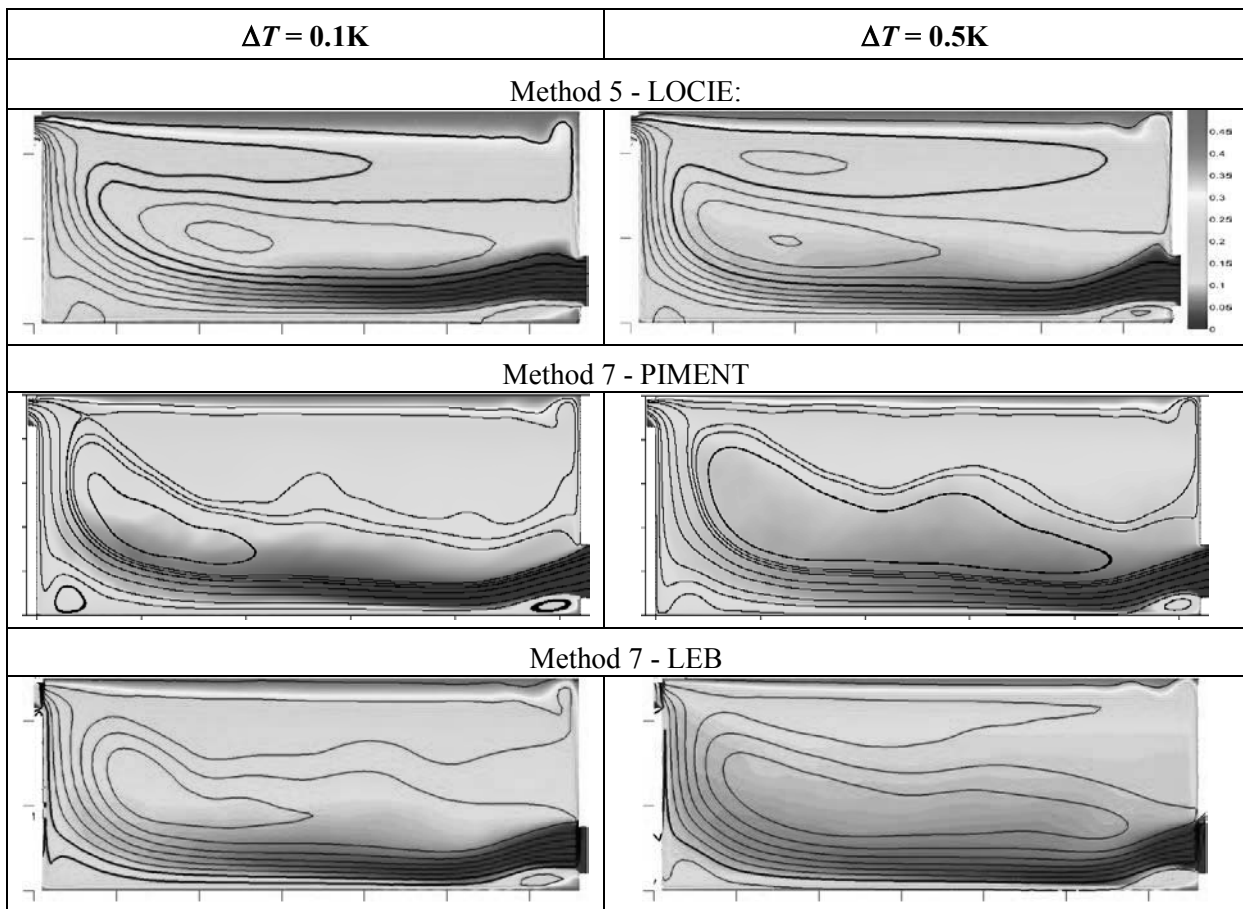


Figure 3: Champs moyens calculés par les méthodes 5 ou 7, lignes de courant et température, pour les deux valeurs de l'écart de température (0,1 K à gauche ; 0,5 K à droite).

de la couche limite type Rayleigh-Bénard au plancher, le champ moyen de température est quasiment stratifié, et il apparaît que la majeure partie de la pièce est occupée par de l'air dont la température est inférieure à la température médiane \bar{T} (représentée à la transition entre le jaune et le vert). De même la majorité du flux sortant est plus froid que \bar{T} . Les champs instantanés montrent en fait que cet écoulement moyen résulte d'une interaction entre le jet et les panaches de type Rayleigh-Bénard engendrés au plancher. Les panaches déstabilisent le jet, qui en retour les cisaille.

5. Conclusion

La confrontation entre méthodes non-MFN et méthodes MFN montre finalement que les premières évaluent assez correctement le débit traversant, avec semble-t-il une légère surévaluation. En revanche, comme les méthodes non-MFN attribuent *a priori* à la température moyenne de l'air dans la pièce et à la sortie la valeur médiane entre la température externe et celle des murs, ces méthodes surestiment franchement la puissance thermique emportée par le débit traversant.

Remerciements

Ce travail a été supporté financièrement par le *Programme Interdisciplinaire Énergie* du CNRS (projet *ADNBATI* #PE09-3.2.1-1), et par le programme ANR *Habitat Intelligent et Solaire Photovoltaïque* (projet *4C* #ANR-08-HABISOL-019). Les auteurs remercient aussi chaleureusement CENAERO et le CEA/LITEN/LEB pour leur aimable participation.

Références

- [1] G. Desrayaud, R. Bennacer, J.-P. Caltagirone, E. Chenier, A. Joulin, N. Laaroussi et K. Mojtabi, Etude numérique comparative des écoulements thermoconvectifs dans un canal vertical chauffé asymétriquement, *VIIIème Colloque Inter-Universitaire Franco-Québécois* (Montréal, Canada, 28-30 May, 2007), CIFQ2007/ART-2006-2014.
- [2] P. Le Quéré, On the computation of some external or partially enclosed natural convection flows, *19th International Symposium on Transport Phenomena* (Reykjavik, Iceland, 17-20 August, 2008)
- [3] *Code of practice for ventilation principles and designing for natural ventilation (BS5925:1991)*, British Standards Institution, London (1991).
- [4] Y. G. Li, A. Delsante et J. Symons, Prediction of natural ventilation in buildings with large openings, *Building and Environment*, 35-3 (2000), 191-206.
- [5] *2009 ASHRAE Handbook - Fundamentals (I-P Edition)*, ASHRAE, Atlanta (2009).
- [6] E. Wurtz, F. Haghghat, L. Mora, K. C. Mendonca, H. Zhao, C. Maalouf, P. Bourdoukan, An integrated zonal model to predict transient indoor humidity distribution *ASHRAE Transactions 2006, Vol 112, Pt 2 (Ashrae Transactions)* Amer Soc Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engs, Atlanta, pp 175-186 (2006)
- [7] B. Sesolis et A. Judet de la Combe, *Conception et dimensionnement des installations de ventilation des bâtiments et des ouvrages*, Pyc Editions, Paris (1992).
- [8] L. Stephan, *Modélisation de la ventilation naturelle pour l'optimisation du rafraîchissement passif de bâtiments*, Thèse Université de Savoie, Le Bourget-du-Lac (2010).
- [9] B. Brangeon, A. Bastide, P. Joubert et M. Pons, Numerical investigation of natural convection in a cavity using an open geometry, *12th International Conference on Indoor Air Quality and Climate (Indoor Air)* (Austin, Texas, June 5-10 2011), 6p.

Conditions aux limites de sortie et méthode de projection pour l'écoulement de Poiseuille-Bénard 2D.

Alexandre POUX^{1*}, Stéphane GLOCKNER¹, Mejd Azaiez¹

¹ Université de Bordeaux, IPB-ENSCBP, I2M UMR CNRS 5295

16, avenue Pey-Berland – 33607 Pessac Cedex

*(Auteur correspondant : alexandre.poux@enscbp.fr)

Résumé – Dans cet article, nous nous intéressons aux conditions limites de sortie pour l'écoulement de Poiseuille Bénard dans différents contextes numériques. Plus précisément, nous comparons dans un premier temps différentes versions de la condition limite d'Orlanski avec la méthode de Lagrangien augmenté. Ensuite, nous comparons différentes implémentations possibles de ce type de condition limite avec la méthode de la correction de pression. Nous effectuons ces comparaisons en nous intéressant à des coupes de l'écoulement à la limite.

Nomenclature

u	vitesse, $m.s^{-1}$	p	pression, Pa
T	température, K	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
t	temps, s	μ	viscosité dynamique, $Pa.s$
Cp	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
H	hauteur du domaine, m	λ	viscosité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
L	longueur du domaine, m	Ra	nombre de Rayleigh
Re	nombre de Reynolds		

1. Introduction

L'écoulement de Poiseuille-Bénard est un des écoulements avec transferts thermiques les plus étudiés. Il s'agit d'un écoulement de convection mixte avec des cellules thermoconvectives dans un canal théoriquement infini. Celui-ci est tronqué en considérant un écoulement de Poiseuille en entrée et une condition limite de sortie. C'est à la définition de cette condition limite que nous nous intéressons, en recherchant celle qui permet d'évacuer les cellules en perturbant le moins possible l'écoulement amont. Si elles sont mal choisies, cela peut conduire à de nombreux problèmes, comme des instabilités numériques, des réflexions, une aspiration ou un blocage de l'écoulement, etc.. Nous nous intéresserons ici à deux questions principales.

La première concerne le choix de cette condition limite. En effet, il existe de nombreux types de conditions limites de sortie [1, 2] valables dans différents contextes. Par exemple, la condition limite de traction, consistant à fixer les contraintes à la limite, est adaptée à des écoulements incompressibles et à bas nombre de Reynolds [3,4]. Une comparaison d'un certain nombre d'entre elles a été effectuée dans [5]. Il en ressort que les plus adaptées parmi celles testées sont les conditions limites d'Orlanski [6]. Elles sont adaptées à des écoulements à nombres de Reynolds modérés. Celles-ci prennent la forme d'une équation de transport sur les composantes de la vitesse et sur la température, à une certaine vitesse d'advection C , dans la direction normale à la limite. Nous nous proposons de comparer différentes définitions pour cette vitesse C que l'on trouve dans la littérature [7] sur cet écoulement.

La seconde difficulté importante que présente cet écoulement concerne son caractère incompressible et la résolution du couplage vitesse/pression. Pour cela, nous utiliserons deux

méthodes. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la méthode de Lagrangien augmenté [8]. Il s'agit d'une méthode exacte et itérative basée sur une technique d'optimisation. Ensuite, nous considérerons un schéma de correction de pression [9-13]. Cette méthode de projection découple la vitesse et la pression grâce à une décomposition de Hodge-Helmoltz. Cette méthode nécessite d'imposer une condition limite artificielle sur l'incrément de pression, celle-ci n'étant pas donnée par la physique. Il existe trois possibilités que nous nous proposons de comparer du point de vue physique en s'intéressant à leur effet sur l'écoulement en sortie de domaine.

2. Méthodes numériques

On considère un domaine rectangulaire 2D de longueur $L=1\text{m}$ et de hauteur $H=0,1\text{m}$. La température est fixée à $T_0=300\text{K}$ sur la paroi supérieure et à $300,1679597\text{K}$ sur la paroi inférieure. A gauche, est injecté de l'air à la température T_0 selon un profil de Poiseuille avec une vitesse moyenne de $1,57202 \times 10^{-3} \text{m.s}^{-1}$. Le nombre de Reynolds est de 10 et le nombre de Rayleigh est de 16×10^3 . L'écoulement se déstabilise rapidement pour former un écoulement périodique avec des cellules thermoconvectives comme illustré sur la figure 1.

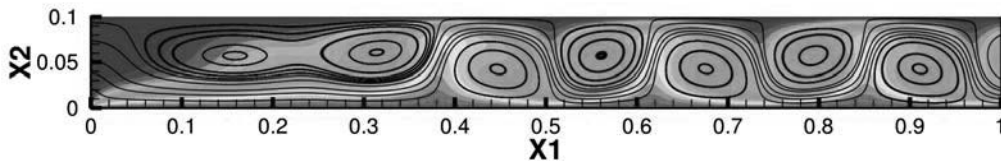


Figure 1 : champ de température et lignes de courant

Nous noterons \mathbf{n} la normale unitaire à la frontière $\Gamma = \partial\Omega$ dirigée vers l'extérieur et \mathbf{x} un point quelconque de Ω . La frontière Γ est partitionnée en trois parties : Γ_{in} , Γ_{wall} et Γ_{out} . Notre étude consiste, pour un intervalle de temps donné $[0, t^*]$, à calculer les champs de vitesse $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$, de pression $p(\mathbf{x}, t)$ et de température $T(\mathbf{x}, t)$ vérifiant :

$$\rho_0 C_p (\partial_t T + \mathbf{u} \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (1)$$

$$\rho_0 (\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) - \mu \Delta \mathbf{u} + \nabla p = \rho \mathbf{g} \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (2)$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (4)$$

$$C.L.(\mathbf{u}, T) \quad \text{sur } \Gamma \times [0, t^*] \quad (5)$$

En utilisant l'approximation de Boussinesq, nous considérons que la masse volumique est constante en temps et en espace, sauf dans le terme de gravité. Enfin, la condition limite \mathbf{u}_{in} est un profil de Poiseuille. Ce système possède trois difficultés particulièrement importantes. La première est liée à la non-linéarité du terme d'inertie. Ici, nous nous contenterons de linéariser ce terme, en l'écrivant $(\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^{n+1}$. La seconde difficulté réside dans le couplage vitesse-pression. Pour cela, nous utiliserons la méthode de Lagrangien augmenté et la méthode de correction de pression que nous introduirons par la suite. La dernière réside dans le choix de la condition limite C.L.(\mathbf{u}, T).

2.1 Conditions aux limites

La condition limite non-réfléctive qui nous intéresse a été proposée par Orlanski [6]. Elle consiste à transporter la température, la vitesse horizontale et la vitesse verticale à une certaine vitesse d'advection dans la direction normale à la limite. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$\partial_t \psi + C \partial_{x_1} \psi = 0 \quad (6)$$

où ψ est une variable transportée (température, vitesse horizontale, vitesse verticale) et C une vitesse d'advection horizontale à déterminer. Il existe plusieurs choix pour déterminer celle-ci. Le premier consiste à prendre une vitesse constante et égale à la vitesse moyenne débitante. Une seconde possibilité, utilisée par Braza [14, 15] et Bergman [16], consiste à identifier la vitesse d'advection et la vitesse normale instantanée. Un troisième choix correspondant à la proposition initiale d'Orlanski [6] consiste à calculer une vitesse d'advection locale dans la direction normale en écrivant :

$$C^{n+1} = -\frac{\Psi^n - \Psi^{n-1}}{\Delta t \partial_{x_1} \Psi^n} \quad (7)$$

Il est aussi nécessaire de satisfaire la condition suivante :

$$0 \leq C \leq \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (8)$$

Les différentes vitesses d'advection et les relations permettant de les calculer sont résumées dans le tableau 1. Les vitesses d'advection sont toutes calculées une maille en amont et de manière explicite.

Constante	$C = \frac{Q}{H}$
Instantanée	$C = u_{x_1}$
Locale	$C^{n+1} = -\frac{\Psi^n - \Psi^{n-1}}{\Delta t \partial_{x_1} \Psi^n}$

Table 1: Les différentes vitesses d'advection

Il existe deux manières d'implémenter la condition limite. La première consiste à discrétiser l'équation (6). La seconde manière consiste à remarquer que si $C\Delta t$ est petit, un développement limité à l'ordre 1 de $\psi(t^{n+1} - \Delta t, x_1 - C\Delta t, x_2)$ donne :

$$\psi(t^{n+1}, x_1, x_2) - \psi(t^{n+1} - \Delta t, x_1 - C\Delta t, x_2) = \Delta t (\partial_t \psi + C \partial_{x_1} \psi) \quad (9)$$

La condition limite annulant le second membre de cette équation, on obtient une condition de Dirichlet en interpolant la valeur de $\psi(t^n, x_1 - C\Delta t, x_2)$ dans l'écoulement lors du pas de temps précédent.

$$\psi(t^{n+1}, x_1, x_2) = \psi(t^n, x_1 - C\Delta t, x_2) \quad (10)$$

Il est important de noter qu'à l'exception du cas avec une vitesse d'advection constante égale à la vitesse moyenne débitante, la condition limite n'est pas compatible avec la contrainte d'incompressibilité. Afin de conserver le débit, il est donc nécessaire de corriger *a posteriori* la vitesse ou la condition limite dans le cas d'une condition limite de type Dirichlet sur Ψ (Équation 10).

2.2 Schémas pour la résolution de Navier-Stokes

La vitesse et la température sont découplées en explicitant la masse volumique dans Navier-Stokes. Cela permet de résoudre Navier-Stokes dans une étape préliminaire, puis de résoudre l'équation de l'énergie avec la solution obtenue. La contrainte d'incompressibilité nécessite un travail particulier pour Navier-Stokes.

2.2.1 Lagrangien augmenté

Cette méthode consiste à considérer la pression comme un multiplicateur de Lagrange et à minimiser la contrainte d'incompressibilité par un processus itératif : la méthode d'Uzawa.

Cela donne le schéma suivant :

$$\rho_0 \left(\frac{\mathbf{u}^{k+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + (\mathbf{u}^k \cdot \nabla) \mathbf{u}^{k+1} \right) - \mu \Delta \mathbf{u}^{k+1} + \nabla p^k - dr \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{k+1}) = \rho^k \mathbf{g} \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (11)$$

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{u}_{in} \quad \text{sur } \Gamma_{in} \times [0, t^*] \quad (12)$$

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{wall} \times [0, t^*] \quad (13)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{k+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + C \partial_{x_1} \mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{out} \times [0, t^*] \quad (14)$$

$$p^{k+1} = p^k - dp \cdot \mathbf{u}^{k+1} \quad \text{dans } \Omega \times [0, t^*] \quad (15)$$

La solution du problème (11)-(15) est obtenue à convergence de ce processus, c'est à dire que lorsque $\nabla \cdot \mathbf{u}^{k+1} < \varepsilon$ on a $\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^{k+1}$ et $p^{n+1} = p^{k+1}$. Ce schéma présente l'avantage de ne pas nécessiter de travail particulier pour implémenter la condition limite sur la pression puisque celle-ci est obtenue explicitement par (15), mais il est nécessaire de corriger la vitesse à la limite afin de conserver le débit à chaque itération.

2.2.2 Correction de pression

Le schéma de correction de pression [9-13] consiste à décomposer les équations (1)-(5) en deux sous-problèmes. Le premier est un problème de prédiction-diffusion qui calcule une prédiction du champ de vitesse qui contient toute la physique de l'écoulement sans tenir compte de la contrainte d'incompressibilité (en explicitant la pression) : *chercher $\mathbf{u}^{n+1/2}$ tel que :*

$$\rho_0 \frac{\mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \rho_0 (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^{n+1/2} - \mu \Delta \mathbf{u}^{n+1/2} + \nabla p^n = \rho^n \mathbf{g} \quad \text{dans } \Omega \quad (16)$$

$$\mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{u}_{in} \quad \text{sur } \Gamma_{in} \times [0, t^*] \quad (17)$$

$$\mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{wall} \times [0, t^*] \quad (18)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + C \partial_{x_1} \mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{out} \times [0, t^*] \quad (19)$$

La deuxième étape est issue d'une décomposition de Hodge-Helmoltz de la vitesse prédite. En effet, cette décomposition stipule que dans les espaces adéquats, un champ vectoriel quelconque se décompose de manière unique en la somme d'un champ à divergence nul et d'un gradient. Le champ à divergence nulle est donc identifié à la vitesse et le gradient comme étant celui de la pression. On a donc : *chercher $(\mathbf{u}^{n+1}, \varphi^{n+1})$ tels que :*

$$\frac{\rho_0}{\Delta t} (\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^{n+1/2}) + \nabla \varphi^{n+1} = \mathbf{0} \quad \text{dans } \Omega, \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad \text{dans } \Omega, \quad (21)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u}_{in} \cdot \mathbf{n} \quad \text{sur } \Gamma_{in} \times [0, t^*] \quad (22)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{wall} \times [0, t^*] \quad (23)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + C \partial_{x_1} \mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{0} \quad \text{sur } \Gamma_{out} \times [0, t^*] \quad (24)$$

Où φ est défini par :

$$\varphi^{n+1} = p^{n+1} - p^n + \mu \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1/2} \quad (25)$$

La deuxième étape, telle qu'elle est écrite dans (20)-(24), contient toujours le couplage vitesse-pression, mais cette fois, nous pouvons la réécrire sous la forme équivalente d'une

équation de Poisson sur φ^{n+1} obtenue en appliquant l'opérateur divergence sur l'équation (20) : chercher (φ^{n+1}) tel que :

$$\frac{\Delta t}{\rho_0} \Delta \varphi^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1/2} \quad \text{dans } \Omega, \tag{26}$$

$$C.L.(\varphi^{n+1}) \quad \text{sur } \Gamma \tag{27}$$

La vitesse et la pression sont donc mises à jour avec les relations (20) et (25). Cette nouvelle forme de l'étape de correction met en évidence une difficulté supplémentaire par rapport au Lagrangien augmenté : la nécessité de définir une condition limite $C.L.(\varphi^{n+1})$ sur la pression qui n'est pas donnée par la physique. Cette condition limite est une source importante des erreurs de splitting. Néanmoins, cette méthode se révèle souvent comme étant moins coûteuse que le Lagrangien augmenté. Il existe différentes possibilités pour cette condition limite.

- Une première solution est directement donnée par le théorème de Hodge-Helmoltz et consiste en une condition de Dirichlet homogène.
- Une seconde solution consiste à considérer le transport comme une équation de Dirichlet pour la vitesse (équation 10), ce qui induit une condition de Neumann homogène pour l'incrément de pression.
- Une dernière solution proposée par Braza [14, 15] et Bergmann [16] consiste à considérer les conditions limites suivantes pour $u^{n+1/2}$ et u^{n+1} :

$$\frac{u_{x_1}^{n+1/2} - u_{x_1}^n}{\Delta t} + C \partial_{x_1} u_{x_1}^{n+1/2} = 0 \tag{28}$$

$$\frac{u_{x_1}^{n+1} - u_{x_1}^n}{\Delta t} + C \partial_{x_1} u_{x_1}^{n+1} = 0 \tag{29}$$

En prenant (29)-(28) :

$$\frac{u_{x_1}^{n+1} - u_{x_1}^{n+1/2}}{\Delta t} + C \partial_{x_1} (u_{x_1}^{n+1} - u_{x_1}^{n+1/2}) = 0 \tag{30}$$

En combinant cette équation avec la décomposition de Hodge Helmoltz (20) prolongée à la limite, on aboutit rapidement à :

$$\frac{1}{\rho_0} \partial_{x_1} \varphi^{n+1} + C \partial_{x_1} \left(\frac{\Delta t}{\rho_0} \partial_{x_1} \varphi^{n+1} \right) = 0 \tag{31}$$

Enfin, en s'assurant que C est strictement positif, cela peut se réécrire sous une forme plus simple à implémenter en la soustrayant de (26) :

$$(32)$$

Toutes ces conditions limites sont récapitulées dans le tableau 2

Dirichlet	$\varphi = 0$
Neumann	$\partial_n \varphi = 0$
Projection	$\partial_{x_2} \left(\frac{\Delta t}{\rho_0} \partial_{x_2} \varphi^{n+1} \right) - \frac{1}{\rho_0 C} \partial_{x_1} \varphi^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1/2}$

Tableau 2: Différentes conditions limites sur la pression

3 Résultats et comparaison

Nous utilisons une discrétisation spatiale de type volumes finis. Pour éviter les modes parasites sur la pression, le maillage considéré est de type Marker and Cell [17] avec la pression dans les coins des cellules et la vitesse au centre des faces. Il contient 320x64 mailles. Les résultats seront comparés à une solution de référence obtenue à la même abscisse mais avec un domaine deux fois plus long. La solution étant périodique, nous nous intéresserons au moment où le rotationnel de la vitesse change de signe en $(x_1; x_2) = (0,9; 0,05)$.

La première chose que l'on constate est qu'utiliser une vitesse instantanée se révèle ici trop instable et ne donne aucun résultats. La seconde chose que l'on peut regarder concerne les solutions obtenues avec la méthode de Lagrangien augmenté. En faisant une coupe de l'écoulement en $x = 1,0m$ (Figure 2), on constate que toutes les méthodes donnent des résultats très proches. On remarquera que la vitesse d'advection constante (égale à la vitesse débitante) est celle qui donne de meilleurs résultats. Enfin, on peut constater sur la figure 3 que transporter l'écoulement à la limite (condition de Dirichlet) donne de meilleurs résultats que lorsque l'équation de transport est discrétisée.

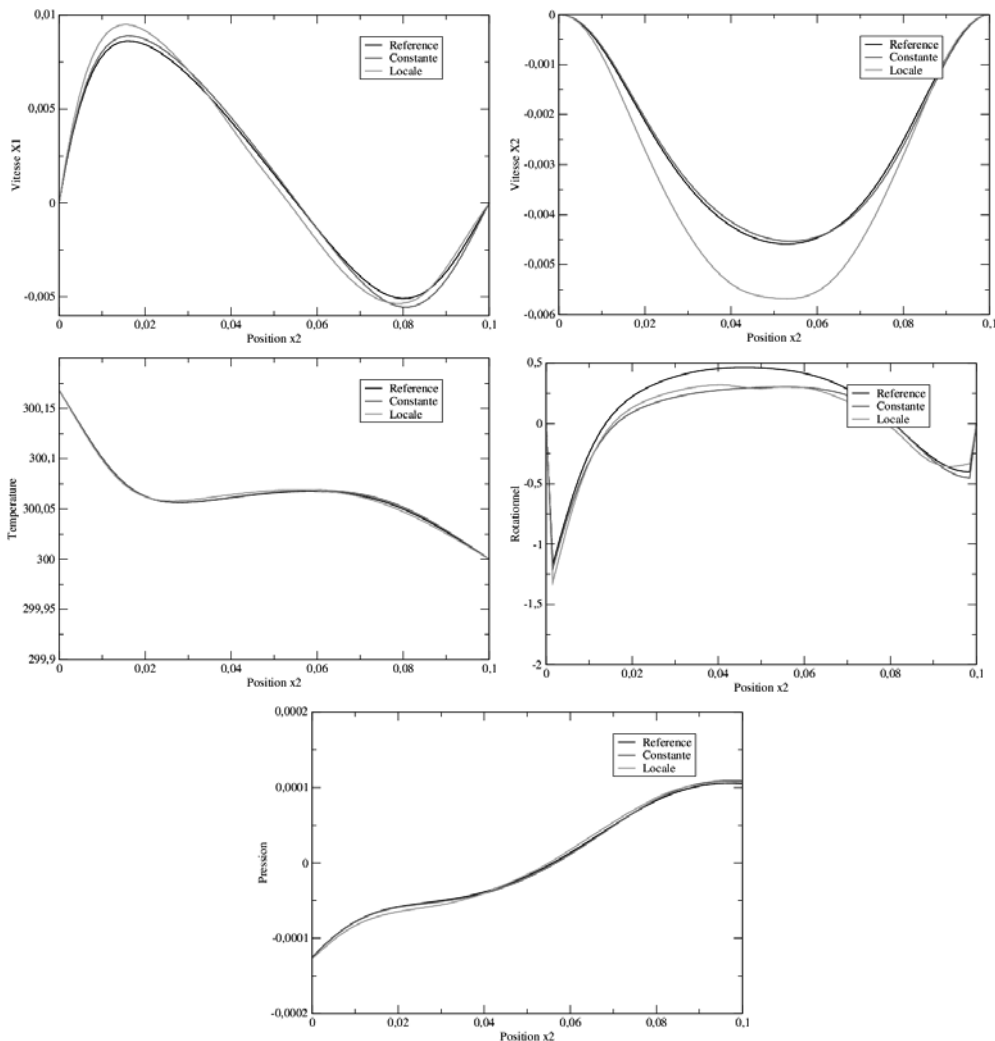


Figure 2: Coupes des différentes variables de l'écoulement en $x = 1,0m$ avec une implémentation de type transport avec les différentes vitesses d'advection

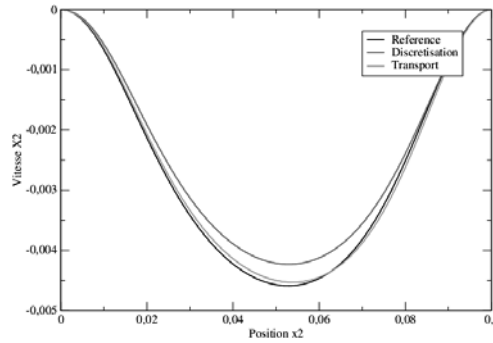


Figure 3: Coupes de la vitesse verticale en $x = 1,0m$ avec la vitesse d'advection constante pour les différentes implémentations.

On peut ensuite s'intéresser à la correction de pression et aux différentes implémentations possible de la condition limite sur l'incrément de pression. Toujours en faisant une coupe de l'écoulement en $x = 1,0m$ (Figure 3), on constate qu'imposer un incrément de pression nul à la limite donne les résultats les moins bons, tandis que les deux autres méthodes donnent des résultats très proches avec un léger avantage pour celle où l'on prolonge la projection.

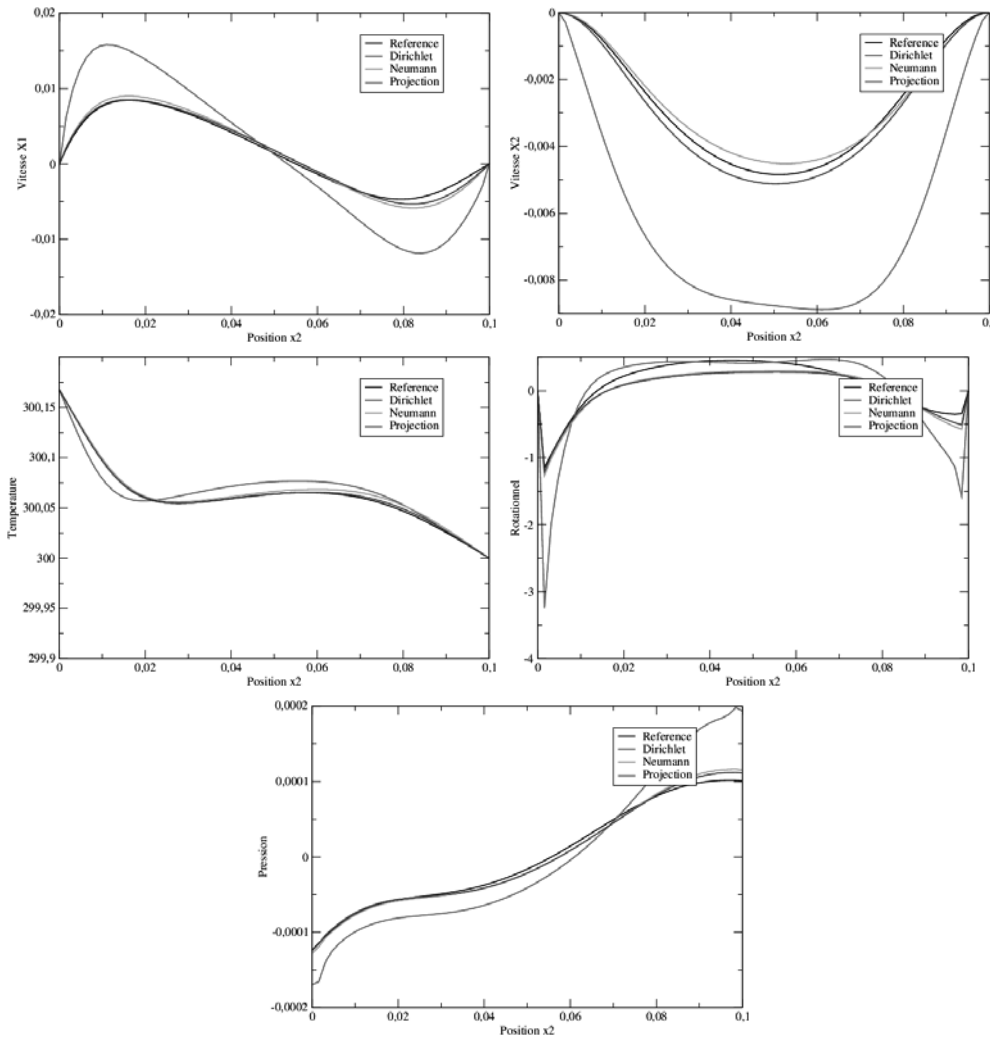


Figure 4: Coupes des différentes variables de l'écoulement en $x = 1,0m$ avec une implémentation de type transport et une vitesse d'advection constante pour les différentes implémentations de la condition limite sur la pression.

4 Références

- [1] S. Tsynkov. Numerical solution of problems on unbounded domains. A review. *Applied Numerical Mathematics*, **27** (1998) 465–532.
- [2] R. L. Sani et P. M. Gresho. Résumé and remarks on the open boundary condition minisymposium. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **18** (1994) 983–1008.
- [3] J. Liu. Open and traction boundary conditions for the incompressible Navier–Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, **228** (2009) 7250–7267.
- [4] A. Poux, S. Glockner, et M. Azaïez. Improvements on open and traction boundary conditions for Navier-Stokes time-splitting methods. *Journal of Computational Physics*, **230**(2011) 4011-4027.
- [5] X. Nicolas, P. Traore, A. Mojtabi, et J. P. Caltagirone. Augmented Lagrangian method and open boundary conditions in 2D simulation of Poiseuille–Bénard channel flow. *International journal for numerical methods in fluids*, **25**(1997) 265–283.
- [6] I. Orlanski. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *Journal of Computational Physics*, **21** (1976) 251–269.
- [7] T. Yoshida and T. Watanabe. Sommerfeld radiation condition for incompressible viscous flows. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics* (2010).
- [8] M. Fortin et R. Glowinski. *Méthodes de Lagrangien Augmenté - applications à la résolution numérique de problèmes aux limites*. (1982).
- [9] A. J. Chorin. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Mathematics of Computation*, **22** (1968) 745–762.
- [10] K. Goda., A multistep technique with implicit difference schemes for calculating two or three-dimensional cavity flows. *Journal of Computational Physics*, **30** (1979) 76-95.
- [11] R. Témam. Navier Stokes Equations: Theory and Numerical Analysis. *North-Holland Pub. Co., Amsterdam*, (1984).
- [12] L. J. P. Timmermans, P. D. Mineev, et F. N. Van De Voss. An approximate projection scheme for incompressible flow using spectral elements. *International, Journal for Numerical Methods in Fluids*, **22** (1996) 673–688.
- [13] H. Persillon et M. Braza. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier–Stokes simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, **365** (1998) 23–88.
- [14] G. Jin et M. Braza. A Nonreflecting Outlet Boundary Condition for Incompressible Unsteady Navier-Stokes Calculations. *Journal of Computational Physics*, **107** (1993) 239–253.
- [15] M. Bergmann. Optimisation aérodynamique par réduction de modèle POD et contrôle optimal. Application au sillage laminaire d'un cylindre circulaire. Thèse de Doctorat, *Institut National Polytechnique de Lorraine* (2004).
- [16] F. H. Harlow et J. E. Welch. Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface. *Physics of Fluids*, **8**(1965) 2182–2189.

Simulation et analyse de distorsion rapide pour une turbulence homogène compressible cisailée

Mohamed RIAHI^{1*}, Taieb LILI²

^{1, 2}Faculté des Sciences de Tunis, Département de Physique, Laboratoire de Mécanique des Fluides, Campus Universitaire, 2092 Manar II, Tunis, Tunisie

* (auteur correspondant : Mohamed.Riahi@fst.rnu.tn)

Résumé - Ce travail contribue à l'utilisation de la théorie de distorsion rapide (RDT) pour l'étude d'un écoulement turbulent homogène compressible cisailé. Nous avons mis au point un code de calcul permettant de résoudre les équations d'évolution des spectres de corrélations doubles. Dans le domaine de validité de la RDT, nous avons analysé les effets de la compressibilité sur un ensemble de résultats systématiques obtenus par ce code concernant notamment la pression. Cette analyse est effectuée pour différentes valeurs du nombre de Mach de gradient initial M_{g0} décrivant différents régimes de l'écoulement.

Nomenclature

$M_{g0} = M_{t0} S \frac{q_0^2}{\varepsilon_0}$	nombre de Mach de gradient initial	$R_{\varepsilon t0} = \frac{q_0^4}{\nu \varepsilon_0}$	nombre de Reynolds turbulent initial
$M_{t0} = \frac{\sqrt{q_0^2}}{a}$	nombre de Mach turbulent initial	ε_0	taux de dissipation initial de l'énergie cinétique turbulente
$\frac{q_0^2}{2}$	énergie cinétique turbulente initiale	ν	viscosité cinématique
a	célérité du son	$\bar{\rho}$	densité moyenne
S	taux de cisaillement	γ	rapport des chaleurs spécifiques

1. Introduction

Ce travail a pour objet l'utilisation de techniques de simulations numériques élaborées devant conduire à la constitution d'un ensemble de données suffisamment précises et complètes pour orienter les démarches de modélisation de la turbulence. Ainsi, nous nous intéressons à la simulation numérique d'une turbulence homogène compressible cisailée en utilisant la technique RDT appliquée à ce cas compliqué. Cette technique consiste à prédire, sous certaines hypothèses, l'évolution d'un écoulement turbulent soumis à des déformations particulières, moyennant l'hypothèse de base que le transfert inertiel non linéaire vers les petites échelles est négligeable comparé aux autres termes présents dans les équations de Navier-Stokes, ce qui est le cas dans la limite de déformation très rapide où le terme d'interaction de la turbulence avec le champ moyen est dominant dans les équations. Dans ce cas l'échelle de temps caractéristique de la déformation moyenne est court comparé au temps de retournement de la turbulence. Négliger les termes d'interactions non linéaires revient à négliger la cascade d'énergie cinétique turbulente vers les petites échelles. En l'absence de cette cascade d'énergie, le terme de dissipation moléculaire devient faible comparé aux autres termes induisant le champ moyen, et est souvent omis dans les équations généralisées de la théorie de distorsion rapide. Nous avons mis au point, à cet effet, un code de calcul

permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles, pour le cas d'un cisaillement pur plan et permettant de résoudre les équations d'évolution des spectres de corrélations doubles (Riahi et al. [1]). L'étude des effets de la compressibilité sur la structure de la turbulence homogène cisillée est importante pour l'analyse des différents mécanismes physiques caractéristiques de la turbulence. Dans le domaine de validité de la RDT, en particulier pour des faibles valeurs du temps adimensionnel St où S est le taux de cisaillement relatif à l'écoulement, nous avons analysé les effets de la compressibilité sur un ensemble de résultats systématiques obtenus par ce code concernant notamment la pression. Ainsi, la compréhension physique des effets de la compressibilité sur la turbulence permet de mieux prédire les écoulements turbulents compressibles et d'améliorer les modèles de turbulence existants. La décomposition de la pression en parties solénoïdale et dilatationnelle permet d'étudier l'évolution de la variance de la pression, les variances de pression solénoïdale et dilatationnelle ainsi que les corrélations croisées de pression. Cette étude est effectuée pour différentes valeurs du nombre de Mach de gradient initial M_{g0} . Ce nombre, introduit par Sarkar [2], permet de décrire différents régimes de l'écoulement; le régime incompressible (ou solénoïdal) correspondant à des valeurs très faibles de M_{g0} ; le régime intermédiaire qui apparaît pour des valeurs modérées de M_{g0} et le régime compressible (ou dilatationnel) atteint pour des valeurs élevées de M_{g0} (Riahi et al. [3]).

2. Equations de la distorsion rapide d'une turbulence homogène compressible

Les équations linéarisées de continuité, de quantité de mouvement et d'entropie gouvernant le champ fluctuant s'écrivent sous la forme :

$$\left(\frac{\dot{p}}{\gamma P} \right) = -u_{i,i} \quad (1)$$

$$\dot{u}_i + u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}, \quad (2)$$

$$\dot{s} = 0. \quad (3)$$

Dans le repère de Craya-Herring (Cambon et al. [4]), la transformation de Fourier de la fluctuation de vitesse s'écrit :

$$\hat{u}_i(\vec{k}, t) = \hat{\phi}^1(\vec{k}, t) e_i^1(\vec{k}) + \hat{\phi}^2(\vec{k}, t) e_i^2(\vec{k}) + \hat{\phi}^3(\vec{k}, t) e_i^3(\vec{k}) \quad (4)$$

$\hat{\phi}^1(\vec{k}, t)$ et $\hat{\phi}^2(\vec{k}, t)$ sont les modes solénoïdaux et $\hat{\phi}^3(\vec{k}, t)$ est le mode dilatationnel, $(\bar{e}^1(\vec{k}), \bar{e}^2(\vec{k}), \bar{e}^3(\vec{k}))$ constitue un repère orthonormé lié au vecteur d'onde \vec{k} défini comme suit :

$$\bar{e}^1(\vec{k}) = \frac{\vec{k} \wedge \vec{n}}{\|\vec{k} \wedge \vec{n}\|}, \quad \bar{e}^2(\vec{k}) = \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|} \wedge \bar{e}^1(\vec{k}) \quad \text{et} \quad \bar{e}^3(\vec{k}) = \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|}$$

En séparant les contributions solénoïdale et dilatationnelle, nous introduisons le spectre des corrélations doubles :

$$\Phi_{ij}(\vec{k}, t) = \frac{1}{2} \left[\hat{\phi}^{i*}(\vec{k}, t) \hat{\phi}^j(\vec{k}, t) + \hat{\phi}^i(\vec{k}, t) \hat{\phi}^{j*}(\vec{k}, t) \right] \quad i, j = 1..4 \quad (5)$$

Le terme $\hat{\phi}^4$ relatif à la pression s'écrit sous la forme suivante :

$$\hat{\phi}^4(\vec{k}, t) = I \frac{\hat{p}}{\bar{\rho} a} \quad (I^2 = -1). \quad (6)$$

$\bar{\rho}$ est la densité de masse volumique moyenne.

Nous écrivons ainsi les équations d'évolution des spectres de corrélations doubles :

$$\frac{d\Phi_{11}}{dt} = -2\nu k^2 \Phi_{11} - 2 \frac{Sk_3}{k} \Phi_{12} + 2 \frac{Sk_2 k_3}{kk'} \Phi_{13} \quad (7)$$

$$\frac{d\Phi_{12}}{dt} = (-2\nu k^2 + \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{12} - \frac{Sk_3}{k} \Phi_{22} + \frac{Sk_2 k_3}{kk'} \Phi_{23} - \frac{Sk_1}{k'} \Phi_{13} \quad (8)$$

$$\frac{d\Phi_{13}}{dt} = 2 \frac{Sk_1 k'}{k^2} \Phi_{12} - (\frac{7}{3} \nu k^2 + \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{13} - ak \Phi_{14} - \frac{Sk_3}{k} \Phi_{23} + \frac{Sk_2 k_3}{kk'} \Phi_{33} \quad (9)$$

$$\frac{d\Phi_{14}}{dt} = ak \Phi_{13} - \nu k^2 \Phi_{14} - \frac{Sk_3}{k} \Phi_{24} + \frac{Sk_2 k_3}{kk'} \Phi_{34} \quad (10)$$

$$\frac{d\Phi_{22}}{dt} = (-2\nu k^2 + 2 \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{22} - 2 \frac{Sk_1}{k'} \Phi_{23} \quad (11)$$

$$\frac{d\Phi_{23}}{dt} = 2 \frac{Sk_1 k'}{k^2} \Phi_{22} - \frac{7}{3} \nu k^2 \Phi_{23} - ak \Phi_{24} - \frac{Sk_1}{k'} \Phi_{33} \quad (12)$$

$$\frac{d\Phi_{24}}{dt} = ak \Phi_{23} + (-\nu k^2 + \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{24} - \frac{Sk_1}{k'} \Phi_{34} \quad (13)$$

$$\frac{d\Phi_{33}}{dt} = 4 \frac{Sk_1 k'}{k^2} \Phi_{23} - 2(\frac{4}{3} \nu k^2 + \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{33} - 2ak \Phi_{34} \quad (14)$$

$$\frac{d\Phi_{34}}{dt} = 2 \frac{Sk_1 k'}{k^2} \Phi_{24} + ak \Phi_{33} - (\frac{4}{3} \nu k^2 + \frac{Sk_1 k_2}{k^2}) \Phi_{34} - ak \Phi_{44} \quad (15)$$

$$\frac{d\Phi_{44}}{dt} = 2ak \Phi_{34} \quad (16)$$

S est le taux de cisaillement défini comme suit :

$$S = \frac{d\bar{U}_1}{dx_2} = \text{constante et } k' = \sqrt{k_1^2 + k_3^2}.$$

k_1 , k_2 et k_3 sont les composantes du vecteur d'onde \vec{k} suivant les trois axes du repère du Craya-Herring.

De la même façon que pour la vitesse, la décomposition du champ de pression en parties solénoïdale et dilatationnelle permet de mieux comprendre les effets de la compressibilité.

On écrit alors :

$$\frac{\hat{p}}{\bar{\rho}} = \frac{\hat{p}^s}{\bar{\rho}} + \frac{\hat{p}^d}{\bar{\rho}} \quad (17)$$

$\frac{\hat{p}^s}{\bar{\rho}}$ étant la solution de l'équation de Poisson pour une turbulence purement solénoïdale.

L'intégration numérique de ces équations ((7)-(16)) est effectuée selon un schéma simple, précis au second ordre: $f(t+\Delta t) = f(t) + \Delta t f'(t) + \Delta t^2 f''(t)/2$ où les dérivées $f'(t)$ et $f''(t)$ sont exprimées de manière exacte à partir des équations d'évolution de ces corrélations doubles (Riahi et al. [1]).

3. Ecriture spectrale des corrélations doubles

Afin d'analyser quelques résultats systématiques obtenus par le code de distorsion rapide, il est utile d'exprimer les différentes corrélations doubles qui seront par la suite intégrées sur tout l'espace spectral. Les variances respectives de la pression issue de la relation (6), de la pression solénoïdale et de la pression dilatationnelle ont la forme suivante :

$$\left(\frac{\hat{p}}{\bar{\rho}} \right)^2 (\vec{k}, t) = a^2 \Phi_{44}(\vec{k}, t) \quad (18)$$

$$\left(\frac{\hat{p}^s}{\bar{\rho}}\right)^2(\vec{k}, t) = \frac{4S^2 k_1^2 k'^2}{k^6} \Phi_{22}(\vec{k}, t), \quad (19)$$

$$\left(\frac{\hat{p}^d}{\bar{\rho}}\right)^2(\vec{k}, t) = a^2 \Phi_{44}(\vec{k}, t) - \frac{2aSk_1 k'}{k^3} \Phi_{42}(\vec{k}, t) - \frac{2aSk_1 k'}{k^3} \Phi_{24}(\vec{k}, t) + \frac{4S^2 k_1^2 k'^2}{k^6} \Phi_{22}(\vec{k}, t), \quad (20)$$

et les corrélations croisées de pression s'écrivent :

$$\left(\frac{\hat{p}^s \hat{p}^d}{\bar{\rho}^2}\right)(\vec{k}, t) = \frac{2aSk_1 k'}{k^3} \Phi_{24}(\vec{k}, t) - \frac{4S^2 k_1^2 k'^2}{k^6} \Phi_{22}(\vec{k}, t). \quad (21)$$

4. Les paramètres initiaux

Pour étudier les effets de la compressibilité sur les évolutions temporelles des variances de pression totale $\overline{p^2}$, solénoïdale $\overline{p^{s^2}}$ et dilatationnelle $\overline{p^{d^2}}$ ainsi que sur la corrélation pression solénoïdale-pression dilatationnelle $\overline{p^s p^d}$, nous avons traité trois cas (A, B et C) correspondant à différentes valeurs du nombre de Mach de gradient initial M_{g0} décrivant les différents régimes de l'écoulement. Cette analyse est effectuée dans le domaine de la validité de la RDT ; en particulier pour St petit. Les valeurs initiales des paramètres sans dimension qui décrivent la turbulence sont résumées dans le tableau 1.

Cas	M_{t0}	M_{g0}	Re_{t0}
A	0.25	2.7	296
B	0.25	12	296
C	0.25	66.7	296

Tableau 1 : Valeurs des paramètres initiaux

Dans ces trois cas traités, nous avons le même champ turbulent initial que celui utilisé par Simone [5,6] : $E(K, t_0) = K^4 \exp(-2 \frac{K^2}{\kappa_{pic}^2})$, où K est le nombre d'onde initial et κ_{pic} la position du pic du spectre.

5. Résultats et discussion

La figure 1 montre que la variance de la pression totale $\overline{p^2}$ reste faible comparée aux variances de pression solénoïdale $\overline{p^{s^2}}$ et dilatationnelle $\overline{p^{d^2}}$ représentées sur les figures 2.a-b, qui ont des valeurs pratiquement nulles en régime incompressible ($M_{g0}=2.7$) et relativement faibles dans le régime intermédiaire ($M_{g0}=12$). Par contre, ces valeurs deviennent importantes dans le régime compressible ($M_{g0}=66.7$).

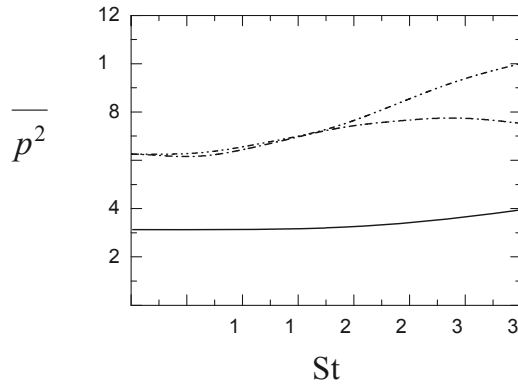


Figure 1 : Evolution de la variance de la pression totale.
 : $M_{g0} = 2.7$; - · - · : $M_{g0} = 12$; — : $M_{g0} = 66.7$.

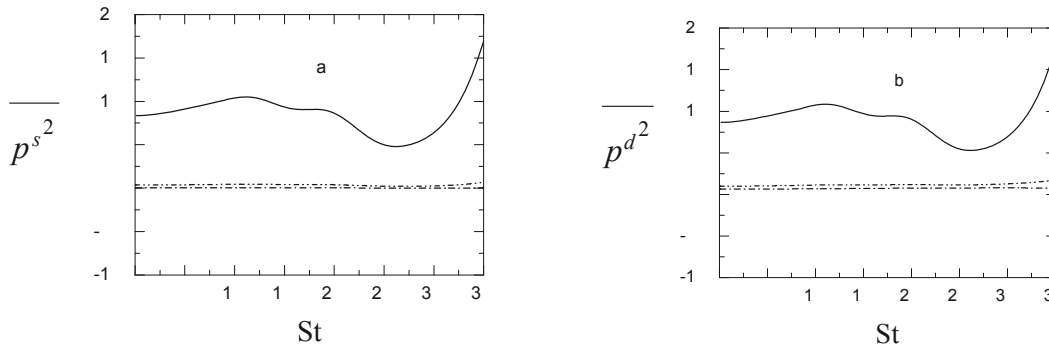


Figure 2 : Evolution de la variance de la pression (a) solénoïdale ; (b) dilatationnelle.
 : $M_{g0} = 2.7$; - · - · : $M_{g0} = 12$; — : $M_{g0} = 66.7$.

Nous avons représenté sur la figure 3 l'évolution de la corrélation pression solénoïdale-pression dilatationnelle $\overline{p^s p^d}$ pour différentes valeurs du nombre de Mach de gradient initial M_{g0} . Cette figure montre que cette corrélation garde des valeurs pratiquement nulles en régime incompressible ($M_{g0}=2.7$) et intermédiaire ($M_{g0}=12$). Ainsi, on peut conclure qu'il n'y a pas pratiquement d'interaction entre turbulence solénoïdale et turbulence dilatationnelle. Dans le régime compressible ($M_{g0}=66.7$), une telle interaction devient forte.

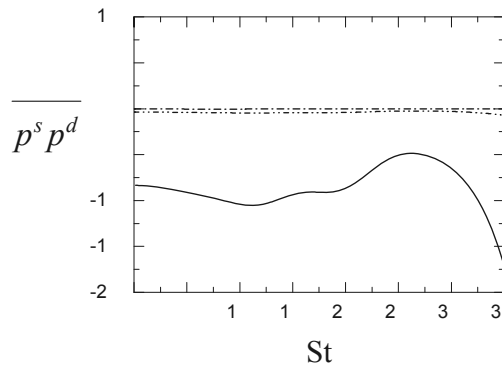


Figure 3 : Evolution de la corrélation pression solénoïdale-pression dilatationnelle.
 : $M_{g0} = 2.7$; - · - · : $M_{g0} = 12$; — : $M_{g0} = 66.7$.

6. Conclusion

Nous avons étudié la dynamique d'un écoulement homogène compressible soumis à un cisaillement pur plan à l'aide de la théorie de distorsion rapide (RDT) qui est une analyse de stabilité linéaire permettant d'étudier l'évolution des grandeurs statistiques de type corrélations en deux points. Le code de calcul que nous avons utilisé permet de résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles, pour le cas d'un cisaillement pur plan et permettant de résoudre les équations d'évolution des spectres de corrélations doubles [1]. Ce code a été validé pour différentes valeurs du nombre de Mach de gradient initial M_{g0} traduisant les différents régimes de l'écoulement à savoir le régime incompressible correspondant à des valeurs très faibles de M_{g0} ; le régime intermédiaire qui apparaît pour des valeurs modérées de M_{g0} et le régime compressible atteint pour des valeurs élevées de M_{g0} (Riahi et al. [2]). Dans ces différents régimes, nous avons analysé les évolutions temporelles

des variances de pression totale $\overline{p^2}$, solénoïdale $\overline{p^{s^2}}$ et dilatationnelle $\overline{p^{d^2}}$ ainsi que la corrélation pression solénoïdale-pression dilatationnelle $\overline{p^s p^d}$. Nous avons constaté que la variance de la pression totale reste faible comparée aux variances de pression solénoïdale et dilatationnelle. Ces deux dernières variances gardent des valeurs pratiquement nulles dans le régime incompressible ($M_{g0}=2.7$) alors qu'elles sont relativement faibles dans le régime intermédiaire ($M_{g0}=12$). Par contre, ces valeurs deviennent importantes dans le régime compressible ($M_{g0}=66.7$).

En conclusion, la théorie de distorsion rapide (RDT) permet d'analyser les effets de la compressibilité sur une turbulence homogène compressible cisailée. En particulier pour les corrélations croisées de pression, l'interaction entre turbulence solénoïdale et turbulence dilatationnelle devient de plus en plus importante lorsque la compressibilité augmente c'est-à-dire lorsque le nombre de Mach de gradient initial M_{g0} augmente.

Références

- [1] M. Riahi et T. Lili, Equilibrium states of homogeneous sheared compressible turbulence, AIP ADVANCES 1, (2011), 022117.
- [2] S. Sarkar, The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, J. Fluid Mech. 282, (1995), 163-186.
- [3] M. Riahi, L. Chouchane et T. Lili, A study of compressibility effects on structure of homogeneous sheared turbulence, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 39, (2007), 67-75.
- [4] C. Cambon, G.N. Coleman et N.N. Mansour, Rapid Distortion analysis and direct simulation of compressible homogeneous turbulence at finite Mach number, J. Fluid Mech. 257, (1993), 641-665.
- [5] A. Simone, G.N. Coleman et C. Cambon, The effect of compressibility on turbulent shear flow : a rapid-distortion-theory and direct-numerical-simulation study. Fluid Mech. 330, (1997), 307-338.
- [6] A. Simone, Etude théorique et simulation numérique de la turbulence compressible en présence de cisaillement ou de variation de volume à grande échelle. Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon, France (1995).

Analyse par simulation numérique de la structure de l'écoulement et des transferts thermiques dans un échangeur tubulaire à ailette spiralée.

Rabie NACEREDDINE^{*(1,2)}, Serge RUSSEIL^(1,2), Daniel BOUGEARD^(1,2), Jean-Luc HARION^(1,2)

⁽¹⁾ Univ Lille Nord de France, F-59000 Lille, France.

⁽²⁾ EMDouai, EI, F-59500 Douai, France.

* (auteur correspondant : rabie.nacereddine@mines-douai.fr).

Résumé : Cette communication présente une étude comparative d'un échangeur tubulaire avec deux types d'ailette : une ailette spiralée et une ailette annulaire droite. L'étude est effectuée par simulation numérique utilisant un modèle RANS. La comparaison des performances thermiques et dynamiques locales et globales est faite pour des nombres de Reynolds englobant la gamme habituelle d'utilisation, ainsi que pour deux valeurs de l'espacement inter-ailettes. La comparaison des deux types de géométrie montre que les performances thermo-aérauliques des deux échangeurs sont très proches. L'analyse des champs dynamiques et thermiques montre également que les structures d'écoulement et la répartition des échanges surfaciques sur les deux ailettes sont également très comparables. L'étude permet donc de valider l'utilisation d'un modèle annulaire d'ailette pour étudier les performances thermo-aérauliques d'un échangeur mono-tubulaire à ailettes spiralées par simulations numériques.

Nomenclature

D_a	diamètre de l'ailette, m	T_p	température des parois solides, K
D_t	diamètre du tube, m	T_s	température de sortie d'air, K
E	pas inter-ailettes, m	U_0	vitesse d'entrée d'air, $m.s^{-1}$
E_f	espacement inter-ailettes $E_f = E - e_a$, m	Re	Nombre de Reynolds basé sur D_t et U_0
e_a	épaisseur d'ailette, m		$Re = U_0.D_t/\nu$
P_t	pas inter-tubes, m		<i>Indices et exposants :</i>
P	pression, Pa	a	ailette
h	coefficient de transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	0	entrée
T_0	température d'entrée de l'air, K	s	sortie
		t	tube

1. Introduction

Les échangeurs de chaleurs à ailettes circulaires indépendantes sont d'une utilisation très répandue, citons par exemple les aéroréfrigérants de l'industrie pétrochimique. L'une des caractéristiques fondamentales qui différencie ce type d'échangeurs, comparativement aux batteries de tubes à ailettes continues, est que chacun des tubes est individuellement muni d'ailettes circulaires indépendantes. Ainsi chaque ailette individuelle est le siège d'un développement de couches limites dynamiques et thermiques prenant naissance au bord d'attaque. Au final dans ces échangeurs multi-rangs de tubes, cette multiplication de zones de développement des couches limites favorise les échanges et peut conduire à des échangeurs plus performants que les échangeurs classiques à ailettes continues.

Le nombre de travaux publiés liés à ce type d'échangeur reste à ce jour très limité. On peut citer l'ouvrage de Webb [1] qui fournit des corrélations du coefficient du transfert convectif global et de la perte de charge issues de données expérimentales pour de multiples configurations de tube à ailettes circulaires en quinconce. Une analyse locale des transferts est reportée dans Sung [2] et al. Les auteurs ont cartographié à l'aide de la technique de sublimation de naphthalène, les zones de transfert convectif local sur des ailettes circulaires indépendantes. Ils ont notamment mis en évidence l'influence positive des tourbillons fer à cheval à la jonction du tube et des ailettes lisses sur le transfert de masse.

Jang et al [3] présentent une étude expérimentale et numérique concernant un échangeur de chaleur à quatre rangs de tubes à ailettes circulaires indépendantes disposés en quinconce. Les auteurs reportent les performances thermo-aérauliques en fonction de la vitesse d'air frontale sous la forme de graphes $h=f(U_0)$ et $\Delta P=f(U_0)$. La comparaison des données expérimentales avec les résultats des simulations numériques montrent des écarts de l'ordre de 20% à 25 % sur la perte de charge (ΔP) et 20% à 30% sur le coefficient d'échange global (h) pour des vitesses débitantes U_0 comprises entre 1 et 6 m/s. L'étude numérique de M.S. Mon et al [4] est l'une des études les plus récentes. Les performances d'un échangeur de chaleur à quatre rangs de tubes à ailettes circulaires indépendantes disposés en quinconce et en ligne sont étudiées. Les principaux résultats montrent l'effet de l'alignement des tubes ainsi que l'effet de l'espacement entre les ailettes sur la perte de charge et le transfert thermique global. Les résultats des simulations numériques sont comparés aux résultats de plusieurs corrélations de la bibliographie. Les auteurs soulignent la relative bonne concordance entre les prédictions des simulations numériques et les valeurs obtenues en utilisant les corrélations. Des différences comprises entre 15 et 30 % sont néanmoins constatés notamment vis-à-vis de la valeur de la perte de charge des échangeurs.

Il est à noter que toutes les études effectuées par simulations numériques simplifient la géométrie réelle en considérant des ailettes circulaires indépendantes « droites ». En réalité, les ailettes sont obtenues industriellement par extrusion ou sertissage, ce qui leur confère au final une forme hélicoïdale continue qui s'enroule autour du tube. Dans la bibliographie, les différentes études effectuées par simulation numérique formulent donc une hypothèse assez forte en simplifiant la forme hélicoïdale à des ailettes circulaires planes indépendantes parallèles entre elles. Cette simplification est probablement liée à la difficulté de la modélisation numérique d'une telle forme géométrique, et également au fait que pour les faibles angles de l'hélicoïde rencontrés dans les échangeurs industriels, il est supposé a priori que l'influence du profil tridimensionnel particulier de l'hélicoïde modifie peu les performances thermo-aérauliques.

Dans cette communication, nous étudions par simulation numérique l'influence de cette géométrie tridimensionnelle complexe sur les transferts thermiques. Nous analysons notamment l'effet de l'hélicoïde sur les transferts thermiques au niveau local ainsi que sur les performances globales de l'échangeur. Notre étude permet donc de quantifier l'influence de la simplification géométrique habituellement faite qui consiste à négliger l'effet de la forme tridimensionnelle de l'ailette hélicoïdale en étudiant des ailettes planes circulaires parallèles entre elles. L'étude est effectuée en étudiant deux pas d'hélicoïde différents (deux pas inter-ailettes) et sur échangeur constitué d'un seul rang de tubes ailetés.

2. Présentation du modèle numérique

Pour distinguer les deux configurations étudiées par la suite, on note par *FD* (Forme Droite) les ailettes planes indépendantes parallèles entre-elles et par *FH* (Forme Hélicoïdale) les ailettes spiralées autour du tube, voir Fig. 1. On peut remarquer que pour la configuration *FH* la forme de l'ailette, qui décrit une surface hélicoïdale autour du tube, engendre des canaux de circulation inter-ailettes dont les parois ne sont pas parallèles entre elles et alignées avec la direction principale de l'écoulement, à l'inverse des ailettes droites (*FD*).

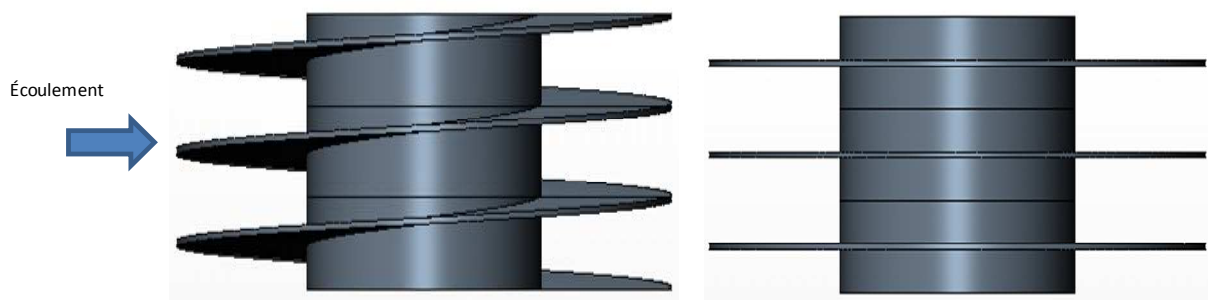


Figure 1 : Représentation schématique des deux profils d'ailettes *FH* et *FD*

Pour la configuration *FD*, le domaine de calcul est composé d'une ailette formée de plaques planes circulaires d'épaisseur e_a de diamètre D_a et d'un tube de diamètre D_t , cf. Fig.2. Le pas inter-aitettes est noté E et le pas transversal entre les tubes de cet échangeur mono-rang P_t . Dans le sens de l'écoulement, cette géométrie est complétée par deux volumes en amont et en aval de l'ailette, l'ensemble formant le domaine fluide. L'ailette circulaire plane est limitée par deux plans horizontaux séparés d'une distance E correspondant au pas inter-aitettes. Ces deux plans horizontaux constituent une condition limite de périodicité. De même, deux plans verticaux espacés de la distance P_t correspondant au pas inter-tubes transversal de l'échangeur mono-rangs bornent le domaine de calcul. Ces deux plans verticaux constituent également une condition de périodicité.

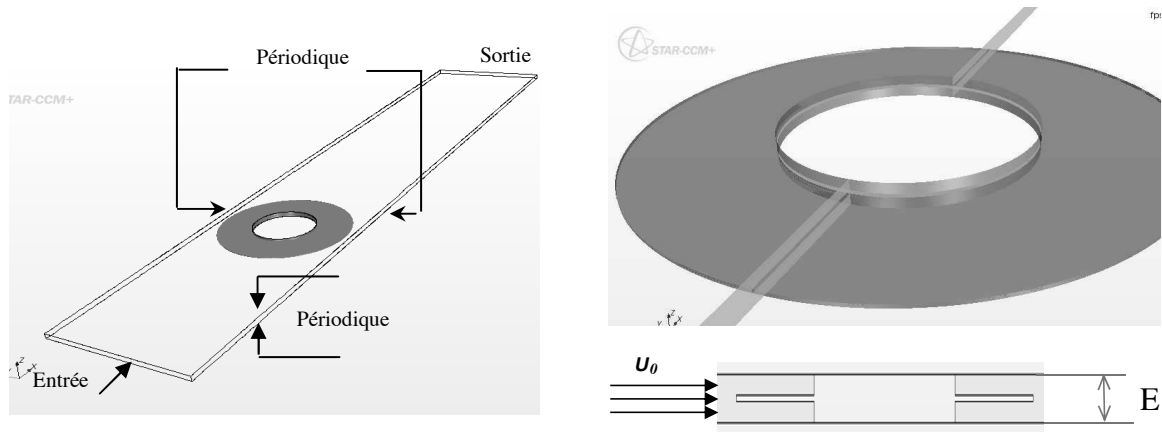


Figure 2 : Domaine de calcul pour le profil d'ailette droite (*FD*) et conditions aux limites.

Pour le profil *FH*, les dimensions géométriques sont identiques à celles du profil *FD*. Le domaine de calcul délimite une spire de l'ailette hélicoïdale correspondant à un tour complet de l'ailette autour du tube. L'ailette est donc coupée par deux plans horizontaux séparés d'une distance égale à E , voir Fig. 3. Ces deux plans horizontaux constituent une condition limite de périodicité. De même, deux plans verticaux espacés de la distance P_t correspondant au pas inter-tubes transversal de l'échangeur bornent le domaine de calcul. Ces deux plans verticaux constituent également une condition de périodicité.

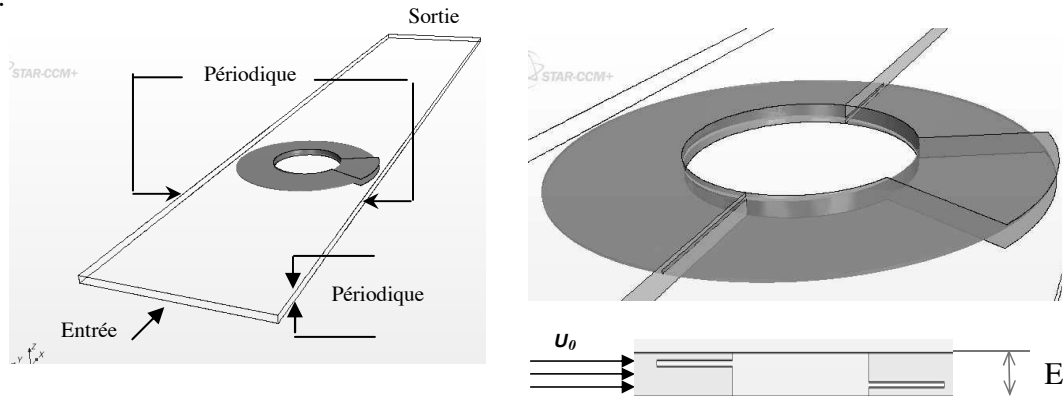


Figure 3 : Domaine de calcul pour le profil d'ailette hélicoïdale (*FH*) et conditions aux limites.

Deux espacements inter-aitettes classiquement rencontrés dans les applications industrielles sont étudiés : 5 et 10 FPI (vient de l'anglais « Fin Per Inch » i.e. « ailettes par pouce »). Ces valeurs correspondent à des espacements inter-aitettes $E_t/D_t=0,18$ et $0,08$.

Les équations de conservation sont résolues à l'aide du code de calcul StarCCM+V6 [5], pour un régime stationnaire, avec une approche *RANS* mettant en œuvre le modèle de turbulence *k- ω SST*. Le choix de ce modèle est notamment justifié par sa capacité à correctement reproduire les structures tourbillonnaires de telles configurations [6]. Une discrétisation spatiale du second ordre est choisie pour la résolution des termes convectifs. La discrétisation du domaine est réalisée à l'aide de mailles hexaédriques et un raffinement du maillage dans les zones proches parois est appliqué, afin de calculer

au mieux les forts gradients pariétaux. De plus le maillage pariétal réalisé est tel que le premier nœud de calcul est situé à une altitude exprimée en grandeur pariétale respectant la condition $z^+ \approx 1$ pour correctement résoudre les équations dans la sous-couche visqueuse (y compris dans la situation de frottement maximal) sans lois de parois. Les conditions aux limites dynamiques sont les suivantes : une vitesse d'entrée d'air U_0 est imposée avec une intensité turbulente de 3%, et la sortie du domaine de calcul s'effectue à pression atmosphérique. Pour les profils FD , et FH des conditions de périodicités sont appliquées sur les plans $z=0$ et $z=E$, ainsi que sur les plans latéraux à $y=-0.5 P_t$ et $y=+0.5 P_t$. Des conditions d'adhérence sont imposées sur les parois solides (tube et ailette). Les conditions aux limites thermiques sont telles que la température d'air à l'entrée est fixée à $T_0=303 K$ et celle des parois solides à $T_p=333 K$. Ainsi, seule la convection dans l'air est considérée. Le fluide (air) possède des propriétés thermophysiques constantes. Les critères de convergences sont fixés à 10^{-4} pour la continuité et la turbulence et 10^{-5} pour l'énergie. Un suivi de l'évolution de la perte de charge ainsi que la puissance thermique échangée au cours des itérations permet de renforcer le critère de convergence.

3. Résultats et discussion

3.1. Analyse comparative sur les performances globales

Les performances thermo-aérauliques analysées sont :

- La perte de pression ΔP qui représente la différence de pression entre l'entrée et la sortie du domaine de calcul (appelée aussi perte de charge).
- La puissance thermique qui représente la différence du flux d'enthalpie entre l'entrée et la sortie du domaine.
- Le coefficient de transfert thermique convectif global défini par le ratio de la puissance thermique à la surface de contact (fluide/solide) et la différence logarithmique moyenne de température $DTLM$ basée sur T_0 , T_p et T_s selon les équations 1 et 2 suivantes:

$$DTLM = \frac{T_s - T_0}{\text{Ln} \left(\frac{T_p - T_0}{T_p - T_s} \right)} \quad (1)$$

$$h = \frac{Q}{S \cdot DTLM} \quad (2)$$

Dans le Tableau 1 ci-dessous, les valeurs du coefficient d'échange convectif h et la perte de charge ΔP ainsi que l'écart en pourcents sont reportés pour les profils FD et FH pour un Reynolds $Re=7300$ correspondant à la vitesse maximale, pour $E_f/D_t=0,08$ et $0,18$.

	$E_f/D_t=0,08$ (10 FPI)		$E_f/D_t=0,18$ (5 FPI)	
	<i>FH</i>	<i>FD</i>	<i>FH</i>	<i>FD</i>
h (W/m ² .K)	51.58	50.31	50.73	48.97
<i>Ecart</i> (%)	2,40%		3,45%	
ΔP (Pa)	39,82	39,44	21,83	21.91
<i>Ecart</i> (%)	0,95%		0,36%	

Tableau 1: Valeurs du coefficient de transfert thermique convectif et de la perte de charge pour les deux profils FD et FH à $Re=7300$

Les résultats des simulations effectuées sur les deux pas d'hélicoïde et sur le profil droit montrent que la forme tridimensionnelle de l'hélicoïde ne modifie que très peu en moyenne les performances thermo-aérauliques de l'échangeur mono-rang de tube aileté. Il est également important de remarquer que la différence entre les deux types de géométrie augmente légèrement avec l'augmentation du pas inter-aillettes E_f/D_t .

Sur les figures 4 et 5, sont reportées respectivement : l'évolution du coefficient du transfert thermique convectif h et l'évolution de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les profils FD et FH , pour $E_f/D_t=0,08$. On peut voir aisément sur la figure 4, que les évolutions de h avec le nombre de Reynolds sont très proches pour les deux géométries. La déviation maximale est de 2,4% à $Re=7300$. De même la figure 5, montre une évolution et des niveaux quasiment identiques de la perte de pression pour les deux géométries sur toute la gamme de nombre de Reynolds.

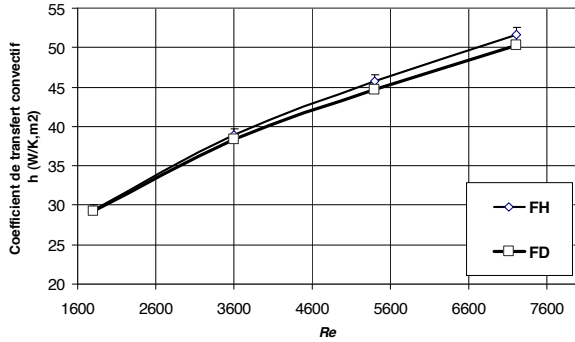


Figure 4 – Evolution du coefficient de transfert thermique convectif global en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les profils FD et FH

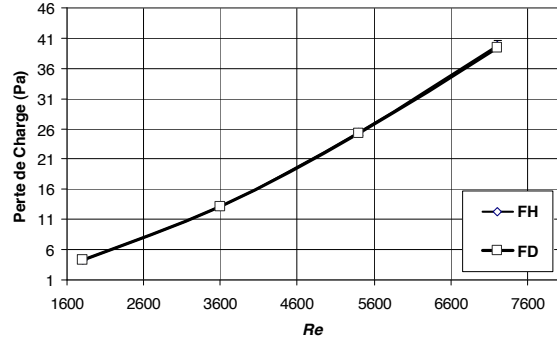


Figure 5 – Evolution de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les profils FD et FH

3.2. Analyse comparative FH vs. F) au niveau local pour le cas $E_f/D_t=0,18$ à $Re=7300$

Afin de compléter l'analyse au niveau global, une étude plus approfondie est effectuée pour vérifier que la structure de l'écoulement dans les canaux inter-aillettes ainsi que la distribution des échanges de chaleur locaux à la surface de l'ailette sont comparables entre les deux géométries.

3.2.1- Analyse de la topologie de l'écoulement

Sur la figure 7 on représente les contours de vitesse ainsi que les lignes de courant au niveau de la jonction amont du tube et de l'ailette du profil FD . Ces contours sont extraits dans le plan de symétrie à l'amont du tube perpendiculaire à l'ailette, correspondant à un angle $\theta=0$ (voir Figure 9).

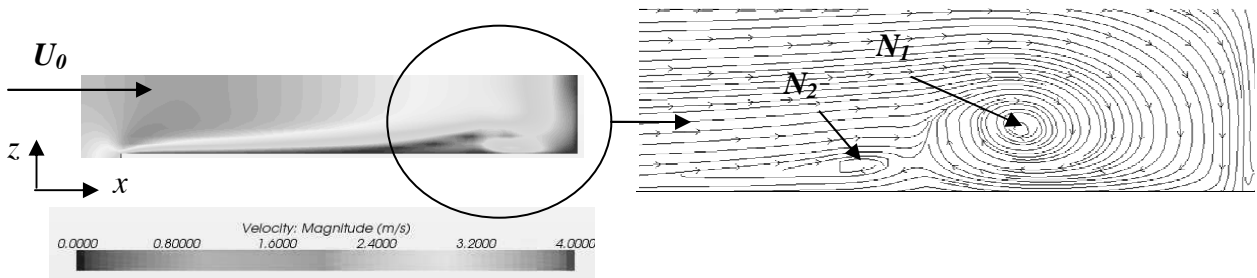


Figure 7 : Contours de vitesses à l'amont de la jonction tube/ailette du profil FD

Les lignes de courants représentées sur la partie droite de la Figure 7 indiquent la présence d'enroulements caractéristiques d'une structure tourbillonnaire en fer à cheval, au niveau de la jonction amont tube/ailette. Ce type de structure qui se développe naturellement dans les géométries d'échangeurs à tubes et ailettes est bien connu [6, 7]. On distingue notamment un premier tourbillon principal (N_1) proche de la paroi du tube et un second tourbillon primaire (N_2) plus faiblement développé. Les résultats pour l'ailette hélicoïdale (FH), non présentés ici, permettent d'identifier les mêmes structures tourbillonnaires caractéristiques, ce qui indique une même topologie de l'écoulement au niveau de la jonction amont tube/ailette.

3.2.2- Analyse du transfert thermique

Afin d'étudier le transfert thermique, les contours du coefficient de transfert thermique local sur l'ailette sont représentés sur les Figures 9a et 9b respectivement pour le profil FD et FH .

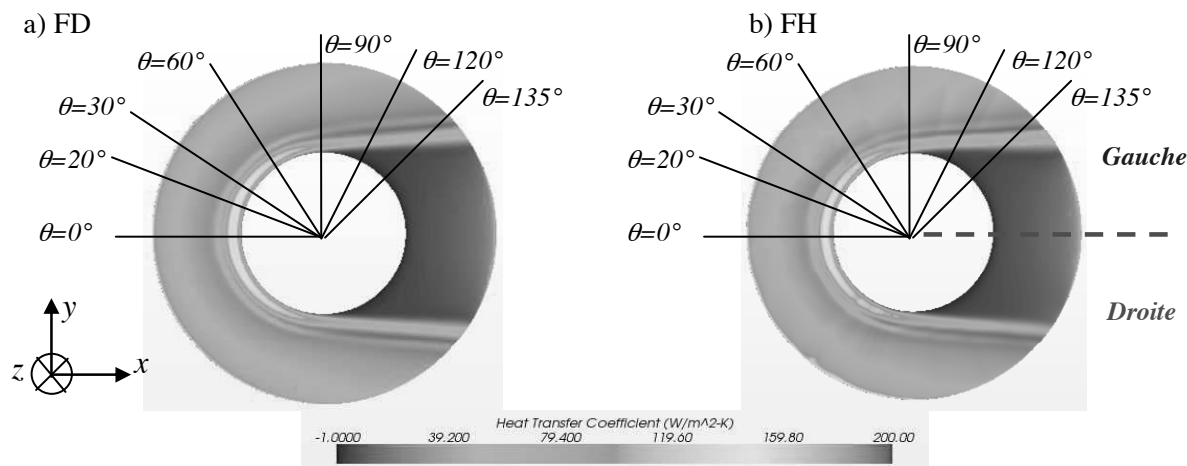


Figure 9: Contours du coefficient de transfert convectif local pour les profils FD et FH.

Qualitativement, les deux profils d'ailette présentent la même distribution du coefficient de transfert thermique local. Néanmoins on remarque une légère différence des traces des tourbillons fer à cheval sur le profil FH. En effet, la trace thermique est légèrement plus étendue du côté gauche que celle du côté droit. Pour le profil FD on a une symétrie parfaite entre la droite et la gauche. Pour quantifier la légère différence entre les deux profils FD et FH, on reporte, dans un premier temps, la distribution radiale du coefficient de transfert convectif local au niveau à la jonction amont tube/ailette correspondant à $\theta=0^\circ$, voir Figure 10.

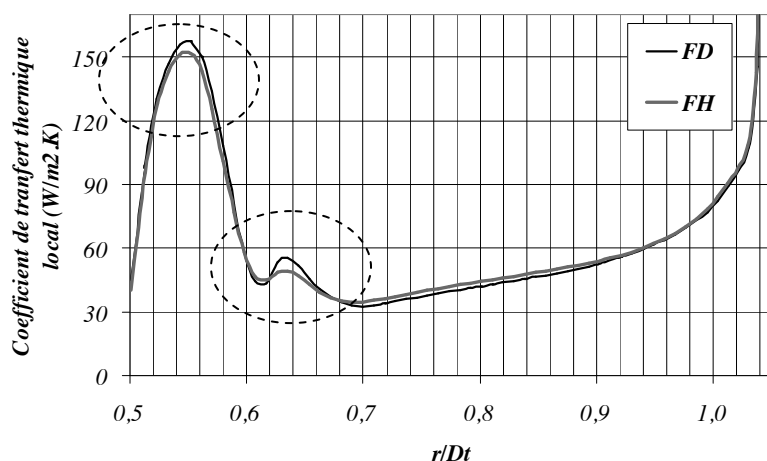


Figure 10 : Distribution radiale du coefficient de transfert thermique local au niveau de la jonction amont tube ailette pour les profils FD et FH – angle $\theta=0^\circ$.

La comparaison des deux courbes indique que globalement les deux courbes suivent la même allure. Mais au niveau des pics, on relève une légère différence de l'ordre de 4,5%. Cette légère différence de comportement renforce les constatations faites qualitativement sur la Figure 9. Pour une analyse plus fine des différences, on s'intéresse à l'évolution angulaire des niveaux des coefficients d'échange pour les deux géométries FD et FH. A ce titre, la Figure 11 présente un suivi angulaire des pics d'échange thermique local ($h_{\text{local maximum}}$) correspondant au tourbillon N_1 dans des plans radiaux définis par des angles θ . Ces angles varient de 0° à 135° pour le côté « gauche » de l'ailette, voir Fig. 9, et prend ces mêmes valeurs négatives pour le côté « droit ». On constate que pour la géométrie FH, le maximum de transfert thermique n'est pas situé en 0° , mais est légèrement décalé vers la droite (angle négatif). Ce repositionnement vers la droite du pic de transfert thermique peut s'expliquer par un déplacement du point d'arrêt de l'écoulement du fait de l'inclinaison des ailettes dans le cas de l'hélicoïde. La ligne d'arrêt sur le tube en effet subit un décalage angulaire : voir l'angle β sur la Figure 12. En outre, l'analyse de l'évolution angulaire du pic du coefficient d'échange (Fig. 11) montre également nettement que le profil n'est pas symétrique suivant que l'écoulement

emprunte l'espace inter-aillettes à droite du tube où le fluide a une direction principale légèrement « ascendante », ou bien le canal de circulation de gauche avec une direction principale légèrement « descendante ».

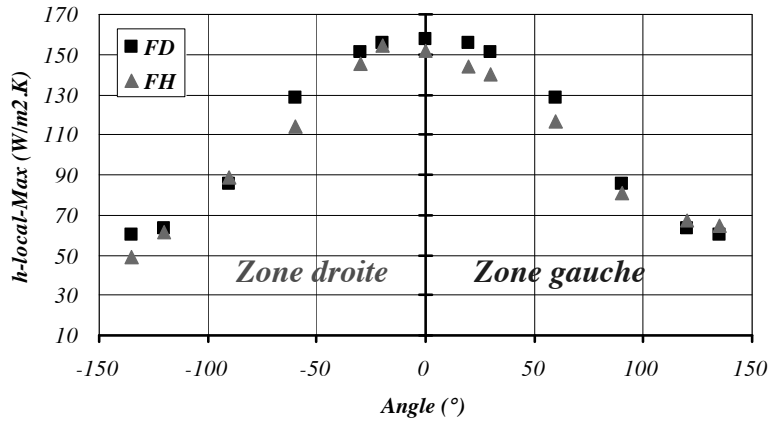


Figure 11: Evolution du coefficient de transfert convectif local maximal en fonction de l'angle θ pour les profils FD et FH

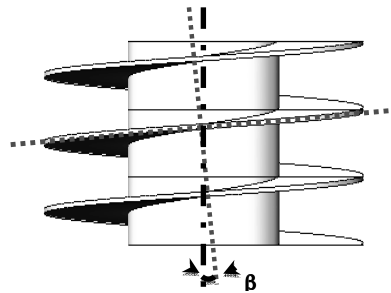


Figure 12 : Schématisation de l'inclinaison β de la ligne d'arrêt.

Sur la Figure 13, l'évolution radiale du coefficient de transfert convectif local est tracé pour les ailettes FD et FH pour des angles de 0° , $+90^\circ$ et -90° . Cette figure permet de constater que le transfert thermique lié au tourbillon N_i s'atténue grandement en passant de 0° à 90° , comme également reporté par [8]. Mais surtout la dissymétrie de la distribution du coefficient entre les parties « gauche » & « droite » de l'ailette hélicoïdale par rapport à l'ailette droite est à nouveau mise en évidence.

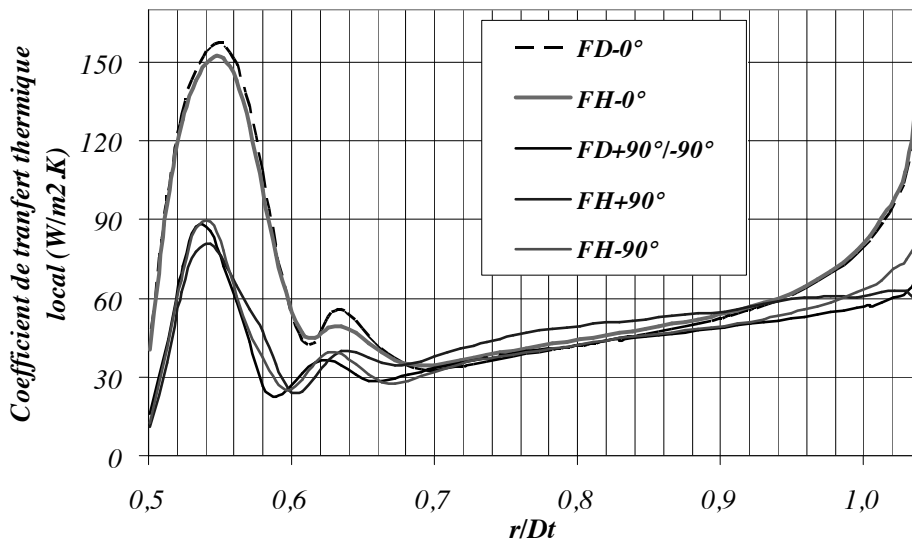


Figure 13: Evolution du coefficient de transfert convectif local en fonction de l'angle θ pour les profils FD et FH

4. Conclusion

L'étude comparative présentée concerne un profil d'ailette hélicoïdale lisse, obtenue par extrusion, et une ailette circulaire indépendante droite. Cette étude numérique a permis de quantifier la différence entre les performances thermo-aérauliques des deux types d'ailettes, pour deux valeurs du pas inter-ailettes : $E_f/D_t=0,08$ (10 FPI) et $E_f/D_t=0,18$ (5 FPI). L'analyse comparative des performances globales du profil *FD* et *FH* pour la configuration à 10 FPI (valeur très couramment utilisée pour les échangeurs industriels) pour une gamme du nombre de Reynolds de $Re=1800$ à 7300 donne un écart assez faible (2,4 %) entre les deux profils pour le coefficient de transfert thermique convectif global et un écart plus faible (<1%) pour la perte de charge. Une analyse locale est consacrée au cas $E_f/D_t=0,18$ à $Re=7300$. Cette analyse réalisée à travers des cartographies de coefficient de transfert thermique local indique la présence d'une légère dissymétrie dans la distribution locale pour le profil *FH* par rapport au profil *FD*. Cette dissymétrie est liée à la forme hélicoïdale de l'ailette qui fait s'incliner la ligne d'arrêt à l'amont du tube. Les performances globales sont néanmoins peu affectées dans le cas de l'échangeur mono-rang traité dans cet article. Dans le cas d'un échangeur multi-rangs, il est tout à fait possible que la dissymétrie de l'écoulement induite par l'hélicoïde entraîne des modifications bien plus significatives du transfert thermique sur les rangs de tubes situés en aval.

Références

- [1] P.L Webb. Principles of Enhanced Heat Transfer, John Wiley and Sons Inc., New York, 1994.
- [2] H. J. Sung, J.S. Yang and T. S. Park. Local convective mass transfer on circular cylinder with transverse annular fins in crossflow. Int. J. Heat & Mass Transfer, 39(5) pp. 1093-1101, 1996.
- [3] Jiin-Yuh Jang, Jen-Tien Lai, Long-Chi Liu, The thermal-hydraulic characteristics of staggered circular finned-tube heat exchangers under dry and dehumidifying conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 41, Issue 21, November 1998, Pages 3321-3337.
- [4] M.S. Mon, U. Gross. Numerical study of fin-spacing effects in annular-finned tube heat exchangers. Int. J. Heat & Mass Transfer, 47, pp. 1953-1964, 2004.
- [5] StarCCM+ User's guide, version 4.04.11. December 2009.
- [6] K.Khallaki, S. Russeil, B. Baudoin. Numerical study of the horseshoe vortex structure upstream a single plate-finned tube. Int. J. Heat & Technology, 23(1), pp. 31-36, 2005
- [7] R. Nacereddine, D. Bougeard, S. Russeil, J.-L. Harion, H. Robidou. Influence de la forme du profil des ailettes sur les structures tourbillonnaires se développant à une jonction tube/ailette, Congrès Français de Thermique, SFT 2010, Le Touquet, 25-28 mai 2010, Vol 1, pp 233-238
- [8] J.V. Simo Tala, S. Russeil, D. Bougeard, J.-L. Harion, Numerical analysis of the fin spacing effect on the horseshoe vortex system evolution in a two-rows finned-tube heat exchanger, International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, acceptée le 04/01/2012.

Caractérisation de la dynamique d'un écoulement de convection naturelle et transferts de chaleur aux parois au sein d'un canal vertical non uniformément chauffé

Estibaliz Sanvicente ^a, Stéphanie Giroux-Julien ^a, Hassan Bouia ^b Christophe Ménézo ^{a,c}

^a Centre de Thermique de Lyon (CETHIL), UMR 5008 CNRS-INSA-Univ. Lyon 1, Bât. Sadi Carnot, INSA-Lyon, F-69621 Villeurbanne Cedex, France

^b Enerbat, EDF R&D, Les Renardières, 77818 Moret sur Loing

^c Chaire INSA/EDF « habitats et innovations énergétiques », Villeurbanne, France

* (auteur correspondant : estibaliz.sanvicente@gmail.com)

Résumé – Les travaux présentés portent sur l'étude expérimentale d'un écoulement de convection naturelle en canal généré par des conditions à flux imposé non uniforme distribué périodiquement sur la hauteur de chaque paroi (alternance de zones chauffées et non chauffées). L'application visée est le développement et l'optimisation des double-peaux photovoltaïques thermiques (PV-T) intégrées au bâtiment. Une analyse des transferts de chaleur pariétaux et de la cinématique de l'écoulement (champs moyen et fluctuations) à travers des mesures PIV est présentée pour un nombre de Rayleigh fixé. Les résultats montrent une augmentation de la production turbulente et de la vitesse débitante en sortie par rapport au cas d'une répartition uniforme de même densité de flux sur une seule paroi du canal, entraînant un accroissement des échanges pariétaux.

Nomenclature

g	accélération gravitationnelle, m/s^2	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
d	largueur du canal, m	$Nu_d(y)$	Nombre de Nusselt local basé sur d
Q_{elec}	puissance électrique injectée, W/m^2	V_{yo}	Vitesse moyenne à l'entrée du canal
Q_S	flux convectif, W/m^2	n	points de mesure sur l'ensemble de zone de chauffe
ϕ_{rad}	flux radiatif, W/m^2		
ϕ_{pertes}	pertes dans l'isolant, W/m^2		
λ	conductivité thermique, $W/m.k$		
β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}		

$$Ra^* = Ra_d \left(\frac{d}{H} \right) = \frac{g \cdot \beta \cdot q_s \cdot d^4}{\nu^2 \cdot \lambda} \cdot \frac{d}{H} \cdot Pr$$

1. Introduction

Cette étude porte sur l'analyse expérimentale d'un écoulement de convection naturelle qui se développe dans un canal vertical soumis à des sollicitations thermiques pariétales de type flux imposé, distribuées périodiquement sur la hauteur (alternance de zones chauffées et non chauffées). L'application visée est le développement et l'optimisation des double-peaux photovoltaïques thermiques (PV-T) intégrées au bâtiment. Ces double-façades sont constituées par la façade primaire du bâtiment et par une façade secondaire photovoltaïque séparées par une lame d'air. Dans cette configuration d'intégration, les modules PV confinés en face arrière s'échauffent et leur rendement électrique diminue. Ainsi l'objectif poursuivi est d'identifier des configurations d'intégration propices à leur rafraîchissement en contrôlant la dynamique de l'écoulement et les échanges aux parois spatialement et temporellement.

Les études référencées sur les écoulements de convection en canal vertical soumis à des

sources discrètes de chaleur se sont particulièrement attachées à la distribution et taille optimales des sources de chaleur. De nombreux auteurs [1-7] ont montré que la non uniformité de la distribution des flux de chaleur le long des parois favorise un accroissement des échanges de chaleur en parois relativement à une configuration de chauffage uniforme. Afin de minimiser la température atteinte sur les zones chauffées, des auteurs comme Zhang et Dutta en convection mixte [1], Hernandez et Zamora [2], Da Silva et al. [3] en convection naturelle ont souligné la nécessité d'utiliser au mieux la zone d'entrée et la zone de sortie. Ces études ont montré que positionner les sources de plus forte densité à l'entrée et garder une zone adiabatique en sortie du canal permet d'accroître l'effet cheminée et d'augmenter les échanges convectifs. En 2005, Da Silva et al (3-4) ont défini un paramètre permettant de minimiser les points chauds en parois. Ils ont montré que pour des faibles nombres de Rayleigh (basés sur la hauteur du canal) $Ra < 10^2$, il est préférable de concentrer les sources sur la partie inférieure du canal alors que pour des $Ra > 10^3$, les sources de plus forte intensité doivent être proches de la sortie pour maximiser les échanges de chaleur. De plus ils ont montré que la taille optimale des sources de chaleur dépend du nombre de Rayleigh (taille croissante lorsque le nombre de Rayleigh augmente).

L'effet de la taille des sources de chaleur a été également caractérisé à travers des corrélations empiriques. Ainsi, Bhowmik et Tou [5], ont abouti à la détermination d'une corrélation reliant le nombre de Nusselt aux nombres de Reynolds et de Rayleigh pour un canal vertical en eau périodiquement chauffée sur l'une de ses parois, l'autre étant adiabatique et pour les trois modes d'écoulement convectif. En 2007, Fossa et al. [8] ont réalisé une étude expérimentale sur un canal vertical en air complémentaire en terme de dimension et puissance injecté à celui que nous allons présenter. Ils présentent des corrélations de type (Nu, Ra) pour un rapport de forme, H/d , variant entre [10-53.3] et trois tailles de source de chaleur. Les résultats, en bon accord avec la littérature, soulignent l'importance du choix de définition des nombres adimensionnels.

Le comportement cinématique de l'écoulement, qu'il soit moyen ou instantané, est relativement peu relaté dans la littérature sur ce type de configuration. On peut cependant citer deux études numériques. Dehghan et Behnia [9] se sont intéressés à l'écoulement de convection naturelle dans un canal vertical fermé en partie basse et soumis en paroi à deux sources de chaleur. Ils ont analysé l'influence du nombre de Rayleigh, de la distance de séparation entre les sources et de la conductivité de la paroi. Ils présentent les lignes de courant et les isothermes dans le fluide pour différentes conductivités thermiques et différents espacements des sources, insistant sur la longueur de pénétration du fluide par le haut. En régime de convection mixte, Guimaraes et Menon [6] ont simulé le cas d'un canal vertical et incliné soumis à des sources de chaleur réparties périodiquement sur une paroi, la seconde étant maintenue à une température constante. Pour des nombres de Reynolds très faibles, régime où la convection naturelle domine, ils ont montré à partir de l'analyse des champs de vitesse la présence de zones de recirculation dans le canal et localisées juste après les sources ainsi que la présence d'un écoulement de retour.

Cet article présente une analyse des transferts de chaleur aux parois et de la cinématique de l'écoulement (champs moyen et fluctuations) pour des configurations de flux alterné aux parois et pour de Ra^* de 4.12×10^6 . Une première analyse visant à établir le lien entre la thermique et la cinématique de l'écoulement pour une configuration aussi complexe est présentée.

2. Dispositif expérimental et techniques de mesure

Les expériences s'effectuent dans un canal (figure 1a) constitué de deux plaques planes

parallèles et verticales ($H=1.5$ m hauteur, $L=0.7$ m largeur) séparées de $d=0.1$ m, le rapport de forme d/H étant de $1/15$. L'entrée du canal est biseautée à 30° afin d'éliminer les zones de recirculation instationnaires se développant à partir du bord d'attaque des parois. Deux plaques de plexiglas ferment latéralement le canal permettant d'éviter une alimentation latérale en air. Les faces arrières de chaque panneaux sont isolées (afin de minimiser les pertes) par un bloc en polyuréthane (conductivité $\lambda=0.027$ W/m.K et épaisseur 12 cm) extrudé inséré dans un coffrage en bois.

15 feuillets indépendants en inox d'émissivité $\epsilon=0.092$ de 10 cm de large, d'épaisseur 50 μm et de conductivité ($\lambda=13$ W/m.K) sont tendus sur chaque face intérieure des parois du canal. Une puissance électrique peut être injectée dans chaque feuillets indépendant et dissipée dans le canal par effet joule.

Chacune des plaques est instrumentée au moyen de 75 thermocouples (1 tous les 2 cm) de type K (120 μm de diamètre), implantés sur l'axe de symétrie vertical de chaque paroi (selon y). La température de référence est mesurée par un thermocouple à l'entrée du canal (voir figure 1b, Tref). Les pertes arrières par conduction suivant x , sont évaluées à partir de 15 thermocouples (type K, 120 μm diamètre) placés dans l'isolant à 4cm de profondeur sur une ligne verticale en vis-à-vis des thermocouples de surface. Ces pertes sont de l'ordre de 3.5 % de la puissance électrique injectée dans les feuillets. Selon z , les pertes par conduction peuvent être négligés. Les conditions extérieures sont mesurées par 7 thermocouples de type K (200 μm de diamètre). Un schéma de la disposition spatiale des thermocouples est présenté dans la figure 1b. Les expériences sont conduites dans une pièce de 170 m³ (figure 1b) dont la stratification verticale est évaluée à de 2-2.5°C.



Figure 1-a : Dispositif expérimental

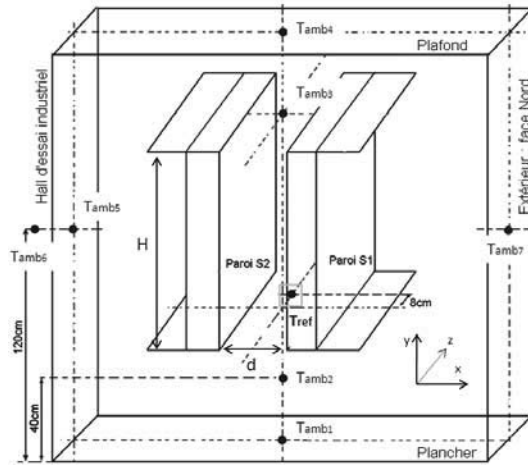


Figure 1-b : Métrologie thermique disposée dans la salle

La stabilité thermique de la pièce est de 1-1.5°C sur un cycle jour-nuit. Les mesures sont réalisées après une période de mise en régime de 6h30, temps nécessaire pour que les températures moyennes de surface et dans l'isolant se stabilisent à une valeur moyenne constante. La fréquence d'acquisition des températures est de 0,025 Hz et l'incertitude de mesure sur les températures a été évaluée lors de l'étalonnage des thermocouples à $T=\pm 0,12$ °C [7].

La mesure des champs de vitesse est assurée par un système 2D-PIV. La source lumineuse est un laser double cavité Nd:YAG 2x120mJ. La nappe laser est générée sur la partie basse du canal et projeté à la verticale grâce à un miroir placé à 45° et à 35 cm de l'entrée du canal

(voir figure 2a). Les images de l'écoulement sont enregistrées à l'aide d'une caméra CCD munie d'un capteur 1024 x 1024 pixels². Les champs d'observation sont de 200 x 200 mm² ce qui permet de couvrir la largeur du canal de 100 mm et capturer en même temps la dynamique des grandes échelles. Le fluide estensemencé en microparticules de DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate) de diamètre inférieur à 1µm et de masse volumique 912 kg/m³. Ces particules présentent un bon compromis entre leur capacité à suivre l'écoulement (écarts entre vitesse des particules et vitesse de l'écoulement de 0.01%) et leur propriété de diffusion de la lumière, d'après [12]. L'expérience estensemencée pendant 5 minutes et un temps de stabilisation et d'homogénéisation spatiale des particules de 20-30 minutes est respecté entre la fin de l'ensemencement et le début des mesures de PIV.

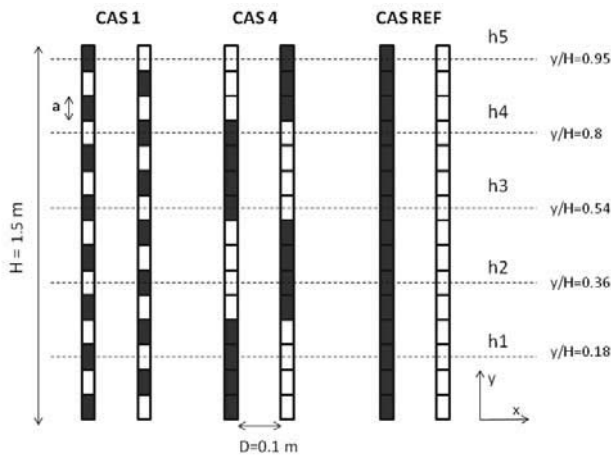


Figure 2 : Métrologie thermique disposée dans la salle

Le domaine d'étude a été découpé en 5 zones le long du canal (voir figure 2). Pour chaque plan de mesure, le champ étudié résulte d'une moyenne réalisée sur 8000 doublets d'images environ, acquises à 11 Hz. L'intervalle de temps séparant deux images d'un même doublet varie entre 2 et 1ms le long du canal. Le traitement d'images repose sur une méthode de 'cross-correlation' et est réalisé sous le logiciel DaVIS 7.2. Les fenêtres d'interrogation finales sont de 32x32 pixels et un recouvrement de 50% est utilisé.

Suivant la méthode présentée par Raffel et al. [10], qui prend en compte les incertitudes provenant à la fois de l'enregistrement des images mais également de l'approche statistique sur l'évaluation des vecteurs, l'incertitude sur les vitesses est estimée à $\Delta U = \pm 0.05 \text{ m/s}$.

3. Résultats et discussion

Les expériences ont été réalisées pour deux configurations de répartition discrète de flux pariétaux (voir figure 2), Cas 1 et Cas 4, qui correspondent à deux tailles de sollicitations thermiques ($a = 10 \text{ cm}$ et 40 cm), le rapport *zone chauffée/hauteur du canal*, a/H , étant respectivement de 1/15 et 4/15. Une comparaison entre les configurations alternées et une configuration uniformément chauffée sur l'une des plaques est menée pour un nombre de Rayleigh modifié (basé sur le rapport de forme du canal) fixe et égal à 4.12×10^6 (puissance injectée constante de 225 W/m^2 environ au niveau des parois du canal).

3.1. Transferts de chaleur aux parois

Les échanges convectifs pariétaux sont caractérisés à travers le nombre adimensionnel de Nusselt local, $Nu_d(y)$, (éq.1) :

$$Nu_d(y) = \frac{h(y).d}{\lambda} = \frac{\Phi_{conv}(y).d}{(T_{paroi} - T_{entree}).\lambda} \quad (1)$$

où la grandeur $h(y)$ est le coefficient d'échange convectif local, d représente la largeur du canal et λ la conductivité thermique du fluide. La valeur moyenne du nombre de Nusselt, pour chaque zone de chauffe est définie par l'équation 2, où n représente le nombre des points de

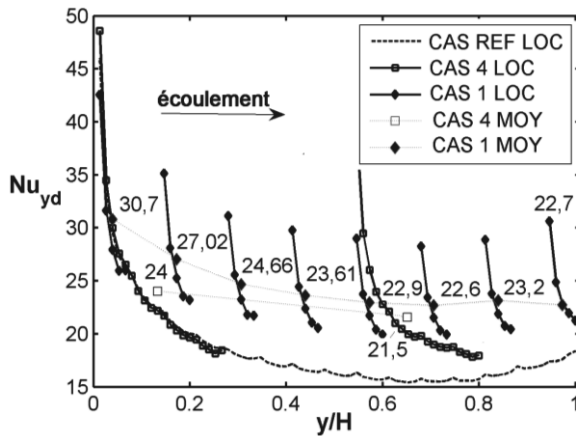
mesure dans chaque zone de chauffe :

$$\overline{Nu}_d = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{h(y).d}{\lambda} \tag{2}$$

La répartition du flux convectif injecté dans le canal (Φ_{conv}) est obtenue par méthode indirecte à partir d'un bilan local (éq. 3) effectué au niveau de chaque thermocouple sur la ligne centrale du canal [7]. Les flux conductifs (Φ_{pertes}) sont évalués à partir des mesures de températures de feuillards et des températures dans l'isolant. Le flux net radiatif (Φ_{rad}) est calculé à partir des températures de surface et de l'émissivité des feuillards par la méthode des radiosités.

$$\Phi_{conv} = Q_{elec} - (\Phi_{pertes} + \Phi_{rad}) \tag{3}$$

L'évolution du nombre de Nusselt local ($Nu_d(y)$) sur la hauteur du canal relatif à la paroi 1 et pour les trois configurations d'étude, Cas 1, Cas 4 et Cas Ref, est donnée dans la figure 3.



	\overline{Nu}	$T_{c, moy}$ (°C)
Cas REF	18.49	65.04
Cas 4	22.78	51.64
Cas 1	24.7	49.33

Figure 3 : Nombre de Nusselt local et moyen sur la hauteur du canal et pour l'ensemble de cas d'étude

Tableau 1 : Nombre de Nusselt moyen et température moyenne calculés sur l'ensemble des zones de chauffe

Dans l'ensemble des cas d'étude, le nombre de Nusselt local décroît sur chaque zone chauffée et sa valeur maximale est observée en début de chaque zone de chauffe (bord d'attaque). La valeur moyenne du nombre de Nusselt, calculée sur les zones de chauffe, diminue dans la direction de l'écoulement sur la majeure partie du canal ($0.15 < y/H < 0.8$) puis augmente en sortie ($y/H > 0.8$) pour le Cas Ref (valeurs locales) et le Cas 1 (valeurs moyennes). Le point d'inflexion retrouvé près de la sortie du canal ($y/H \sim 0.81$) a déjà été identifié par de nombreux auteurs tel que Miyamoto [11], Fedorov and Viskanta [12], Said et al. [13] et Giroux et al. [7] pour des configurations de chauffage uniforme dissymétrique. D'après ces auteurs, ce point d'inflexion est attribué soit à un changement de régime dans le scénario de transition vers la turbulence, soit à l'effet combiné des pertes radiatives avec l'ambiance extérieure qui augmentent en se rapprochant de la sortie [14].

Pour l'ensemble des cas d'étude en chauffage alterné (cas 1 et 4), le nombre de Nusselt local est supérieur à celui observé pour une répartition uniforme du flux de chaleur, avec des écarts qui peuvent être de 60% en début de zone chauffée (voir figure 3). Cela est cohérent avec les observations faites par Giroux et al. [7] sur les profils de température. Les résultats montrent qu'une répartition discrète périodique des flux pariétaux est plus efficace en termes

d'échange de chaleur. Cela se traduit par une augmentation des échanges convectifs moyens (Nu moyenne de $\overline{Nu_d}$ sur l'ensemble des zones de chauffe) de 34% pour le cas 1 et de 23% pour le cas 4 relativement à la configuration uniforme (voir Tableau 1). On remarque également que le cas 1 conduit aux températures de zone de chauffe les plus faibles (voir Tableau 1), retombées attendues dans cette étude. Rappelons que le but des conditions limites que nous étudions est de limiter le développement des couches limites thermiques en introduisant une multiplication des bords d'attaque pour conserver que la partie la plus efficace des échanges convectifs.

3.2. Structure des champs dynamiques moyens et instantanés

Nous allons dans cette section nous intéresser au comportement cinématique du cas 1, $a/H=1/15$, solution la plus favorable à une augmentation des échanges convectifs comme nous l'avons montré précédemment.

Les profils de vitesse verticale moyenne et l'intensité turbulente obtenus sur la largeur du canal et répartis sur cinq hauteurs selon H (voir figure 2) sont présentés respectivement sur la figure 4a, 4b et 4c. À l'entrée, $y/H=0.18$, le profil de vitesse est quasiment uniforme sur la largeur du canal avec une vitesse moyenne proche de 0.3 m/s. Sur la hauteur du canal, le profil évolue: présentant deux pics de vitesse maximale à proximité de chaque paroi et une décroissance au centre du canal, les pics étant estimés à $V_{yS1}=0.39$ m/s et $V_{yS2}=0.38$ m/s en $y/H=0.36$ et $V_{yS1}=0.52$ m/s et $V_{yS2}=0.45$ m/s en $y/H=0.95$. Ces profils se rapprochent de la configuration symétriquement chauffée avec un développement de couche limite au niveau de chaque paroi du canal [15, 16]. On observe pour y/H appartenant à $[0.54; 0.8]$ que la vitesse moyenne au centre du canal est plus faible qu'en entrée (de 0.35 à 0.24 m/s en $y/H=0.54$ et 0.26 en $y/H=0.8$). Ce phénomène est dû à une forte aspiration du fluide dans la partie centrale du canal qui sert à alimenter les couches limites dynamiques pariétales [15, 16]. À la sortie du canal la vitesse au centre augmente alors que la valeur des pics pariétaux reste la même.

Dans la première partie du canal ($y/H=0.15, y/H=0.36, y/H=0.54$), on observe deux pics d'intensité des fluctuations près de chaque paroi (correspondant à la zone où les gradients de vitesse sont les plus importants) et une intensité qui reste uniforme sur la partie centrale. À mi hauteur, $y/H=0.54$, l'amplitude de l'intensité turbulente (selon y et x) à proximité des parois est beaucoup plus importante que dans toute autre section. Sur la partie supérieure du canal ($y/H=0.8, y/H=0.95$), l'intensité redevient plus faible mais reste maintenue sur la largeur du canal. Ces observations faites à partir de $y/H=0.54$ montrent un changement de comportement de l'écoulement qu'il sera nécessaire d'approfondir et de lier aux échanges de chaleur instantanés à la paroi.

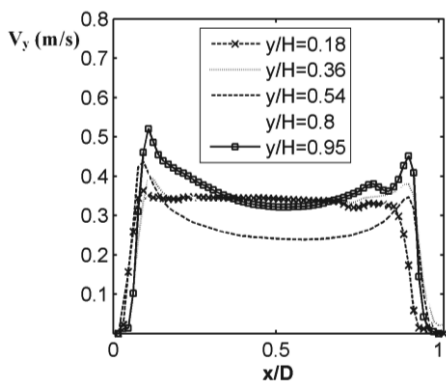


Figure 4-a: Profils de vitesse moyenne verticale le long du canal

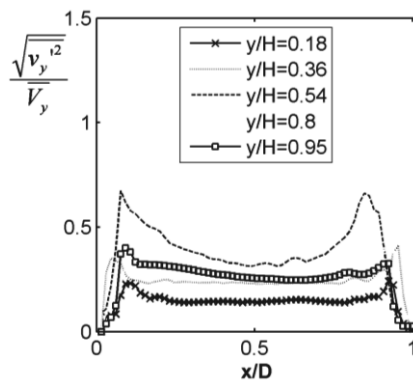


Figure 4-b : Intensité des fluctuations des vitesses verticales

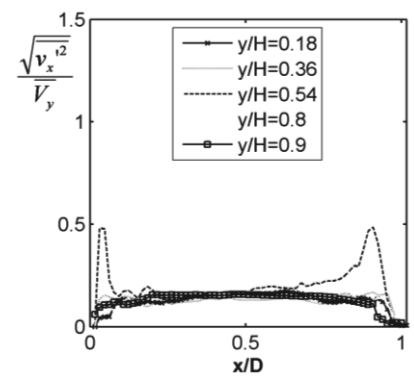


Figure 4-c : Intensité des fluctuations des vitesses

horizontales

D'autre part le profil moyen des contraintes de Reynolds, $-\overline{v_x v_y}$, présenté dans la figure 5, montre une augmentation de la production turbulente et un brassage plus important à proximité des deux parois par rapport au cas d'une répartition uniforme de même densité de flux sur une seule paroi du canal (cas Ref). L'allure de profil obtenu est comparable à celle décrite par Ayinde et al. [16] pour une configuration symétriquement chauffée à température pariétale imposée.

L'évolution des profils de vitesse moyenne, d'intensité turbulente et la contrainte de Reynolds indiquent une instationarité conséquente à l'injection d'une puissance non uniforme. Le fluide, accélérant devant les zones chauffées et décélérant devant les zones adiabatiques (voir figure 6), entraîne un accroissement du mélange sur toute la largeur du canal. Une analyse fréquentielle locale sera menée pour approfondir la cinématique instantanée de cet écoulement.

Notons également que l'introduction de l'alternance entraîne une augmentation de 35% de la vitesse débitante par rapport au cas REF et présente ainsi une solution plus favorable en termes de récupération de chaleur (voir tableau 2).

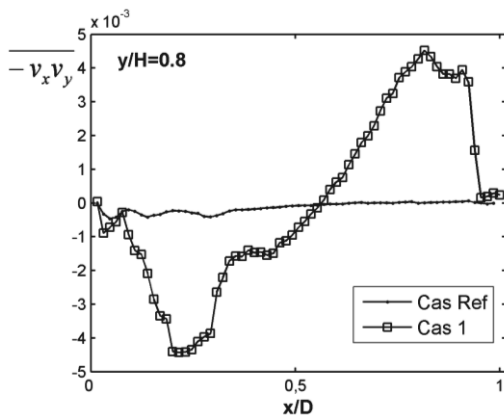


Figure 5 : Contrainte de Reynolds pour le cas 1 et Cas Ref à y/H=0.8

	Débit volumique (m ³ /s)
CAS REF	15,54
CAS 4	21,43
CAS 1	21

Tableau 2. Débit volumique en sortie de canal, y/H=0.95

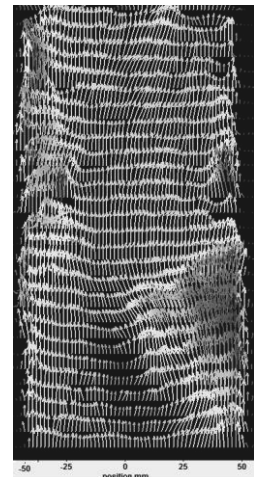


Figure 6 : Champ instantanée de vitesse en sortie de canal

4. Conclusion

Les travaux présentés portent sur l'étude expérimentale des écoulements de convection naturelle générés par des conditions à flux imposé non uniforme distribués périodiquement sur la hauteur de chaque paroi (alternance de zones chauffées et non chauffées). Nous nous sommes attachés dans cette étude à la caractérisation des transferts pariétaux d'un point de vue local et à l'étude de la cinématique de l'écoulement (champs moyen et fluctuations) à travers des mesures PIV.

L'écoulement, soumis à des accélérations et décélérations successives, présente une augmentation de la production turbulente et un brassage plus important à proximité des deux parois par rapport au cas d'une répartition uniforme de même densité de flux sur une seule paroi du canal (cas Ref), entraînant un accroissement des échanges pariétaux. L'introduction

de l'alternance entraîne une augmentation de la vitesse débitante en sortie.

En perspective de ce travail, nous nous attacherons à approfondir la cinématique instantanée de cet écoulement à travers d'une analyse fréquentielle locale et statistique et à lier ce comportement cinématique aux transferts de chaleur à la paroi.

Références

1. X.Zhang, S.Dutta, *Heat Transfer Analysis of Buoyancy-Assisted Mixed Convection With Asymmetric Heating Conditions*. Int. J. Heat Mass Transfer, 1998. **41**(21): p. 3255-3264.
2. J.Hernandez, B. Zamora, *Effects of variable properties and non-uniform heating on natural convection flows in vertical channels*. int. J. Heat Mass Transfer, 2005. **48**: p. 793-807.
3. A.K.da Silva, S.Lorente, A.Bejan, *Optimal distribution of discrete heat sources on a wall with natural convection*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004. **47**: p. 203-204.
4. A.K.da Silva, S.Lorente, A.Bejan, *Distribution of heat sources in vertical open channels with natural convection*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005. **48**: p. 1462-1469.
5. H.Bhowmik, K.W. Tou, *Experimental study of transient natural convection heat transfer from simulated electronic chips*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2004. **29**: p. 485-492.
6. P.M. Guimaraes, G.J. Menon, *Combined free and forced convection in an inclined channel with discrete heat sources*. International Communication in Heat Mass Transfer, 2008. **35**: p. 1267-1274.
7. S.Giroux-Julien, C. Ménézo, J. Vareilles, H. Pabiou, M.Fossa, E.Leonardi, *Natural convection in a nonuniformly heated channel with application to photovoltaic facades*. Computational thermal sciences, 2009. **1**(3): p. 231-258.
8. M.Fossa, C. Menezos, E. Leonardi, *Experimental natural convection on vertical surfaces for building integrated photovoltaic (BIPV) applications*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2008. **32**: p. 980-990.
9. A. Dehghan, M. Benhnia, *Numerical investigation of natural convection in a vertical slot with two heat source elements*. Int. J. Heat and Fluid Flow, 1996. **17**: p. 474-482.
10. M. Raffel, C.Willert, S.Werley, J. Kompenhans, *Particle image velocimetry, a practical guide*, 2007: Springer.
11. M. Miyamoto, *Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates*. J. Heat Transfer, 1986. **4**: p. 1593-1598.
12. A.Fedorov, R.Viskanta, A. Mohamad, *Turbulent Heat and Mass Transfer in an Asymmetrically Heated, Vertical Parallel-plate Channel*. Int. J. Heat and Fluid Flow, 1997. **18**: p. 307-315.
13. S.A.M.Said, M.A. Habib, H.M.Badr, S.Anwar, *Turbulent natural convection between inclined isothermal plates*. Computers&Fluids, 2005. **34**: p. 1025-1039.
14. O.Manca, V. Naso, *Experimental analysis of natural convection and thermal radiation in vertical channels*. ASME Journal of Heat Transfer, 1990. **115**: p. 13-21.
15. A.M.Dalbert, F. Penot, J.L. Peube, *Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant* Int. J. Heat Mass Transfer, 1981. **24**(9): p. 1463-1473.
16. T.F. Ayinde, S.A.M. Said, M.A. Habib, *Experimental investigation of turbulent natural convection flow in a channel*. Heat and Mass Transfer, 2006. **42**: p. 169-177.

Modélisation numérique d'un canal vertical asymétriquement chauffé avec une condition aux limites à l'entrée de type vortacité

Charles GARNIER^{1,2}, Anne SERGENT^{1,2,*}, Patrick LE QUERE¹

¹ LIMSI - UPR CNRS 3251 - Université Paris-Sud - Bât. 508 - BP 133 - 91403 Orsay - FRANCE

² Université Pierre et Marie Curie, Paris 06

*(auteur correspondant : anne.sergent@limsi.fr)

Résumé - La modélisation d'un écoulement d'air en convection naturelle dans un canal vertical ouvert asymétriquement chauffé [1] est présenté pour un nombre de Rayleigh $Ra_L = 5.10^5$. Nous étudions l'influence de la condition limite en entrée du canal : une condition limite de type Dirichlet homogène pour la vitesse horizontale ou une contrainte sur la vortacité afin de conserver le caractère irrotationnel de l'écoulement en amont du canal. Nous reprenons la méthode basée sur le principe de superposition pour construire la solution au problème posé comme la somme d'une solution particulière et d'une combinaison linéaire des modes du noyau de l'opérateur de Stokes. La résolution du problème instationnaire montre que la condition limite modifie la répartition des champs de vitesse sur tout le canal et en particulier la zone de recirculation aval.

Nomenclature

A	rapport de forme de la partie chauffé du canal	u	vitesse horizontale adimensionnelle
g	accélération de la gravité, $m.s^{-2}$	w	vitesse verticale adimensionnelle

G débit massique adimensionnel

H hauteur du canal, m

L largeur du canal, m

L_x largeur adimensionnelle de la zone de recirculation

Nu nombre de Nusselt à la paroi chauffée

P pression motrice adimensionnelle

Pr nombre de Prandlt

q'' densité de flux, $W.m^{-2}$

q_{bas} débit adimensionnel entrant par le bas

q_{haut} débit adimensionnel entrant par le haut

Ra_L nombre de Rayleigh construit sur L

T température adimensionnelle

T_d température débitante adimensionnelle

T_{max} température maximale adimensionnelle

Symboles grecs

α diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$

β coefficient d'expansion volumique, K^{-1}

Δt pas de temps

ΔT différence de température

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

μ paramètre scalaire réel

ν viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

ω vortacité

Indices et exposants

sol relatif à la solution générale

parti relatif à la solution particulière

mode relatif aux modes non-triviaux du noyau de S

1. Introduction

Les écoulements de convection naturelle en milieu ouvert sont abondants tant dans la nature que dans les applications industrielles. On peut citer notamment les systèmes passifs de refroidissement pour les bâtiments, le capteur solaire plan ou même le refroidissement des circuits imprimés. Nous nous intéressons ici au problème classique de la convection naturelle de l'air dans un canal vertical en tant que prototype des écoulements de convection naturelle en milieu ouvert ou semi-confiné. La modélisation de ces écoulements, en vue de leur simulation numérique, a suscité et suscite encore de nombreux travaux [1]. Certains se sont intéressés plus spécifiquement à la région d'entrée de l'écoulement afin de mieux prendre en compte les effets de celle-ci [2]. D'autres ont simulé ce type d'écoulement dans une cavité fermée afin de reproduire l'environnement extérieur dans l'objectif de s'affranchir de l'indétermination des conditions limites en entrée et en sortie du canal.

Cependant, ce type de simulation peut engendrer des problèmes numériques en multipliant les coûts de calcul et pose la question de l'interprétation des résultats obtenus. Une autre alternative consiste à réduire la simulation au domaine physique du canal. Dans ce cas, l'enjeu majeur réside dans la modélisation et l'application des conditions limites aux interfaces ambiance-environnement. Il a souvent été considéré, pour le cas de la convection naturelle dans un canal vertical, des conditions limites en entrée contraignant le moins possible l'écoulement. De nombreuses simulations ont retenus une condition de type Neumann homogène pour la vitesse verticale et une condition de type Dirichlet homogène pour la vitesse horizontale (CLU-DH). Dans notre étude, nous nous intéressons à un nouveau jeu de conditions limites en entrée du canal : une condition de type Neumann homogène sur la vitesse verticale et une condition de type Neumann sur la vitesse horizontale obtenue pour satisfaire une vorticité nulle à l'entrée (CLU-V). Ce choix est fortement motivée par le fait que l'on souhaite conserver en entrée du canal le caractère irrotationnel de l'écoulement amont. La méthode de résolution utilisée s'appuie sur la démarche initiée par [3]. Celle-ci a mis en évidence que le noyau de l'opérateur de Stokes admettait des modes non-triviaux (modes autres que le mode *vitesse nulle-pression constante* bien connu) pour les conditions limites CLU-DH. Le Quéré [3] a proposée une méthode de résolution pour lever les indéterminations supplémentaires sur la solution, associées aux modes non-triviaux, par l'imposition d'une nouvelle contrainte.

Dans cet article, nous nous appuyons sur une analyse des valeurs singulières (SVD) du noyau de l'opérateur de Stokes pour connaître les indéterminations supplémentaires sur la solution, liées au jeu de conditions limites utilisée. Puis nous utilisons le principe de superposition pour obtenir la solution complète. Les résultats des cas CLU-V et CLU-DH sont comparés.

2. Définition du problème physique

Nous étudions un canal vertical bi-dimensionnel chauffée partiellement à flux constant sur une paroi et ouvert à ses deux extrémités sur deux milieux semi-infinis à pression constante. La configuration du problème est présentée par la figure 1. Nous reprenons ici le cas test proposée par le benchmark [1]. Nous considérons le cas pour lequel le rapport de forme de la partie chauffée $A=H/2L=5$, le nombre de Rayleigh de $Ra_L = g\beta\Delta TL^3/\alpha\nu = 5.10^5$ et le nombre de Prandlt de $Pr = 0.71$. La mise en équation du problème est effectuée en considérant les variables primitives u , w et P . Les équations adimensionnées gouvernant le problème étudiée sont celles d'un écoulement incompressible et instationnaire d'un fluide newtonien sous les hypothèses de Boussinesq. Les grandeurs de référence utilisées sont la largeur L comme unit  e de longueur, la vitesse de référence de convection naturelle $\alpha Ra^{1/2}/L$ comme unit  e de vitesse et $\Delta T = q'L/\lambda$ comme différence de température.

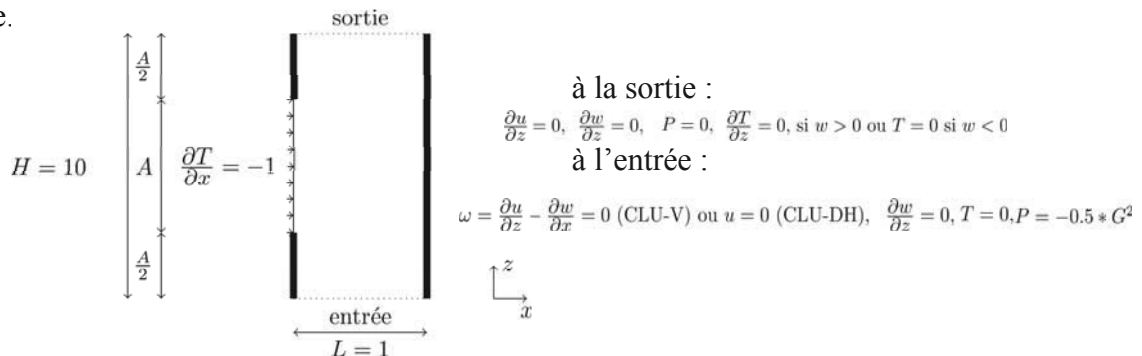


Figure 1: Configuration du canal vertical avec une paroi chauffée partiellement à flux constant et conditions limites en entrée et sortie

En sortie du canal, nous considérons des conditions limites de type jet en atmosphère libre. En entrée, nous imposons une condition de type Neumann homogène sur la vitesse verticale w et une température d'entrée nulle. La pression en entrée est déterminée en supposant qu'elle vérifie les hypothèses du théorème de Bernoulli (le fluide est un fluide parfait en écoulement irrotationnel). Celle-ci est obtenue en appliquant de manière globale le théorème de Bernoulli entre l'entrée du canal et le milieu semi-infini au repos à pression constante :

$$p_{sol} = -\frac{G^2}{2} = -\frac{(\int_0^1 w(x,0) dx)^2}{2} \quad (1)$$

Sur les deux parois verticales, nous imposons une condition d'adhérence et les parois non-chauffées sont adiabatiques. Deux cas sont étudiés pour la condition limite en entrée sur la vitesse horizontale u . Pour le cas CLU-V, nous souhaitons obtenir un écoulement irrotationnel en entrée du canal afin de satisfaire les hypothèses pour la pression en entrée. Nous comparons ce cas avec le jeu de conditions CLU-DH, pour lequel nous considérons une condition de type Dirichlet homogène sur la vitesse u .

3. Formulation mathématique et analyse du problème

Les équations considérées sont discrétisées en temps selon un pas de temps Δt en utilisant une discrétisation implicite des termes linéaires et une discrétisation explicite des termes non linéaires. A chaque pas de temps, la vitesse et la pression doivent satisfaire le système d'équations linéaires suivant, où S est l'opérateur de Stokes instationnaire :

$$S \begin{pmatrix} u \\ w \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_u & 0 & -G_x \\ 0 & H_w & -G_z \\ D_x & D_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ w \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_u \\ s_w \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

avec :

- $H_u = (\frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \Delta - \frac{C}{\Delta t} \mathbb{I})$ et $H_w = (\frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \Delta - \frac{C}{\Delta t} \mathbb{I})$ où C est une constante dépendante du schéma temporel utilisé,
- $G_x = \frac{\partial P}{\partial x}$, $G_z = \frac{\partial P}{\partial z}$ et $D_x = \frac{\partial u}{\partial x}$, $D_z = \frac{\partial w}{\partial z}$
- s_u et s_w contiennent tous les termes calculés au temps n et sont considérés comme les termes sources,

Ce système elliptique est complété par les conditions limites retenues pour notre étude (CLU-DH ou CLU-V).

Il est bien connu que le problème continu correspondant au système (2) est singulier. Cela est dû au fait que le mode *vitesse nulle – pression constante* est solution du noyau de l'opérateur de Stokes. Pour un écoulement incompressible, la pression est définie à une constante près. La méthode proposée par [3] montre que l'imposition des conditions limites peut accroître la dimension du noyau de S amenant ainsi une indétermination supplémentaire pour la solution du problème étudié. Nous reprenons ici cette démarche.

Nous rappelons que l'espace des solutions du problème générique de type $AX = B$ avec $B \neq 0$, $B \in Im(A)$ et A une matrice non inversible, est un espace affine dirigé par le noyau de A . Si X_0 est une solution particulière du système non homogène $AX = B$, alors l'espace des solutions est de la forme :

$$X = X_0 + ker(A) = \{X_0 + X^*, X^* \in ker(A)\} \quad (3)$$

Si le problème discret aboutit à ce que l'opérateur de Stokes admette plusieurs éléments dans son noyau, alors toute superposition d'une solution particulière et d'une combinaison linéaire des éléments du noyau est solution du problème posé. Nous pouvons aussi écrire la solution de la manière suivante :

$$X = X_0 + \mu_1 X_1 + \sum_{l=2}^k \mu_l X_l^* \quad (4)$$

avec X_1 le mode trivial *vitesse nulle – pression constante*, $\{X_1, \{X_l^*\}_{2 \leq l \leq k}\}$ une base orthogonale du noyau de \mathbf{S} et μ_l coefficients réels. Il est judicieux de chercher à écrire la solution sous cette forme puisque nous pourrions de cette manière avoir des modes non-triviaux orthogonaux au mode *vitesse nulle – pression constante*. La solution exprimée admet une infinité de solutions tant que les valeurs μ_l ne sont pas déterminées. Pour obtenir une solution, définie comme à l'accoutumée à une constante près pour la pression, nous devons calculer celles-ci en tenant compte de la physique du problème étudié.

4. Méthode numérique

Le problème est discrétisé selon la méthode des volumes finis, la frontière du canal coïncide avec les faces où sont stockées la vitesse w . La résolution numérique du problème discret (2) s'effectue selon trois étapes. (i) La première consiste à chercher les modes non-triviaux de l'opérateur de Stokes par l'analyse des valeurs singulières de ce dernier. Cette étape est effectuée une seule fois si le pas de temps Δt est fixe au cours de la simulation ou à chaque pas de temps si celui-ci est variable. (ii) La deuxième étape permet de déterminer une solution particulière X_0 au temps $n + 1$ en utilisant un code de résolution de type volumes finis. (iii) La troisième étape construit la solution globale X du problème posé au temps $n + 1$ comme la superposition de la solution particulière et des modes non-triviaux du noyau de \mathbf{S} . Ces deux dernières étapes sont réalisées à chaque pas de temps.

4.1 Décomposition en valeurs singulières

Nous utilisons la décomposition en valeurs singulières afin d'obtenir une représentation explicite de l'image et du noyau de l'opérateur de Stokes discret \mathbf{S} . La SVD ne reconnaît pas automatiquement le mode *vitesse nulle – pression constante* comme vecteur engendrant le noyau. Afin d'obtenir une base orthogonale du noyau de \mathbf{S} pratique pour notre cas d'étude, nous orthogonalisons les vecteurs singuliers fournis par la SVD par rapport au mode trivial *vitesse nulle – pression constante*. L'algorithme utilisé pour obtenir la base orthogonale engendrant le noyau de \mathbf{S} associé à notre problème utilise la sous-routine DGESVD de la librairie fortran LAPACK.

4.2 Solution particulière

Nous obtenons la solution particulière au problème non-homogène en utilisant un code de calcul de type volumes finis avec un schéma MAC sur un maillage uniforme. Le code permet une résolution instationnaire et utilise une méthode de prédiction - projection. L'étape de prédiction utilise un traitement implicite des termes visqueux couplé avec un traitement explicite des termes convectifs. L'étape de projection requiert la résolution d'une équation de type Poisson pour la correction de pression, qui est réalisée en utilisant un algorithme multi-grille. Nous utilisons un schéma d'Adams-Bashford d'ordre 2 pour l'intégration temporelle, et des schémas centrés d'ordre 2 pour la discrétisation spatiale. Le code est globalement d'ordre 2.

4.3 Principe de superposition

Nous présentons la méthode dans le cas d'un seul mode non-trivial dans le noyau de \mathbf{S} , ce qui s'avère vrai pour les cas considérés. Pour obtenir la solution complète, il nous faut déterminer la valeur du coefficient μ associé au mode non-trivial. Nous cherchons à construire la solution complète sous la forme de (4). La solution au problème posé est obtenue en superposant une solution particulière du problème non-homogène et une combinaison linéaire du mode non-trivial du noyau de \mathbf{S} :

$$\{u_{sol}, w_{sol}, p_{sol}\} = \{u_{parti}, w_{parti}, p_{parti}\} + \mu \cdot \{u_{mode}, w_{mode}, p_{mode}\} \quad (5)$$

Il nous reste à lever l'indétermination sur la valeur du paramètre μ pour obtenir une solution où la pression est connue à une constante près. Pour déterminer la valeur du paramètre μ , nous utilisons les hypothèses sur la pression en entrée du canal (1), ce qui revient à écrire :

$$p_{parti}^{global} + \mu \cdot p_{mode}^{global} = - \frac{(\int_0^1 w_{parti}(x, 0) + \mu \cdot w_{mode}(x, 0) dx)^2}{2} \quad (6)$$

Nous obtenons ainsi une équation du second degré pour μ :

$$\mu^2 \cdot \frac{(\int_0^1 w_{mode}(x, 0) dx)^2}{2} + \mu \cdot [\int_0^1 w_{parti}(x, 0) dx \cdot \int_0^1 w_{mode}(x, 0) dx + p_{mode}^{global}] + [p_{parti}^{global} + \frac{(\int_0^1 w_{parti}(x, 0) dx)^2}{2}] = 0 \quad (7)$$

Cette équation du second degré nous donne deux solutions possibles. Le calcul montre que l'une des deux solutions est très grande en valeur absolue devant la deuxième. Choisir la plus grande des solutions reviendrait à ce que la solution complète soit uniquement influencée par le mode du noyau de l'opérateur de Stokes, aboutissant à une solution non physique du point de vue thermique. Le choix qui est effectué consiste donc à choisir la plus petite solution en valeur absolue. La superposition est effectuée à chaque pas de temps.

5. Influence des conditions limites

5.1 Cas étudiés

Nous comparons deux jeux de conditions limites en entrée du canal. Dans le cas CLU-DH, une condition de type Dirichlet homogène sur la vitesse u [1] est imposée. Le cas CLU-V considère un écoulement irrotationnel ($\omega = 0$) à l'entrée du canal pour satisfaire les hypothèses nécessaires à l'application du théorème de Bernoulli global pour la pression d'entrée. Comme la vorticité n'apparaît pas dans les équations discrétisées, nous en déduisons une condition de Neumann sur la vitesse horizontale u (figure 1). La vorticité nulle est donc imposée de manière implicite. Pour les deux cas, un maillage uniforme 48×398 est utilisé, avec un pas de temps de $\Delta t = 10^{-2}$.

5.2 Résultats

L'application de la méthode SVD montre pour les deux cas considérés l'existence d'un mode non-trivial dans le noyau de l'opérateur de Stokes. Pour CLU-DH, le mode non-trivial du noyau est du type écoulement de Poiseuille. Dans le cas CLU-V, le mode non-trivial est plus complexe : u , w et $\partial P / \partial z$ ne sont plus uniformes suivant z . La figure 2 présente la distribution spatiale de ce mode pour l'opérateur de Stokes stationnaire, de façon à mettre en évidence l'effet des conditions limites en éliminant le terme temporel de la matrice \mathbf{S} .

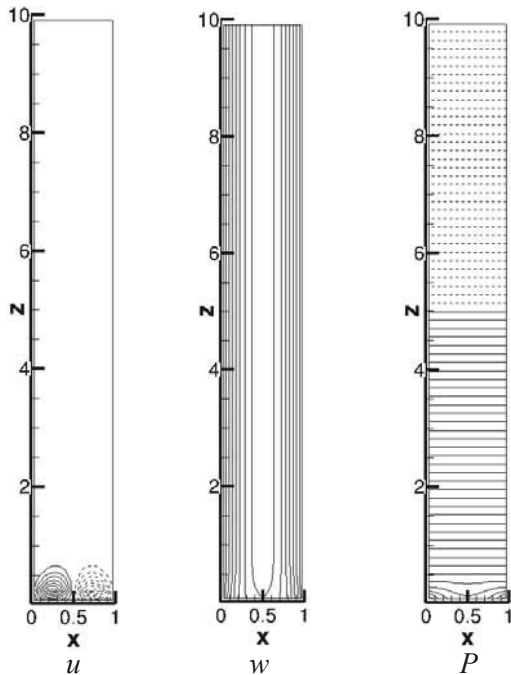


Figure 2 : Cas CLU-V : Mode non-trivial du noyau de S stationnaire

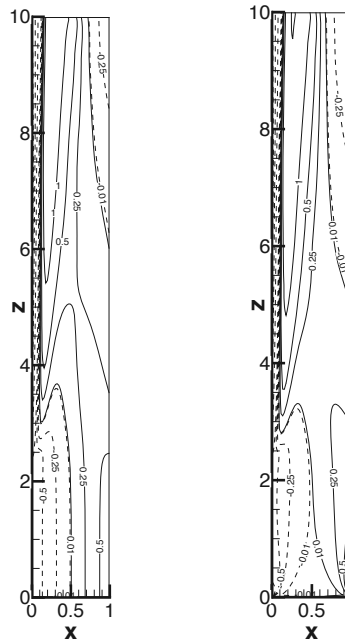


Figure 3 : Iso-contours de vorticité : à gauche CLU-DH et à droite CLU-V

On remarque que la principale différence est uniquement située sur une zone très réduite à l'entrée du canal. Pour l'opérateur de Stokes instationnaire, cette zone est encore plus réduite.

Tous les résultats présentés ci-après correspondent à l'état stationnaire vers lequel tend l'écoulement au nombre de Rayleigh considéré. Une première étape de validation de notre méthodologie de résolution des équations instationnaires de Navier-Stokes avec le principe de superposition consiste à comparer nos résultats à ceux obtenus par le code AQUILON dans le cadre de [4], dont les conditions limites correspondent à celles de CLU-DH. Ce code est basé sur une méthode de résolution par Lagrangien augmenté avec des variables dé-localisées MAC sur un maillage uniforme de 100×1000 . Le tableau 1 rassemble les grandeurs caractéristiques de l'écoulement pour CLU-DH, CLU-V et les résultats du code AQUILON. On constate un bon accord entre les deux calculs considérant une condition de type Dirichlet homogène sur la vitesse u (CLU-DH et AQUILON), en particulier en ce qui concerne le nombre de Nusselt. En revanche, l'écart entre les estimations des débits entrant par le bas et le haut du canal est plus important, même si l'ordre de grandeur de celui-ci n'est que de 3%.

L'effet de la condition limite d'entrée est illustré à la figure 3, où est présentée la distribution spatiale de vorticité pour CLU-DH et CLU-V. Le fait d'imposer une condition limite de vorticité nulle en entrée du canal modifie la partie basse du canal à $z=H/5$. Dans cette zone, on observe pour CLU-V l'établissement de l'écoulement avec un coeur irrotationnel qui tend à disparaître, alors que pour CLU-DH la vorticité conserve le profil linéaire de l'entrée (figure 4). Les profils et les distributions spatiales des vitesses horizontale et verticale sont tracées sur les figure 4 et 5. L'écoulement en entrée du canal est très différent entre les deux cas. Une vitesse horizontale non nulle et un profil de vitesse verticale quasiment plat sont observés pour CLU-V. Ce profil plat tend ensuite vers un profil parabolique en entrée de la zone chauffée ($z=H/4$).

Pour CLU-DH, on observe un profil de vitesse verticale parabolique et une vitesse horizontale nulle depuis l'entrée jusqu'à la partie chauffée du canal. Les vitesses maximales à l'intérieur de la couche limite chaude sont quant à elles du même ordre de grandeur pour CLU-V et CLU-DH. En revanche, le tableau 1 met en évidence un débit d'air amont inférieur de 25% pour CLU-V par rapport à CLU-DH. Ceci est compensé par une zone de recirculation et un débit entrant en aval du canal plus important pour CLU-V. Le débit de fluide entrant par le haut du canal est en effet plus élevé d'environ 79% pour CLU-V par rapport à CLU-DH

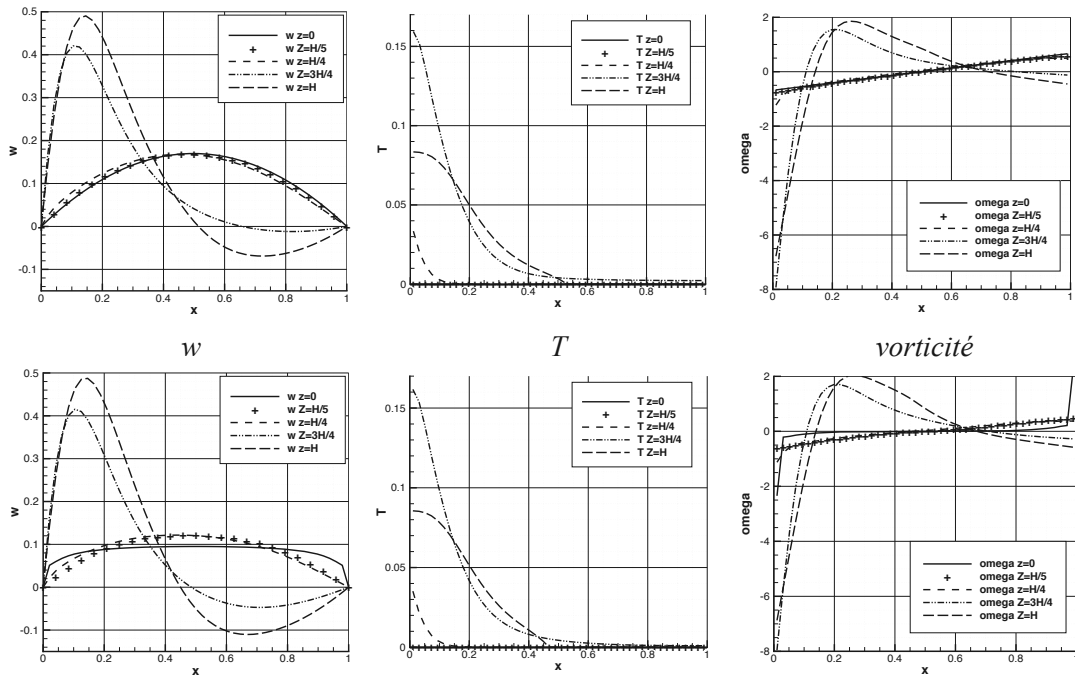


Figure 4 : Profil de la vitesse verticale w , de la température et de la vorticité à différentes hauteurs : en haut CLU-DH et en bas CLU-V

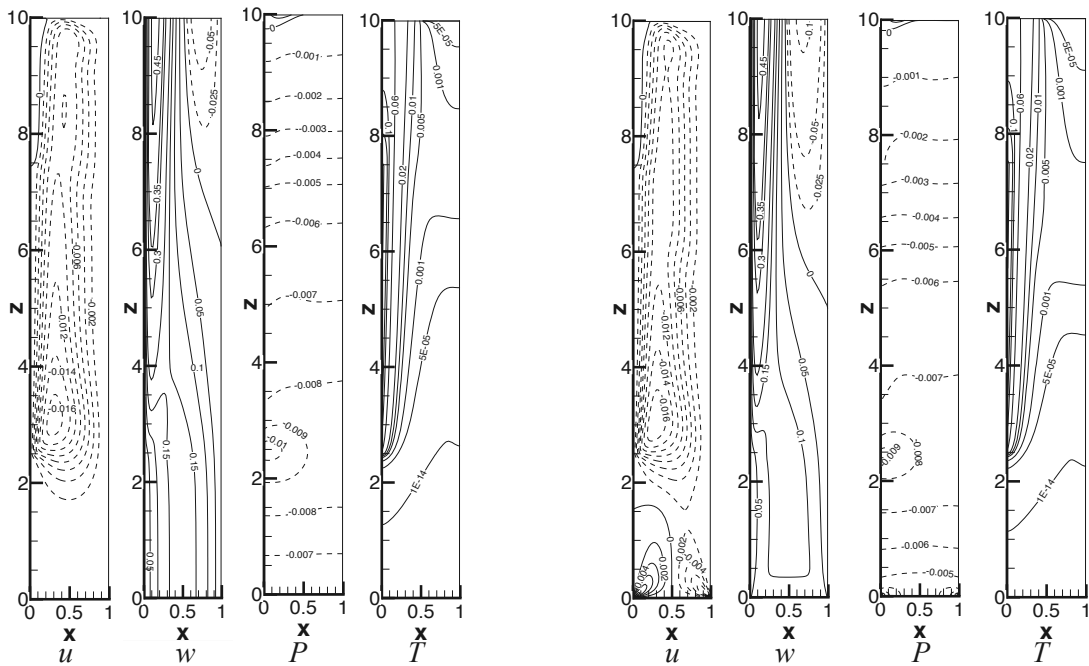


Figure 5 : Distribution spatiale de u , w , P et T : à gauche CLU-DH et à droite CLU-V

La figure 5 montre une distribution de pression similaire pour les deux configurations, le gradient de pression global entre l'entrée et la sortie du canal étant cependant plus faible pour CLU-V (figure 6). Ceci correspond à la condition limite imposée (équation 1). Le champ de température est lui aussi influencé par la condition limite d'entrée. En effet la zone de recirculation plus importante pour CLU-V apporte du fluide froid jusqu'à la mi hauteur du canal modifiant ainsi la distribution des isothermes. Cependant, la température maximale au sein de la couche limite chauffée reste relativement proche pour les deux cas (tableau 1).

Cas d'étude	q_{bas}	q_{haut}	Nu	T_d	T_{max}	L_x
CLU-V 48 x 498	60,1	28,58	6,88	8,31E-02	0,178	0,551
CLU-DH 48 x 398	80,1	15,93	6,98	6,24E-02	0,176	0,486
AQUILON [4] 100 x 1000	77,7	17,1	6,98	6,45E-02	--	0,500

Tableau 1 : Comparaison des grandeurs caractéristiques de l'écoulement : $T_{max} = Max(T(x, z))$,

$$q_{bas} = \int_0^1 w(x, 0) dx, \quad q_{haut} = - \int_{x_0}^1 w(x, H) dx \text{ avec } w(x_0, H) = 0, \quad T_d = \frac{1}{q_{bas}} \int_1^0 w(x, H) T(x, H) dx,$$

$$Nu = \frac{2}{A} \int_{A/4}^{3A/4} Nu_{local}(z) dz \text{ avec } Nu_{local}(z) = \frac{1}{T(0, z)}, \quad L_x = 1 - x_0 \text{ tel que } w(x_0, H) = 0.$$

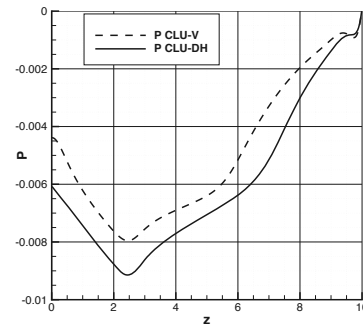


Figure 6 : Profil de pression le long de la ligne médiane

6. Conclusion

La résolution des équations de Boussinesq dans le cas d'un canal vertical ouvert asymétriquement chauffé est traitée par une méthode d'analyse des valeurs singulières de l'opérateur de Stokes associée à la superposition d'une solution particulière et d'une combinaison linéaire des modes du noyau de l'opérateur de Stokes satisfaisant une contrainte physique sur le gradient de pression global. Une fois la méthodologie validée par comparaison avec un résultat de la littérature [4], l'effet de la condition limite d'entrée a été étudié. Deux conditions ont été retenues, la première impose une condition de Dirichlet homogène pour la vitesse horizontale et la seconde un écoulement irrotationnel, condition nécessaire à l'application du théorème de Bernoulli global. L'existence d'un mode non-trivial du noyau de l'opérateur de Stokes a été montrée, différent pour chacun des deux cas. La résolution du problème instationnaire a montré une couche limite chauffée inchangée tandis que la zone de recirculation établie en aval du canal est plus importante pour la condition limite en vorticité, modifiant ainsi la répartition des champs de vitesse sur tout le canal.

Références

- [1] G. Desrayaud, R. Bennacer, J.P. Caltagirone, E. Chenier, A. Joulin, N. Laaroussi, and K. Mojtabi. Etude numérique comparative des écoulements thermoconvectifs dans un canal vertical chauffé asymm riquement. In 8  me Colloque Inter-Universitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes, CIFQ2007/ART-06-14, 28-30 May 2007.
- [2] C.F Kettleborough. Transient laminar convection between heated vertical plates including entrance effects. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 15, 1972.
- [3] P. Le Quéré. On the computation of some external or partially enclosed natural convection flows. In 7th International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, 401, 2011.
- [4] Simulation numérique de l'écoulement d'air dans un canal vertical partiellement chauffé, Exercice de comparaison, GDR AMETH, Rapport intermédiaire, 26 mai 2010.

Influence des rugosités artificielles sur l'amélioration du transfert thermique dans un conduit d'air

Amel BOULEMTAFES-BOUKADOUM¹, Ahmed BENZAOU², Amina MATAOUI³

¹ Division Solaire Thermique et Géothermie, CDER.

B.P. 62 Route de l'observatoire, Bouzaréah, Alger – ALGERIE

² Laboratoire de Thermodynamique et des Systèmes Energétiques,
Faculté de Physique USTHB

BP 32 El Alia Bab Ezzouar 16 111 Alger (Algérie)

³ Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée Faculté de Physique USTHB

BP 32 El Alia Bab Ezzouar 16 111 Alger (Algérie)

aboukadoum@gmail.com

Résumé - Nous présentons les résultats d'une analyse numérique basée sur la simulation de l'écoulement dans le conduit d'air d'un capteur solaire à air dont l'une des parois est munie de rugosités artificielles de forme rectangulaire. Nous avons procédé à la simulation du fonctionnement de ce capteur en utilisant les techniques CFD (Computational Fluid Dynamic). Plusieurs modèles de turbulence ont été utilisés (K-ε Standard, RNG, Réalisable, k-w et k-w SST) et une comparaison entre les résultats prédits par les différents modèles de turbulence a été effectuée. L'analyse de l'écoulement et du transfert thermique a montré clairement l'accroissement du transfert de chaleur par convection entre l'absorbeur et le fluide (air), par le calcul du Nombre de Stanton et le facteur de frottement fr.

Nomenclature

C_p Chaleur spécifique de l'air [J/kg K]
D_h Diamètre hydraulique du conduit d'air [m]
e Hauteur de la rugosité [m]
fr Facteur de frottement
H Hauteur du conduit [m]
L Longueur caractéristique [m]
L_r Longueur de rattachement [m]
Nu Nombre de Nusselt (absorbeur rugueux)
p Distance entre deux rugosités successives [m]
P Pression [Pa]
Pr Nombre de Prandtl
Q Densité de flux de chaleur reçu par l'absorbeur [W/m²]
Re Nombre de Reynolds
St Nombre de Stanton
T Température [K]
u Vitesse de l'écoulement [m/s]
w largeur de la rugosité [m]

Lettres grecques

λ Conductivité thermique de l'air [W/m²K]
ν Viscosité dynamique de l'air [kg/ms]
ν Viscosité cinématique du fluide [m²/s]
ρ Masse volumique de l'air [kg/m³]

Indices et exposants

1 lisse
0 entrée

1. Introduction

Les capteurs solaires sont les composants de base de la plupart des équipements de production d'énergie solaire. Les capteurs plans de type vitré sont les plus répandus et ils existent sous différents aspects. Ces capteurs sont adaptés à des applications à basses températures où la température désirée se situe entre 30 et 70 °C. Ce type de capteur est constitué d'une couverture transparente (vitrage), d'un absorbeur plan et d'un panneau isolant. Cependant les principaux inconvénients de ce type de capteurs sont les faibles valeurs des propriétés thermophysiques de l'air: sa faible densité et sa basse capacité calorifique, d'où son faible coefficient de transfert de chaleur de convection entre l'air et l'absorbeur. Des techniques existent pour améliorer le transfert thermique dans les capteurs solaires à air: introduction de

chicanes dans la veine d'air mobile ou dotation de l'absorbeur de rugosités artificielles. Nous nous intéressons à cette dernière méthode dans notre présent travail.

Il a été constaté que la résistance principale au transfert de chaleur de convection est due à la formation d'une couche limite sur la surface de transfert thermique. Pour augmenter ce dernier, il faut que l'écoulement soit turbulent tout près de la surface de transfert c'est-à-dire dans la sous-couche laminaire, là où le transfert a lieu, **1**. La rugosité artificielle a donc pour rôle de détruire la sous-couche laminaire et rendre l'écoulement turbulent près de la paroi.

2. onfiguration éométrique

Afin d'approcher le cas du capteur solaire à air, nous avons choisi la configuration suivante : Il s'agit d'un canal de section rectangulaire dont la paroi supérieure représente le vitrage et la paroi inférieure l'absorbeur. Celui-ci est muni de rugosités artificielles de forme rectangulaire. L'air circule en convection forcée. Fig.(1). Les dimensions du canal sont les suivantes **2**

$H = 40 \text{ mm}$, $e = 3.8$, $w = 5.8 \text{ mm}$, $p = 34 \text{ mm}$

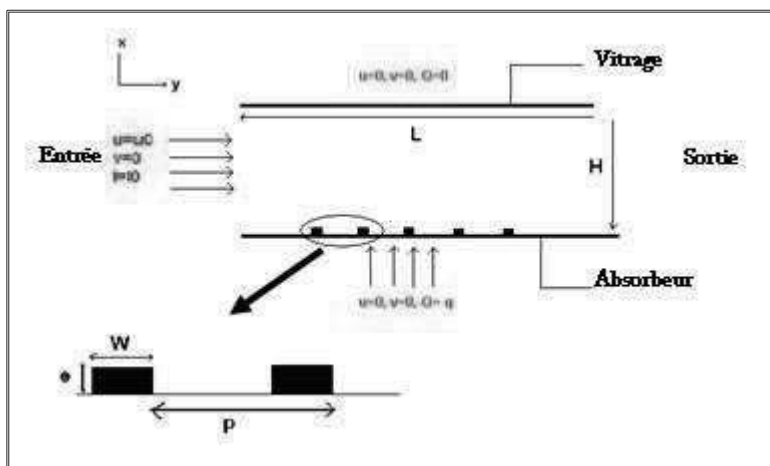


Figure 1: Configuration géométrique étudiée

3. Modélisation Mathématique

On rappelle que l'écoulement de l'air dans le conduit doit satisfaire les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui s'écrivent comme suit, moyennant les hypothèses simplificatrices suivantes:

L'écoulement est incompressible, bidimensionnel et stationnaire.

Les propriétés thermophysiques de l'air sont supposées constantes.

La conductivité thermique des parois est supposée constante.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) \tag{2}$$

$$u_i \frac{\partial T}{\partial x_j} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} \right) \tag{3}$$

En considérant l'écoulement de l'air dans le régime turbulent, on adopte la modélisation statistique de la turbulence appelée RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) qui consiste à décomposer le vecteur vitesse comme suit:

$$u = \bar{u} + u' \tag{4}$$

Où \bar{u} représente la vitesse moyenne (qui sera notée simplement u dans ce qui suit), et u' la vitesse fluctuante. En substituant la relation (4) dans les équations de Navier Stokes, on obtient, pour un fluide incompressible en notation tensorielle **3**

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i) = 0 \tag{5}$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u'_i u'_j} \tag{6}$$

avec : $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$

x_i , coordonnées cartésiennes ($x_i \equiv x, y$),
 u_i , composante de la vitesse suivant la direction x_i ,
 est le coefficient de viscosité dynamique.

Ces équations sont appelées équations moyennées de Navier Stokes ou RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes). Le terme $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$ représente le tenseur des contraintes de Reynolds et doit être correctement modélisé pour fermer les équations. Pour cela on utilise l'hypothèse de Boussinesq : on suppose que le tenseur des contraintes de Reynolds a la même forme qu'un tenseur des contraintes visqueuses, c'est-à-dire que l'écoulement turbulent se comporte comme un fluide de viscosité μ_t :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \tag{7}$$

où $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ représente l'énergie cinétique turbulente. L'expression de μ_t dépend du modèle de fermeture utilisé.

4. Résolution numérique

.1 Maillage

Un maillage bidimensionnel, structuré, non uniforme et multiblocs a été généré sous l'environnement Gambit. Un raffinement du maillage auprès des parois a été nécessaire afin de tenir compte des variations de l'écoulement dans la région de proche paroi. Plusieurs grilles ont été testées afin de vérifier que la solution est indépendante du maillage.

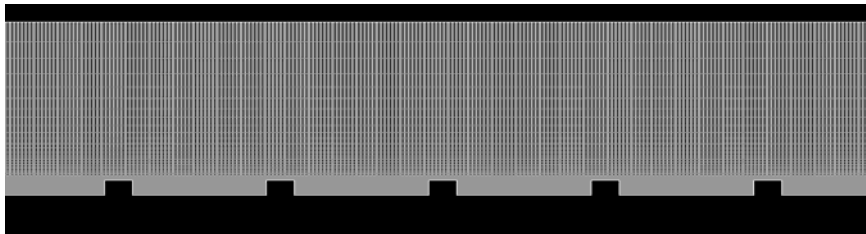


Figure 2 maillage bidimensionnel appliqué au domaine de calcul

.2 Résolution

Le code commercial FLUENT 6.3. basé sur la méthode des volumes finies a été utilisé pour la résolution des équations du mouvement et l'équation de l'énergie. Celles-ci ont été discrétisées selon le

schéma numérique Upwind du second ordre. Le couplage entre la vitesse et la pression a été traité avec l’algorithme SIMPLE. Les conditions aux limites appliquées sont “Velocity inlet” à l’entrée et “Pressure outlet” en sortie.

A l’entrée du canal :

$T_0=293K$, $u_0=0.68$ à 3.4 m/s, $v_0=0$, $I=5\%$

Sur la paroi supérieure

$u=0, v=0, q=0$ (adiabatique)

Sur la paroi inférieure

$u=0, v=0, q=4$ kW/m²

Sortie

$P= P_{atm}$

. Résultats et Discussions

Nous avons résolu les équations de continuité, de mouvement et l’équation de l’énergie en régime turbulent en utilisant 4 modèles de fermetures:

Le modèle k-ε RNG

Le modèle k-ε RZ

Le modèle k-ω Standard

Le modèle k-ω SST

Pour vérifier l’indépendance de la solution par rapport au maillage, plusieurs grilles ont été testées. Pour toutes les simulations effectuées, nous avons vérifié que $y^+ < 5$ afin de résoudre les équations dans la sous-couche visqueuse. Nous avons considéré comme critère de convergence les valeurs suivantes :

Résidus	continuité	ux	uy	énergie	k	ε	w
valeur	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁸	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴

Pour chaque modèle de turbulence, nous avons fait varier le nombre Reynolds de 3000 à 15000. En parallèle, nous avons procédé à la même étude pour un conduit de même dimensions dont la paroi inférieure est lisse, afin de comparer les résultats obtenus et ainsi mettre en évidence l’amélioration du transfert thermique due à la présence de rugosités artificielles. L’un des paramètres les plus importants dans le domaine de la convection, considéré comme témoin d’un bon transfert thermique est le nombre de Stanton. On rappelle que celui-ci s’écrit :

$$St = Nu Re / Pr \tag{7}$$

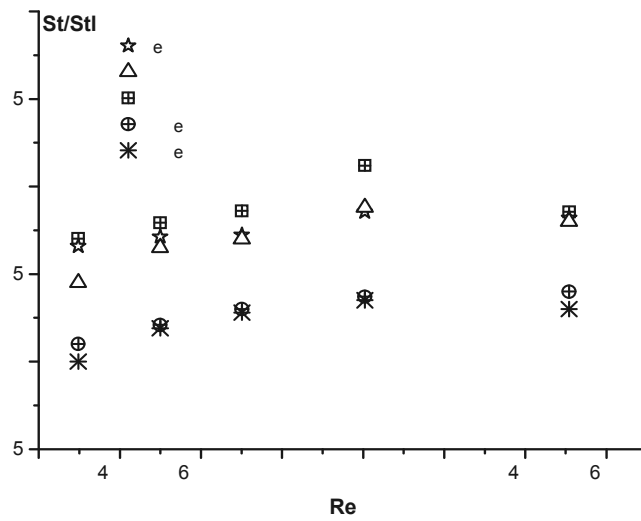


Fig.3 Variation de (St/St_l) en fonction de Re , obtenue par les prédictions de plusieurs modèles de turbulence.

La courbe représentant le rapport entre le nombre de Stanton (St) pour le conduit à paroi rugueuse et celui dont les parois sont lisses (St_l), en fonction du nombre de Reynolds, et cela pour différents modèles de turbulence utilisés est présentée dans la figure 3. On rappelle que le nombre de Nusselt pour les conduits à parois lisses s’écrit par la corrélation de Dittus-Boelter,

$$Nu_l = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \tag{8}$$

Nous observons que le rapport St/St_l augmente avec le nombre de Reynolds quelque soit le modèle de turbulence utilisé. L’augmentation du nombre de Stanton pour un conduit rugueux par rapport au conduit lisse varie entre 1.3 et 1.8 fois, le maximum étant atteint pour $Re=10000$. De plus, de cette comparaison, il en ressort clairement que le modèle SST $k-\omega$ donne les meilleurs résultats car ses valeurs sont les plus proches des résultats expérimentaux de **Kar a 2**. De ce fait, nous utiliserons ce modèle exclusivement dans la suite du travail.

Afin de vérifier que l’amélioration du transfert de chaleur induite par la présence des rugosités artificielles n’est pas suivie d’une trop grande perte par frottement, nous avons calculé le facteur de frottement relatif au conduit rugueux (fr), ainsi que le facteur de frottement relatif au conduit lisse (fr_l), pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. Ce dernier est calculé par la relation de Blasius,

$$fr_l = 0.316 Re^{-0.25} \tag{9}$$

L’évolution du rapport (fr/fr_l) en fonction de Re est représentée sur la figure 4. Nous avons noté que l’allure de la courbe obtenue par notre simulation est semblable à celle de **Kar a 2**. les valeurs du facteur de frottement bien qu’ils soient augmentés par la présence des rugosités restent dans une marge raisonnable.

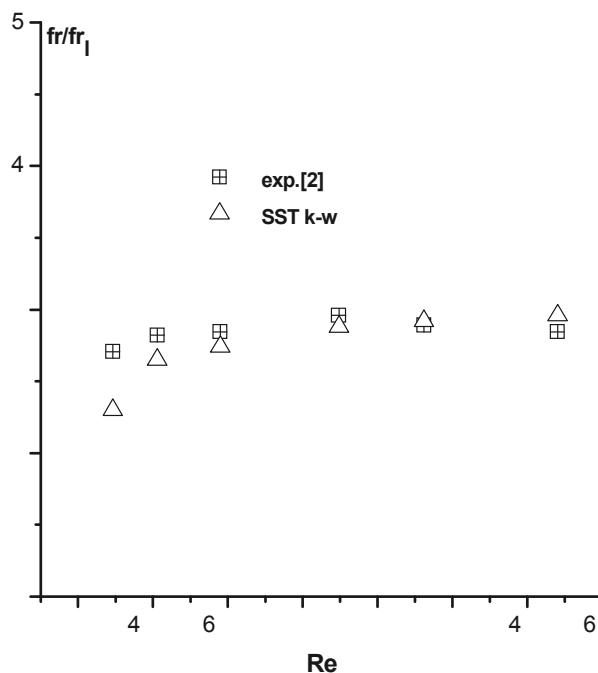


Fig.4 Evolution de f_r/f_{r1} en fonction de Re (modèle SST $k-\omega$)

Pour bien comprendre le mécanisme du transfert thermique entre l'air et la surface chauffée de l'absorbeur et principalement dans la région d'inter-rugosités, il est important d'analyser les caractéristiques de l'écoulement du fluide, qui sont responsables du mécanisme de transfert. Afin d'observer de plus près les principales zones de recirculations qui apparaissent en amont, au dessus et en aval de la rugosité, nous avons relevé la distribution des vecteurs de vitesses (composante longitudinale) autour des rugosités rectangulaires (Fig. 5), pour différents nombres de Reynolds. Nous pouvons remarquer une première zone de faible recirculation en amont de la rugosité qui apparaît lorsque l'écoulement est décollé. D'abord à peine observable, elle prend de l'ampleur avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La deuxième zone de recirculation apparaît au-dessus de la rugosité, elle s'élargit en atteignant le bord de la rugosité, c'est une zone de sur-vitesse, où le fluide atteint une vitesse de plus de 150 % sa vitesse initiale. Les valeurs négatives de la vitesse indiquent l'existence de la zone de séparation et de rattachement de l'écoulement à la paroi.

En aval de la rugosité et près de la paroi, on observe une grande zone de recirculation qui correspond à la zone de rattachement de l'écoulement à la paroi et une petite zone dans le coin inférieur de la rugosité qui prend de l'ampleur à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

Comme les données détaillées des paramètres d'écoulement comprenant le point de séparation, le point de rattachement dans le domaine étudié sont indispensables pour l'analyse du mécanisme de transfert de chaleur, nous avons relevé les abscisses des points de rattachement (x) du fluide à l'aval de chaque rugosité ainsi que les longueurs de rattachement (L_r) relatives aux points sus cités. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6. Comparés, aux résultats de **hau e**, ils montrent une bonne concordance avec ceux-ci. Nous pouvons observer que les longueurs de rattachement diminuent progressivement après chaque rugosité avant de se stabiliser autour d'une valeur constante qui correspond au régime de turbulence pleinement développée.

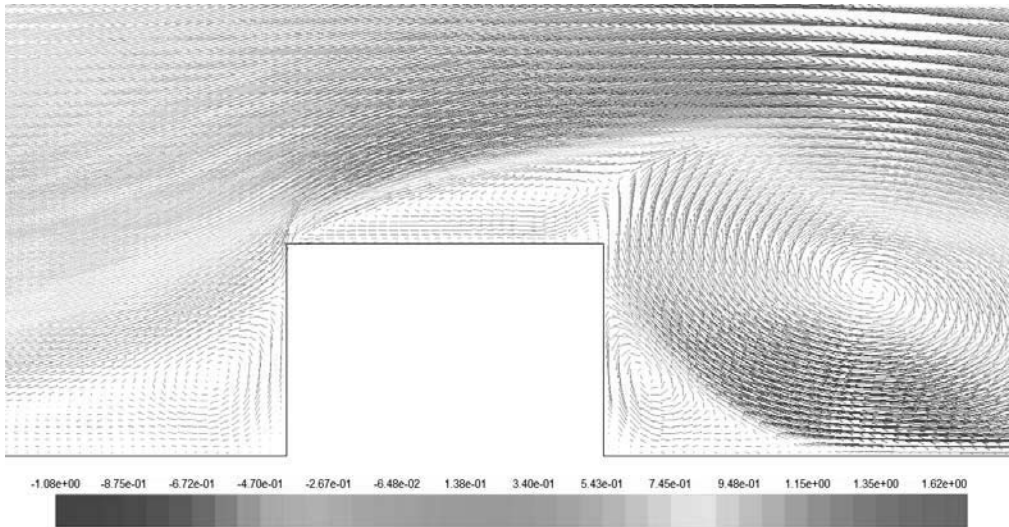


Fig. 5 Distribution des vecteurs de vitesse (composante longitudinale) autour des rugosités rectangulaires)

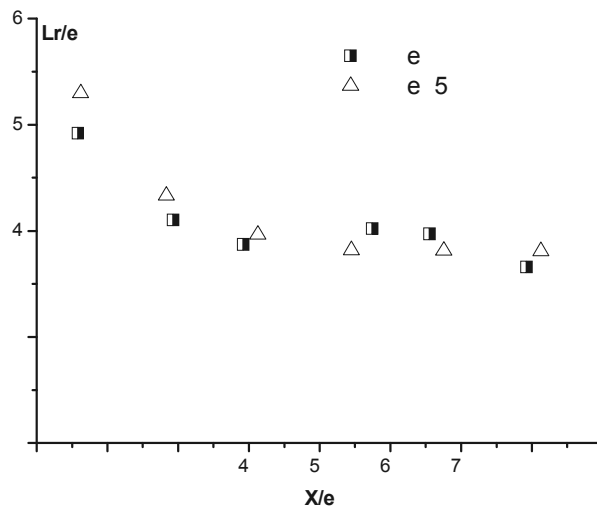


Fig.6 Variation de la longueur de rattachement en fonction des abscisses des points de rattachement

onclusion

Nous avons présenté les résultats obtenus par l’analyse numérique de l’écoulement et du transfert de chaleur dans le conduit d’air d’un capteur solaire à air, dont l’absorbeur est doté de rugosités artificielles transversales de forme rectangulaire. L’analyse est basée sur les techniques CFD et a été réalisé à l’aide du code de calcul Fluent 6.3.

Cette analyse numérique nous a permis de constater l’effet de l’introduction des rugosités sur l’écoulement, en visualisant les zones de séparation et de rattachement du fluide. Nous avons également distingué la zone de sur-vitesse au-dessus des rugosités, où le fluide atteint une vitesse de plus de 150 % sa vitesse initiale. A titre d’exemple, nous avons relevé une augmentation du nombre de Stanton de 1.3 à 1.8 fois comparativement à un conduit lisse pour les rugosités rectangulaires.

De plus, la forme géométrique des rugosités étudiées a donné lieu à des facteurs de frottement acceptables et donc non pénalisant pour la performance thermo-hydraulique. Et à cet effet, nous

recommandons l'utilisation de ce type de rugosités pour améliorer le rendement thermique des capteurs solaires à air.

Références

- [1] Varun, RP Saini, SK.Singal A review on roughness geometry used in solar air heaters. *Solar Energy* 2007;81:1340–50.
- [2] R.Karwa Experimental studies of augmented heat transfer and friction in asymmetrically heated rectangular ducts with ribs on heated wall in transverse, inclined, v-continuous and v-discrete pattern. *Int Commun Heat Mass Transfer* 2003;30:241–50.
- [3] L. DORIS, *Introduction à la simulation numérique des écoulements turbulents*, cours ENSTA, 2006
- [4] M., Necati Ozisik *Heat transfer, a basic approach*. McGraw-Hill Book Compay, 1985.
- [5] A.Chaube P.K. Sahoo, S.C.Solanki, Analysis of heat transfer augmentation and flow characteristics due to rib roughness over absorber plate of a solar air heater". *Renewable Energy* 2006;31:317–31.

Etude théorique de l'influence des transferts thermiques au travers des parois des cylindres d'un moteur ERICSSON

Manuel Alejandro FULA ROJAS^{1,2}, Fabio Emiro SIERRA VARGAS², Pascal STOUFFS^{1*}

¹Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP), UPPA, BP1155 - 64013 - Pau

²Laboratorio de Energias Renovables y Plantas Térmicas, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá.

* (auteur correspondant : pascal.stouffs@univ-pau.fr)

Résumé - Un moteur ERICSSON est un moteur thermique volumétrique alternatif à cycle de Joule. Dans cette étude, les évolutions du fluide de travail dans les cylindres sont modélisées en fonction de l'angle du vilebrequin du moteur à partir des équations de bilan de masse, de bilan d'énergie et de l'équation des gaz parfaits. Différentes corrélations de coefficient de transfert thermique convectif sont considérées pour modéliser les transferts aux parois des cylindres afin d'évaluer leur influence sur les performances globales du moteur.

Nomenclature

A	section de passage, m^2	T	température, K
B	diamètre de tige, m	u	énergie interne massique, $J.kg^{-1}$
C_d	coefficient de débit	v_p	vitesse du piston, $m.s^{-1}$
D	diamètre ou alésage, m	V	volume instantané du cylindre
E	efficacité du récupérateur	\dot{W}	puissance mécanique, W
FA	angle fermeture soupape d'admission, $^\circ$	T	température, K
FE	angle fermeture soupape échappement, $^\circ$	<i>Symboles grecs</i>	
h	coefficient de transfert, $W.m^2.K^{-1}$	γ	coefficient isentropique
h	enthalpie massique, $J.kg^{-1}$	η_{th}	rendement thermodynamique
m	masse, kg	λ	rapport longueur bielle manivelle
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	θ	angle du vilebrequin
n	vitesse de rotation, $tr.min^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
OA	angle ouverture soupape d'admission, $^\circ$	c	cylindrée
OE	angle ouverture soupape échappement, $^\circ$	C	compression
P	pression, Pa	E	détente
\dot{Q}	puissance thermique, W	H	réchauffeur
r	constante des gaz parfaits, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	K	refroidisseur (atmosphère)
R	rapport de pression	R	récupérateur
S_{ech}	surface d'échange, m^2	w	paroi
t	temps, s		

1. Introduction

1.1. Les moteurs Ericsson

Les 'moteurs à air chaud' [1] sont définis comme des moteurs alternatifs à apport de chaleur externe, à cylindres de compression et de détente distincts, avec ou sans échangeur récupérateur ou régénérateur, et à fluide de travail monophasique gazeux. Les moteurs à air chaud ont connu un important succès commercial durant le XIX^e siècle [2], mais sont tombés en désuétude au début du XX^e siècle et ont été remplacés par des moteurs à combustion interne ou des moteurs électriques. 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 (Fig. 1), alors que les moteurs Ericsson, inventés en 1833, possèdent des organes d'isolement autour des cylindres (Fig. 2), ce qui s'avère avantageux dans certaines applications [3].

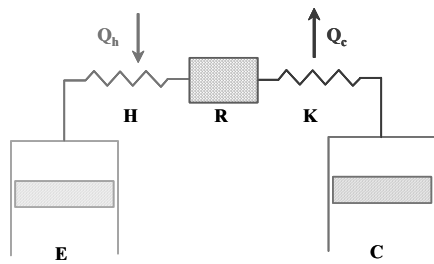


Figure 1 : Principe du moteur Stirling

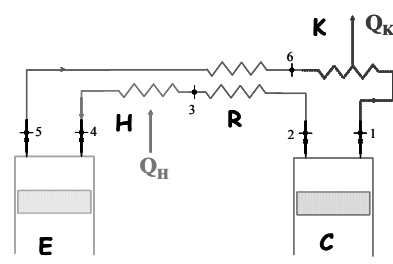


Figure 2 : Principe du moteur Ericsson

Le moteur Ericsson est donc semblable, dans son principe, à une turbine à gaz dont on aurait remplacé le turbocompresseur par un compresseur à piston, et la turbine par une machine de détente alternative piston/cylindre.

Le moteur Ericsson peut être conçu sur base d'un cycle fermé (Fig. 2) avec un échangeur de chaleur 'refroidisseur' vers le puits froid. Dans ce cas, le moteur peut être fortement pressurisé et fonctionner avec des fluides de travail tels que l'hélium ou l'hydrogène. Il peut aussi être réalisé sur base d'un cycle ouvert, avec ou sans échangeur récupérateur. Dans ce cas, le fluide de travail est nécessairement de l'air qui peut être détendu jusqu'à la pression atmosphérique. Le cycle ouvert a été identifié comme adapté aux besoins de systèmes de conversion d'énergie thermique en énergie mécanique, tant dans le domaine de la microcogénération domestique [4] que de la conversion de bois-énergie ou d'énergie solaire en électricité [5].

1.2. Problématique des transferts thermiques dans les cylindres

Un premier prototype de moteur Ericsson, utilisant de l'air en cycle ouvert, a été conçu et réalisé (Fig. 3). Les performances du cylindre de détente de ce prototype ont été mesurées [6]. Lors de la conception de ce moteur, le choix a été fait d'un cylindre unique pour la compression et la détente (Fig. 4). La face supérieure du piston à double effet délimite l'espace de détente (E), alors que la face inférieure délimite l'espace de compression (C). Cette configuration maximise le rendement mécanique du moteur, la puissance transmise à l'embellage étant la puissance mécanique nette, c'est-à-dire la puissance produite par le cylindre de détente réduite de la puissance consommée par la compression.

Du fait que la cylindrée de l'espace de compression doit être plus faible que celle du cylindre de détente, cette disposition nécessite une tige de piston de diamètre important dans l'espace de compression (Fig. 4). En outre, le choix a été fait d'avoir une course importante, celle-ci étant égale à 122 mm alors que l'alésage du cylindre est de 80 mm. Pour des raisons de tenue de la segmentation, à la fois la partie inférieure de la chemise du cylindre, la tige du piston ainsi que la face inférieure du piston sont refroidis par une circulation d'eau. L'espace de compression est donc un espace qui a un rapport surface/volume de cylindrée important, et dont les parois sont maintenues à basse température.

On peut penser qu'un refroidissement efficace de l'enceinte de compression réduira l'énergie de compression nécessaire, permettra une meilleure récupération dans l'échangeur récupérateur, mais demandera une puissance thermique accrue à fournir par la source chaude (H). En outre, on sait notamment [7] que dans les machines volumétriques alternatives, les transferts thermiques alternés aux parois des cylindres peuvent constituer une perte d'énergie.

En effet, la masse de fluide piégée dans le volume mort d'un cylindre ne restitue pas, lors de sa détente, toute l'énergie accumulée lors de sa compression. Dans ces conditions, il est possible que les échanges thermiques entre le fluide de travail et les parois du cylindre puissent avoir une influence non négligeables sur les performances du moteur. L'objectif de ce travail est d'évaluer cette influence pour le prototype en cours de développement.

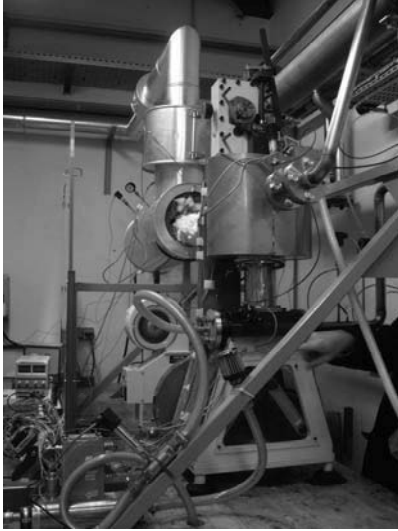


Figure 3 : Prototype de moteur Ericsson développé au LaTEP

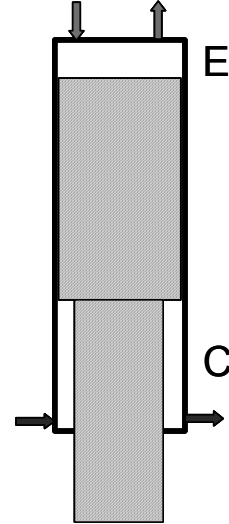


Figure 4 : Principe du piston double effet (E : détente ; C : compression)

2. Le modèle

2.1. Modélisation des cylindres

Le fluide de travail est de l'air atmosphérique considéré comme un gaz parfait à chaleur massique dépendant de la température. Le modèle des cylindres de détente (E) et de compression (C) est construit à partir des équations de bilan de masse (1) et d'énergie (2) écrites sur le volume de contrôle que constitue chaque cylindre.

$$\frac{dm}{dt} = \sum_j \dot{m}_j \quad (1)$$

$$\dot{Q} - \dot{W} = \Delta(\dot{m}h) + \frac{d(mu)}{dt} \quad (2)$$

Les volumes des cylindre sont caractérisés par la position angulaire θ du vilebrequin (3) :

$$V = \frac{V_c}{2} \left(1 + \lambda - \cos \theta - \sqrt{\lambda^2 - \sin^2 \theta} \right) \quad (3)$$

La géométrie du moteur Ericsson prise en compte dans le modèle est donnée dans le tableau 1. Des soupapes classiques, semblables à celles utilisées dans les moteurs alternatifs à combustion interne, sont considérées [8]. Le débit d'air au travers d'une soupape est donné par la relation (4) :

$$\dot{m} = A C_d P \left(\frac{2\gamma}{(\gamma-1) r T} \left(R^{\frac{2}{\gamma}} - R^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

La section de passage A de l'air dépend de la valeur de la levée instantanée de la soupape. Les levées de chacune des soupapes d'admission et de refoulement sont modélisées par des tronçons de cosinusoïdes, les angles d'ouverture et de fermeture de chacune des soupapes des cylindres étant des paramètres du modèle (tableau 1). Le rapport de pression R (éq. 4) est limité par le rapport de pression critique, qui détermine la vitesse maximale possible du fluide au droit de la soupape, égale à la vitesse locale du son. L'ensemble des équations différentielles décrivant un cylindre est résolu numériquement.

2.2. Modélisation des transferts thermiques dans les cylindres

La puissance thermique transférée par les parois au fluide de travail dans un cylindre est modélisée par la relation :

$$\dot{Q} = h S_{ech} (T_w - T) \quad (5)$$

Dans le domaine des moteurs à combustion interne, cinq corrélations bénéficient actuellement de la plus grande acceptation de la communauté scientifique pour modéliser le coefficient de transfert [9]. Il s'agit des modèles de Hohenberg, Woschni, Stikel, Annand et Eichelberg. Dans ce travail, ne seront retenus que les modèles qui offrent des coefficients adaptés pour la compression et la détente sans combustion. En 1939, Eichelberg [10] propose la relation suivante :

$$h = 7,67 \cdot 10^{-3} v_p^{1/3} (PT)^{1/2} \quad (6)$$

Woschni [11] tient compte de l'accroissement de la turbulence des gaz suite à la combustion, ce qui a fait avancer la compréhension de la thermique des moteurs à combustion interne, mais ce qui n'est pas pertinent dans notre cas. Cette relation, adaptée aux phases de compression et de détente (sans combustion) s'écrit [12] :

$$h = 3,26 D^{-0,2} \left(\frac{P}{1000}\right)^{0,8} T^{-0,53} (2,28 v_p)^{0,8} \quad (7)$$

En 1979, Hohenberg [13] propose la corrélation suivante :

$$h = 130 V^{-0,06} \left(\frac{P}{10^5}\right)^{0,8} T^{-0,4} (v_p + 1,4)^{0,8} \quad (8)$$

Ces trois corrélations seront comparées dans la présente étude.

2.3. Modélisation globale du moteur et méthode de résolution

La procédure de résolution est la suivante. On se fixe une pression P_H au réchauffeur. Cette pression permet de calculer toutes les caractéristiques relatives aux cycles de compression et de détente, en particulier, les débits moyennés sur un cycle qui traversent chacun des cylindres. Une procédure itérative est alors utilisée pour déterminer la pression au réchauffeur qui égalise les débits des cylindres de détente et de compression. Les performances globales du cycle peuvent alors être évaluées, en tenant compte d'une efficacité donnée de l'échangeur récupérateur, et en négligeant les pertes de charge dans le récupérateur et le réchauffeur. Les principales données relatives au prototype et considérées ici sont résumées dans le tableau 1.

$C = 122 \text{ mm}$	$OA_C = 36^\circ$	$OA_E = -8^\circ$	$T_H = 923 \text{ K}$	$T_{w,E} = 850 \text{ K}$
$D = 80 \text{ mm}$	$FA_C = 180^\circ$	$FA_E = 82^\circ$	$T_K = 300 \text{ K}$	$T_{w,C} = 300 \text{ K}$
$B_C = 55,8 \text{ mm}$	$OE_C = 287^\circ$	$OE_E = 170^\circ$	$P_K = 10^5 \text{ Pa}$	
$n = 900 \text{ tr/min}$	$FE_C = 362^\circ$	$FE_E = 345^\circ$	$E_R = 0,85$	

Tableau 1 : Paramètres principaux du modèle

3. Résultats

Les figures 5 et 6 présentent les diagrammes indicateurs des cylindres de compression et de détente, obtenus en considérant ces cylindres adiabatiques. Les instants de début d'ouverture et de fin de fermeture des soupapes sont indiqués dans ces diagrammes, qui sont parcourus dans le sens inverse des aiguilles d'une montre pour le cylindre de compression (énergie mécanique consommée) et dans le sens des aiguilles d'une montre pour le cylindre de détente.

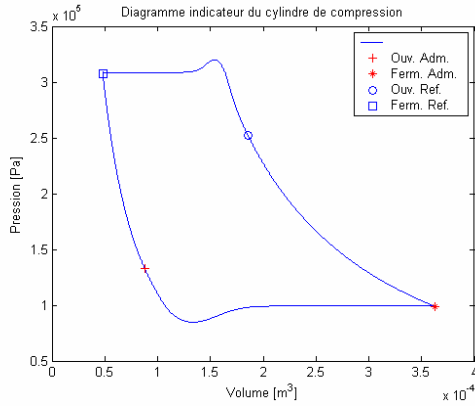


Figure 5 : Diagramme indicateur du cylindre de compression (cas adiabatique)

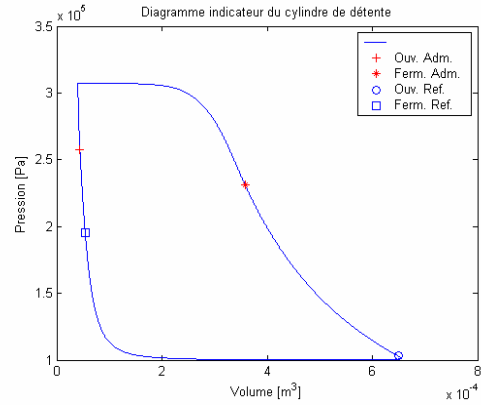


Figure 6 : Diagramme indicateur du cylindre de détente (cas adiabatique)

Les figures 7 et 8 présentent les débits obtenus au travers des soupapes pour chacun des cylindres. On observera que, pour les réglages considérés, de faibles débits négatifs peuvent être brièvement obtenus en tout début d'ouverture de soupape.

Les figures 9 et 10 présentent les évolutions des coefficients de transfert instantanés dans les cylindres de compression et de détente, pour les 4 cas considérés, adiabatique (en trait continu), transferts modélisés par la corrélation de Hohenberg (en pointillés), d'Eichelberg (en trait interrompu) ou de Woschni (en trait mixte). Les 3 corrélations considérées donnent des évolutions de même allure, mais translatées verticalement. Pour le cylindre de compression, c'est la corrélation de Hohenberg qui donne les plus grands coefficients de transfert, alors que c'est la corrélation de Eichelberg pour le cylindre de détente, pour lequel les écarts entre les résultats donnés par les corrélations sont plus importants.

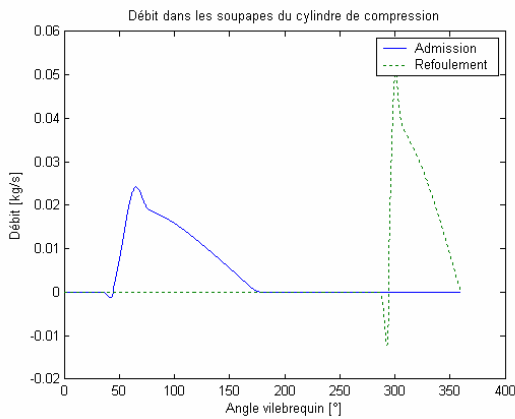


Figure 7 : Débit au travers des soupapes du cylindre de compression (cas adiabatique)

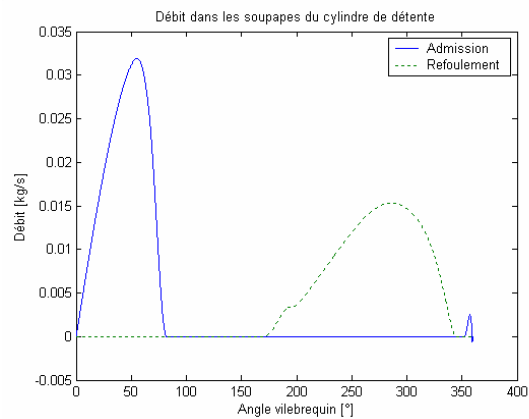


Figure 8 : Débit au travers des soupapes du cylindre de détente (cas adiabatique)

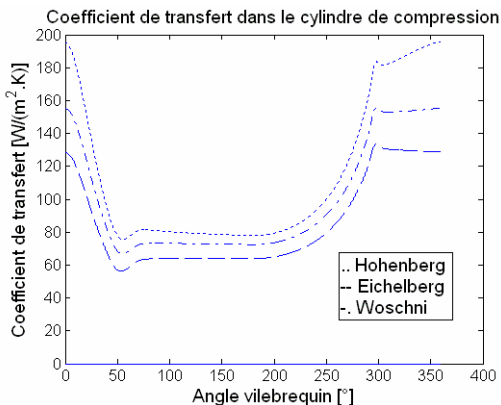


Figure 9 : Coefficient de transfert instantané dans le cylindre de compression

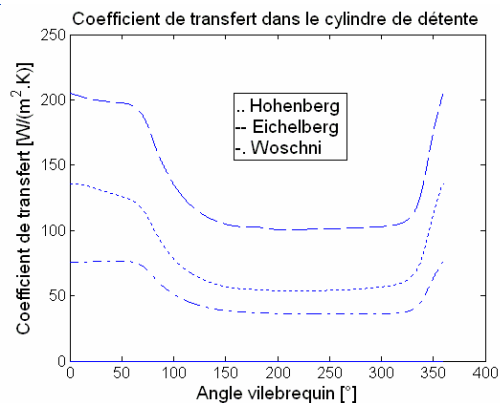


Figure 10 : Coefficient de transfert instantané dans le cylindre de détente

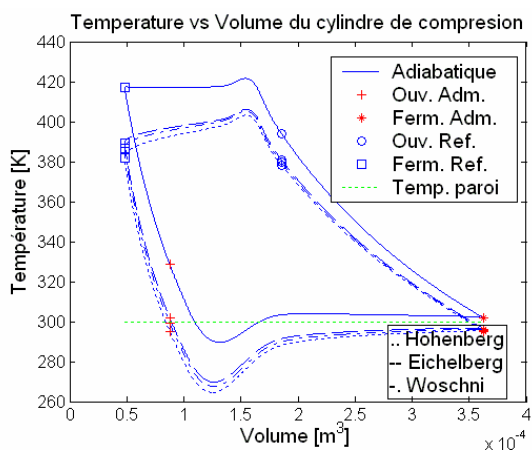


Figure 11 : Température instantanée dans le cylindre de compression

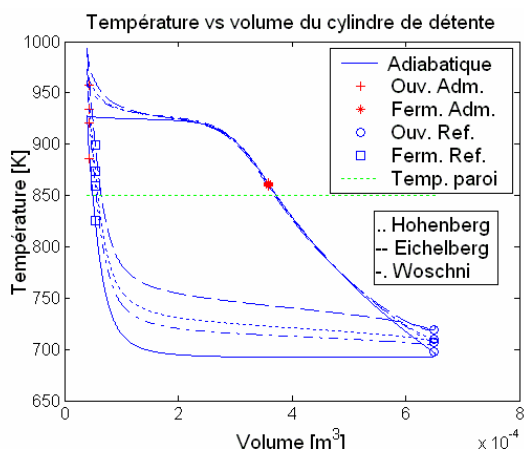


Figure 12 : Température instantanée dans le cylindre de détente

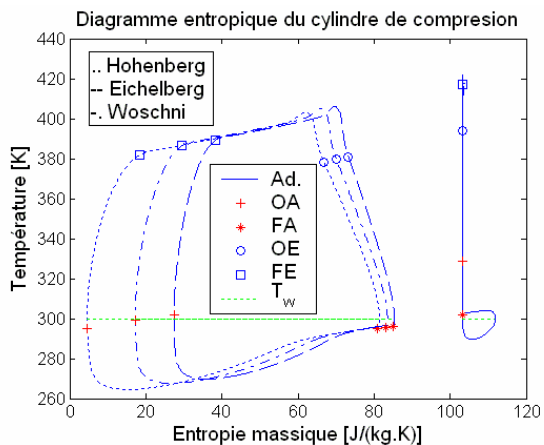


Figure 13 : Diagramme entropique du cylindre de compression

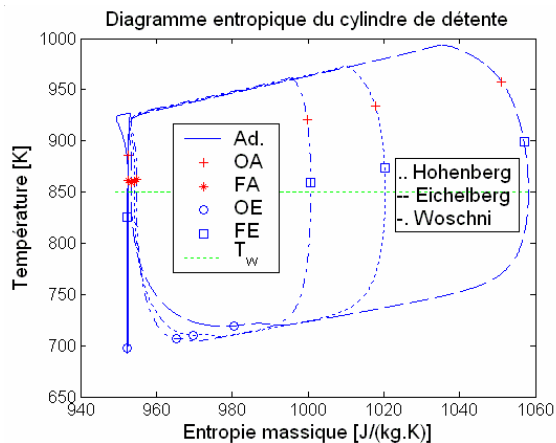


Figure 14 : Diagramme entropique du cylindre de détente

Les figures 11 et 12 présentent les évolutions de la température instantanée du fluide dans les cylindres de compression et de détente. Pour le cylindre de compression, les 3 corrélations donnent des évolutions de température assez proches, mais significativement différente du cas adiabatique. Pour le cylindre de détente, les évolutions sont assez différentes pendant la phase de refoulement selon la corrélation considérée. Les figures 13 et 14 présentent le diagramme

entropique de l'état du fluide dans les cylindres de compression et de détente pour chacun des 4 cas considérés. On observe que ce diagramme se réduit à une droite verticale dans le cas adiabatique, si ce n'est une petite boucle due au mélange lors de la phase d'admission (à basse température pour le cylindre de compression, fig. 13, et à haute température pour le cylindre de détente, fig. 14). On observe également que le refroidissement des parois du cylindre de compression fait apparaître un cycle consommateur d'énergie mécanique pour le cylindre de compression : lors de la détente du volume mort, l'énergie restituée est inférieure à celle consommée lors de la compression, du fait du refroidissement du fluide par les parois. Cet effet négatif du volume mort est le plus marqué lorsqu'on prend en compte la corrélation de Hohenberg. Il en va de même pour le cylindre de détente, où les transferts thermiques alternés créent une 'boucle négative' dans le diagramme entropique. Cette fois, c'est la corrélation d'Eichelberg qui conduit à la perte d'énergie mécanique la plus importante.

Enfin la figure 15 présente le diagramme entropique global du cycle dans les 4 cas considérés, les températures T_2 en fin de compression et T_5 en fin de détente étant calculées à partir de la moyenne sur le cycle du débit d'enthalpie sortant du cylindre considéré. On constate que l'allure du diagramme est assez peu modifiée par les corrélations considérées, en particulier la pression au réchauffeur P_H n'est quasiment pas affectée par les transferts thermiques. Par contre, les température aux bornes du récupérateur varient assez fortement.

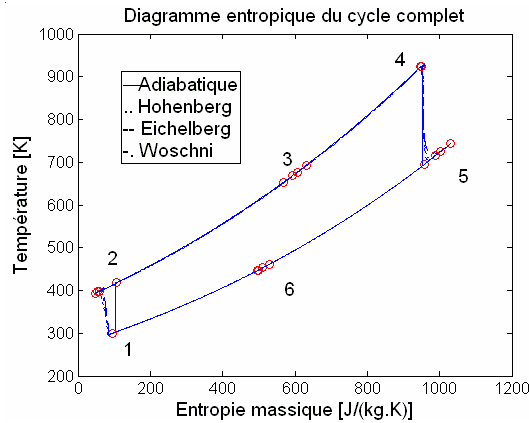


Figure 15 : Diagramme entropique du cycle complet

	Adiabatique	Hohenberg	Eichelberg	Woschni
η_{th}	0,4462	0,4297	0,4251	0,4345
\dot{W} [W]	573,7	562,2	559,5	567,9
P_H [10^5 Pa]	3,079	3,050	3,039	3,062
\dot{m} [10^{-3} kg.s ⁻¹]	4,349	4,348	4,362	4,348
\dot{W}_C [W]	-518,4	-513,8	-512,42	-515,0
\dot{W}_E [W]	1092	1076	1072	1083
\dot{Q}_C [W]	0	-102,5	-80,90	-91,10
\dot{Q}_E [W]	0	120,8	202,5	88,58
\dot{Q}_H [W]	1286	1187	1114	1219
T_2 [K]	418,1	394,1	398,3	397,0
T_5 [K]	695,4	724,5	743,2	716,2

Tableau 2 : Principaux résultats

Enfin, le tableau 2 présente les performances globales du cycle dans les 4 cas considérés. La pression dans la branche haute pression (réchauffeur) et le débit d'air dans le moteur ne sont quasiment pas affectés par les transferts thermiques. C'est le cas adiabatique qui présente à la fois le rendement et la puissance nette les plus élevés. En ce sens, il ne semble donc pas souhaitable de chercher à favoriser les transferts thermiques aux parois d'un moteur Ericsson. Cette affirmation mérite cependant d'être nuancée : la température de paroi considérée pour le cylindre de détente conduit à un transfert net positif des parois vers le fluide de travail. Ce transfert, qui grève le rendement, ne conduit cependant pas à une puissance de détente accrue. Dans le cas considéré, avec une efficacité de récupérateur de 85 %, il semble donc qu'il n'est pas souhaitable de réchauffer la détente. En ce qui concerne la compression, on constate que la réduction de la puissance mécanique consommée du fait du refroidissement du fluide par les parois est négligeable, quelle que soit la corrélation considérée.

4. Conclusion

L'influence des transferts thermiques aux parois des cylindres de détente et de compression d'un moteur Ericsson a été étudiée en considérant 3 corrélations différentes pour les coefficients de transfert. Il en ressort que les transferts thermiques aux parois peuvent modifier significativement les températures aux bornes de l'échangeur récupérateur, mais qu'ils affectent très peu le débit, la pression, la puissance nette et le rendement du moteur.

Références

- [1] Th. Finkelstein, A.J. Organ, *Air engines*, Professional Eng. Publishing Ltd, London (2001).
- [2] I. Kolin, *Stirling motor*, Zagreb Univ. Publications Ltd, Zagreb (1991).
- [3] P. Stouffs, Le moteur Ericsson, un moyen de valorisation de l'énergie thermique à réhabiliter ?, *Entropie*, 241 (2002), 26-32.
- [4] S. Bonnet, M. Alaphilippe, P. Stouffs, Energy, exergy and cost analysis of a micro-cogeneration system based on an Ericsson engine, *Int. J. Therm. Sci.*, 44-12 (2005), 1161-1168.
- [5] M. Alaphilippe, P. Stouffs, Instantaneous and yearly electric production of a low power thermodynamic solar energy conversion system: modeling results, *Proceedings of the 21st ECOS*, A. Ziebig, Z. Kolenda, W. Stanek, eds, Cracow-Gliwice, Poland, 3, (2008), 1161-1168.
- [6] A. Touré, Etude théorique et expérimentale d'un moteur Ericsson à cycle de Joule pour conversion thermodynamique d'énergie solaire ou pour micro-cogénération, *Thèse de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour*, ED211, décembre 2010.
- [7] P. Stouffs, M. Tazerout, P. Wauters, Thermodynamic analysis of reciprocating compressors, *Int. J. Therm. Sci.*, 40-1 (2001), 52-66.
- [8] J. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals*, Mc Graw-Hill (1988).
- [9] M. S. Lounici, K. Loubar, M. Balistrou, et M. Tazerout, Investigation on heat transfer evaluation for a more efficient two-zone combustion model in the case of natural gas SI engines, *Applied Thermal Engineering*, 31-2,3 (2011), 319-328.
- [10] G. Eichelberg, Some new investigations on old combustion engine problems, 148 (1939), 463-446 et 547-560.
- [11] G. Woschni, A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine, *SAE Paper no. 670931* (1967).
- [12] P. Guibert, Modélisation du cycle moteur - Moteurs à allumage commandé, *Techniques de l'Ingénieur*, (2005).
- [13] G. F. Hohenberg, Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations, *SAE Paper no. 790825*, (1979).

Caractérisation d'écoulement de gaz descendant aux voisinages des parois d'un local hébergeant une source de chaleur

Ons TLILI EL MAY^{1*}, Hatem MHIRI¹, Philippe BOURNOT²

¹ Unité Thermique et Thermodynamique des Procédés Industriels (UTTPI), ENIM, Monastir, Tunisie

² UNIMECA, Marseille, France

*(OnsTlili El May : tlili_ons@hotmail.fr)

Résumé - Ce travail vise à étudier la collision d'un panache turbulent, axisymétrique, à flottabilité constante issu d'une source ponctuelle, avec une paroi horizontale dans un environnement uniforme (exemple : un panache de feu qui se déclare dans un local fermé).

Suite à cet impact le fluide remonte le long des parois jusqu'à une certaine hauteur spécifique et fini par se retourner, ce phénomène est plus connu sous le nom du 'renversement' (Overturning).

Afin d'étudier ce phénomène nous avons mené modélisation numérique basée sur le code de calcul **Fluent**, en vue de caractériser cet écoulement de retour (hauteur, taux de propagation...) en fonction du temps et en fonction des paramètres géométriques du milieu considéré. La résolution numérique des équations adéquates d'un écoulement turbulent et tridimensionnel est basée sur l'approche RANS. Le champ dynamique de l'écoulement est décrit en utilisant le modèle $k-\epsilon$ Réalisable comme modèle de turbulence.

Les résultats trouvés, comparés avec les données théoriques et expérimentales de la littérature ont permis de bien caractériser le phénomène.

Nomenclature

D diamètre de la buse, cm

R Rayon de l'enceinte, cm

H_t Hauteur de l'enceinte, cm

H distance entre la buse et la paroi, cm

h hauteur de l'écoulement de retour, cm

V vitesse d'injection, $m \cdot s^{-1}$

t temps, s

t_f temps de remplissage final s

k énergie cinétique de turbulence, $m^2 \cdot s^{-2}$

P pression absolue, Pa

u_i composantes de la vitesse moyenne, $m \cdot s^{-1}$

x_i coordonnées cartésiennes ($i=1, 2, 3$), m

Symboles Grecs

ϵ Taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, $m^2 \cdot s^{-3}$

ρ masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$

μ viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$

τ temps adimensionné ($=t/t_f$)

η profondeur du renversement ($=h/H$)

ϕ aspect géométrique ($=R/H$)

Indices et exposants

$\bar{\quad}$ moyenne de Reynolds

\sim moyenne de Favre

1. Introduction

De part leur présence dans plus d'un domaine, les écoulements de type jet suscitent un intérêt majeur et de plus en plus croissant.

Si les publications concernant les jets générés par injection d'un fluide dans lui-même (air dans air par exemple) sont nombreuses, les travaux sur l'injection d'un fluide dans un autre de nature différente sont beaucoup plus rares, pourtant ce type d'écoulement est présent dans plusieurs applications industrielles, on cite par exemple le cas d'un feu dans un milieu

confiné (figure1); Lorsqu'un incendie se développe dans un local confiné, l'apport de chaleur crée par convection naturelle un écoulement ascendant de fumée qui s'épanouit ensuite le long des parois. Si ces dernières ne sont pas adiabatiques, il se produit alors un refroidissement des fumées résultant des échanges de chaleur prenant place dans ce contexte et en particulier de l'extraction des calories s'échappant par les parois. Une des conséquences de ce refroidissement des fumées est qu'elles redescendent alors le long des parois verticales du local entraînant avec elles des particules de suies et induisant finalement, à cause de ce brassage, des problèmes de visibilité dans la pièce. Ce phénomène est bien entendu nuisible en termes de sécurité incendie.



Figure1 : Incendie dans un milieu confiné

Une des méthodes analytiques les plus répandus qui étudient ce genre d'écoulement serait les modèles de remplissages (*the filling box models*) et qui caractérisent essentiellement le phénomène de renversement du fluide (*overturning*) qui se produit au niveau des parois.

Les modèles de remplissage ou (*filling box model*) ont été introduit par Baines & Turner [1] qui ont développé un modèle analytique caractérisant la stratification en fonction du temps établie par un jet turbulent dans une enceinte de forme rectangulaire. Depuis, ces modèles ont fait l'objet de plusieurs travaux tant théoriques qu'expérimentales [2,3], visant principalement à caractériser les propriétés de l'écoulement de retour en fonction du temps et surtout en fonction des paramètres géométriques du local considéré.

Quelques années plus tard, Kaye & Hunt [4] se sont servis du modèle de base [1], pour étudier théoriquement et expérimentalement ce même phénomène de renversement établie suite à la collision d'un panache turbulent avec une paroi horizontale, cette fois se produisant dans un local de forme cylindrique.

Dans ce qui suit une contribution à la compréhension du phénomène de renversement du fluide près des parois dit '*overturning*' sera menée en modélisant à l'aide de simulations numériques ce genre d'écoulement, tout en se basant sur les résultats théoriques et expérimentaux trouvés par Kaye & Hunt [5].

2. Problème étudié

Soit un jet turbulent axisymétrique descendant, issu d'une source ponctuelle placée au centre du plafond d'un local fermé. Après la collision avec la paroi horizontale ce jet s'étend radialement en formant une zone appelé '*zone d'ajustement*' puis se lève vers le haut des parois latérales et se retourne : c'est le phénomène de renversement plus connu sous le nom du '*Overturning*'.

Une schématisation explicative des différentes étapes de cet écoulement est donnée par la figure 2.

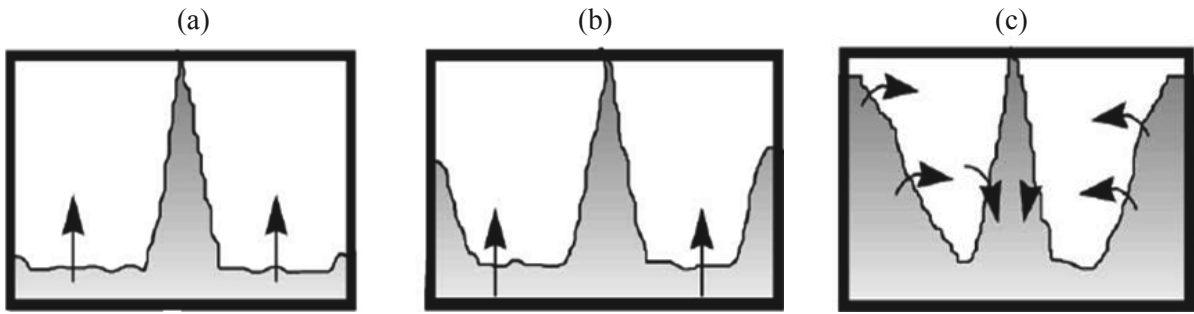


Figure 2 : Phénomène de renversement ('Overturning'), (a) : collision avec la paroi horizontale, (b) : zone d'ajustement, (c) : écoulement de retour

On se propose dans ce qui suit d'étudier le phénomène décrit ci-dessus à savoir la collision d'un jet turbulent, axisymétrique à flottabilité constante (F) issu d'une source ponctuelle avec une paroi horizontale dans un environnement uniforme. L'enceinte considérée est de forme cylindrique de rayon R et de hauteur H .

On cherche particulièrement à caractériser l'écoulement de retour 'Overturning' (hauteur de retour, temps requis pour l'établissement de cet écoulement..) et à expliquer le rôle des paramètres géométriques (le rapport R/H) dans le temps de remplissage de la pièce. Une vue explicative de ce phénomène est donnée par la figure 3.

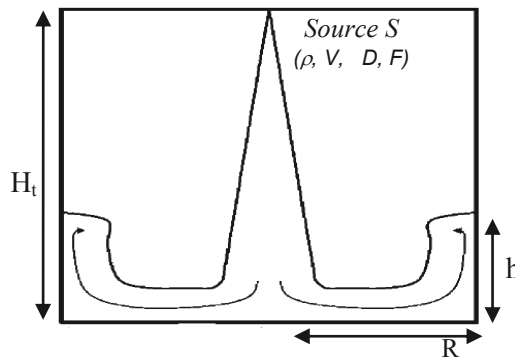


Figure 3 : problème étudié

En se basant sur le modèle théorique [4], l'écoulement de retour se développe généralement suivant deux modes 'rolling mode' et 'slumping mode' selon les propriétés géométriques du local considéré. Ces deux modes de propagation sont illustrés par la figure 4.

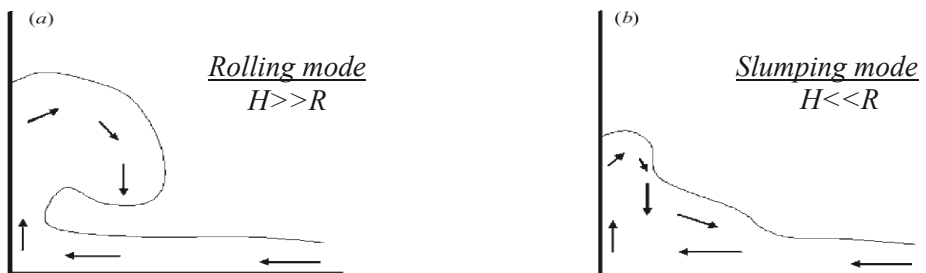


Figure 4 : Les modes de propagation de l'écoulement de retour (overturning)

3. Mise en équation

La modélisation mathématique de l'écoulement tridimensionnel et tourbillonnaire est basée sur les différentes lois de conservation notamment :

L'équation de continuité :
$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

L'équation de conservation de quantité de mouvement :

$$\underbrace{\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t}}_{\text{Transport convectif}} + \underbrace{\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j}}_{\text{Forces dues aux pressions}} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{Forces de viscosité}} + \underbrace{\frac{\partial (-\overline{\rho u'_i u'_j})}{\partial x_j}}_{\text{Forces générées par la turbulence}} + \underbrace{F_i}_{\text{Forces de volume}} \tag{2}$$

Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de Boussinesq qui permet de les exprimer en fonction des gradients des vitesses moyennes :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\bar{\rho} k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \tag{3}$$

4. Etude numérique

On se propose dans ce qui suit de vérifier le modèle théorique développé par Kaye & Hunt [4], en essayant de mettre en place une modélisation numérique confrontée aux résultats expérimentaux [5].

Afin d'assurer une bonne conformité des résultats, nous avons mené nos simulations numériques avec la même configuration que celle utilisée lors des expériences en lui adoptant également les mêmes conditions aux limites.

4.1. Configuration géométrique :

Les expériences ont été réalisées dans un réservoir cylindrique de rayon $R = 22.5$ cm, et de hauteur $H_t = 72$ cm, le réservoir a été rempli d'eau douce dans laquelle on injecte de l'eau salée ($\rho = 1.06 \text{ g.cm}^{-3}$) à un débit constant de $1.7 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

L'injection est assurée par une buse de diamètre réduit afin de provoquer un flux turbulent.

Puisqu'il s'agit d'une configuration cylindrique, nous avons donc une symétrie de rotation, il suffit alors d'étudier l'écoulement dans un seul plan de symétrie et limiter le problème à un problème à deux dimensions ce qui réduit considérablement le temps de calcul.

Le maillage est constitué de 60000 cellules et il est de type quadratique. Ce maillage est suffisamment fin au niveau de la sortie du jet et moins serré (large) dans le reste de la configuration.

La résolution des équations (1), (2) et (3) gouvernant cet écoulement ne peut s'effectuer de manière succincte qu'après avoir fixé convenablement les conditions aux limites géométriques du problème traité qui, en se référant aux données de Kaye & Hunt [5] se présentent comme suit :

Buse d'injection	Vitesse, $V=0.005$ m/s
Parois latérales de l'enceinte	Parois adiabatiques
Paroi supérieure	Paroi adiabatique

Tableau1 : conditions aux limites

Une vue détaillée du domaine de calcul ainsi que des différentes conditions aux limites est donnée sur la figure 5

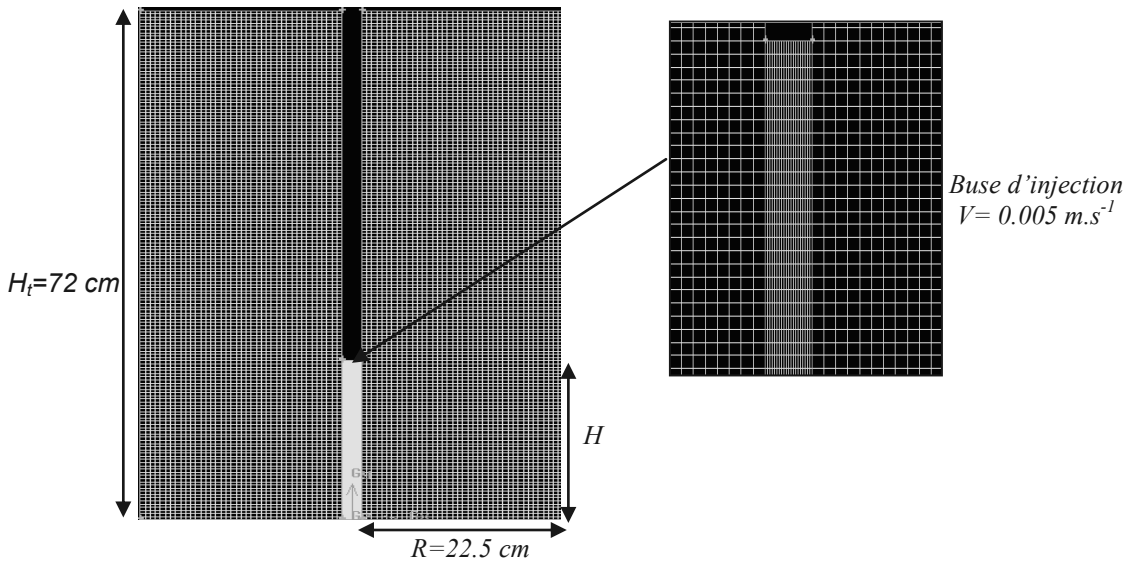


Figure 5 : Vue générale du domaine de calcul

On s'intéresse à l'injection turbulente, cette turbulence s'observe dans l'introduction d'un fluide dans un milieu au repos, l'écoulement cisailé est à l'origine des structures tourbillonnaires.

Le code de calcul **FLUENT** propose différents modèles de fermeture permettant de décrire l'aspect turbulent dans les écoulements, notre choix s'est porté sur le modèle *k-ε Réalisable* qui après une étude comparative s'avère être le plus adapté aux jets circulaires, couches limites et les écoulements tourbillonnaires.

4.2. Résultats et discussions

En supposant que le réservoir est plein d'eau douce jusqu'à une hauteur de 62.5 cm [6], on injecte de l'eau salée avec un débit constant de $1.7 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et on suit l'écoulement jusqu'à ce que le réservoir se remplisse totalement (la fraction massique de l'air devient nulle).

La distance séparant la buse d'injection et la paroi inférieure de l'enceinte est un paramètre crucial dans l'étude d'un tel écoulement. De ce fait Kaye & Hunt [6] ont effectué plusieurs mesures expérimentales pour différentes distances afin d'en conclure le véritable rôle que joue ce paramètre dans le phénomène de renversement.

Dans ce travail les simulations numériques ont été menées pour une distance entre la buse d'injection et le sol de l'enceinte égale à 22.5 cm, soit cette distance est égale au rayon (cas critique qui sépare les deux modes de propagation cités dans la section 2).

$$\text{C'est-à-dire pour } R = H = 22.5 \text{ cm} \implies \phi = 1$$

La figure 6 illustre les différents états de l'écoulement observés aux différents instants qui suivent l'injection : cet écoulement est schématisé par les vecteurs de vitesse de l'eau salée injectée.

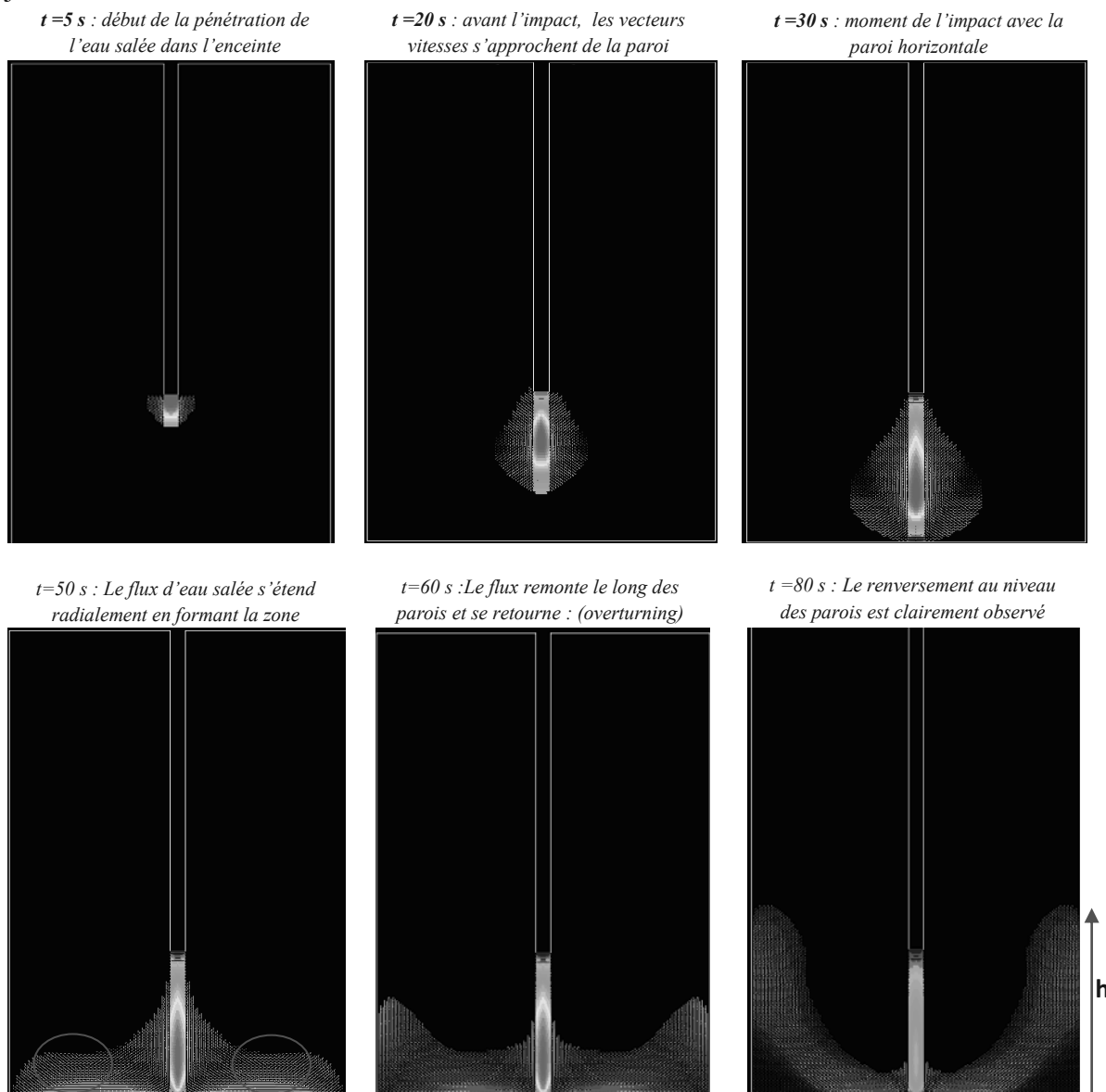


Figure 5 : Les différents états de l'écoulement

On voit clairement d'après la figure 6 l'évolution au cours du temps de l'écoulement depuis le moment de l'injection de l'eau salée dans l'enceinte jusqu'à l'établissement du phénomène de renversement au niveau des parois latérales ; l'écoulement peut être divisé selon trois régions :

- Le jet au niveau de la source se comporte comme un jet radial forcé
- Suite à la collision avec la paroi horizontale, le flux se développe radialement à une flottabilité constante avec un entrainement significatif de l'air ambiant formant ainsi la zone d'ajustement (t= 50 s)
- En atteignant les parois latérales, l'écoulement ascendant avec une hauteur spécifique (h), est retourné vers le bas et se trouve forcé de retourner vers le sol.

A partir de l'instant t=80s, le même phénomène est observé et aucune modification n'est notée c'est-à-dire que l'hauteur spécifique de l'écoulement de retour se maintient constante.

On peut ainsi tracer sur la figure 7, l'évolution de la hauteur de renversement ($\eta = h/H$) en fonction du temps ($\tau = t/t_f$) et vérifier par conséquent la validité du modèle numérique mis en place en le comparant aux données expérimentales et au modèle théorique de Kaye & Hunt [6].

Remarque : l'origine du temps est prise au moment de l'impact du jet avec la paroi horizontale de l'enceinte c'est-à-dire que : $t_0 = 37 \text{ s}$

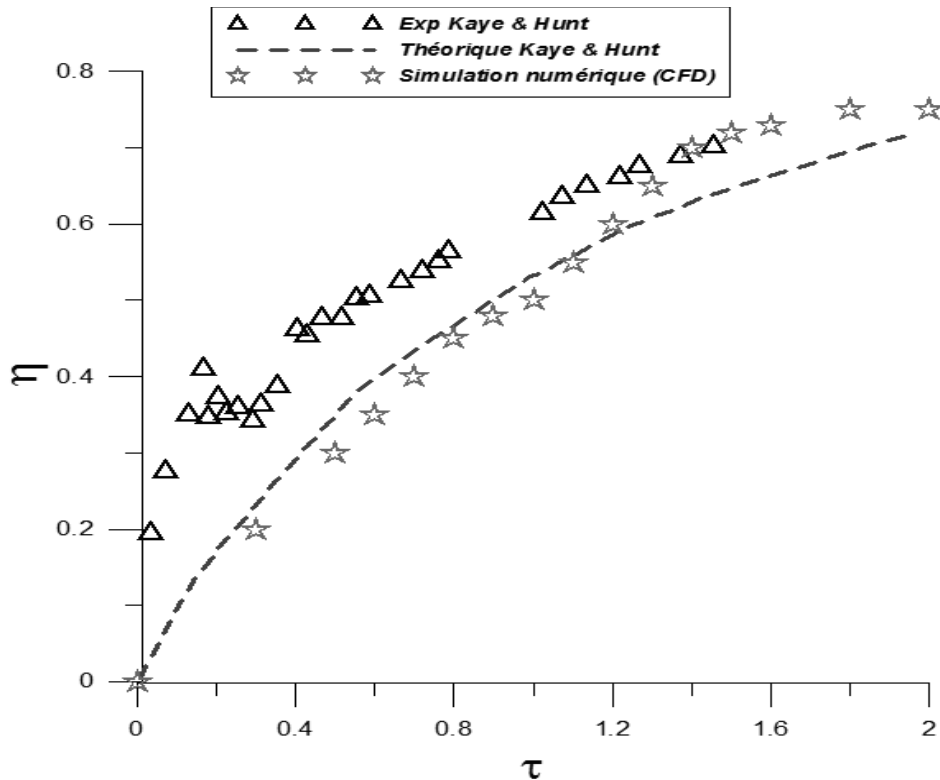


Figure 7 : Validité du modèle numérique

Le profil obtenu par la simulation numérique est similaire à celui obtenue expérimentalement [6], ce qui est en parfaite concordance avec le modèle théorique de nos auteurs [5], donc les modèles de turbulence et multiphasique choisis sont appropriés pour décrire ce genre de phénomène.

On voit bien que la couche de renversement qui se crée au niveau des parois latérales du cylindre croît linéairement en fonction du temps sans jamais dépasser la distance H, ceci est en conformité avec le modèle théorique de Kaye & Hunt [5].

5. Conclusion

Ce travail a été réalisé afin de mieux comprendre le processus des modèles de remplissage ('filling box models'), plus particulièrement lorsqu'il s'agit de suivre l'écoulement de la fumée suite à un incendie dans un milieu non ventilé.

Le problème traité ici concerne le cas d'une géométrie cylindrique avec un feu placé au centre du plafond, les principaux résultats peuvent en être tirés:

- Le modèle numérique mis en place a permis de bien caractériser le phénomène en question (Overturning), l'écoulement de retour a été très bien aperçu durant les simulations.
- La comparaison des résultats numériques à ceux expérimentaux [6] montrent une concordance satisfaisante, ce qui montre que les modèles de turbulence utilisés sont bien appropriés à ce genre de situation (propagation de fumée, temps de remplissage...).
- Outre que la position de la buse, d'autres paramètres entrent en jeu et modifient énormément l'écoulement tels que : l'aspect géométrique de la salle, la vitesse d'injection, les conditions de ventilation...ce qui pourra faire l'objet d'une éventuelle étude antérieure.

Il est à noter que dans cette étude, nous n'avons pas tenu compte de la dynamique du feu ni des autres paramètres tels que les transferts radiatifs afin d'isoler le rôle de la circulation d'air au niveau du plafond.

Références

- [1] W.D. Baines, J. S. Turner, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region, *J. Fluid Mech*, Vol. 37, pp. 51-80, (1969).
- [2] R. Huo, WK. Chow, Experimental studies on natural smoke filling in atrium due to a shop fire, *Build Environ*, Vol. 40, pp. 1185-1193, (2005).
- [3] LY. Cooper, Ceiling jet-driven wall flows in compartment fires, *Combust Sci Tech*, Vol. 62, pp. 285-296, (1988).
- [4] NB. Kaye, GR. Hunt, Overturning in a filling box, *J. Fluid Mech*, Vol. 576, pp. 297-323, (2007).
- [5] NB. Kaye, GR. Hunt, Smoke filling time for a room due to a small fire: the effect of ceiling height to floor width aspect ratio, *Fire Safety Journal*, Vol. 42, pp. 329-339, (2007).

Analyse locale des transferts thermiques autour d'une bulle unique de vapeur

Antoine DIANA^{1,2*}, David BRUTIN¹, Ted STEINBERG²

¹Aix Marseille Université – IUSTI, UMR 7343 CNRS – 5 Rue Enrico Fermi – Technopole de Château Gombert – 13453 Marseille cedex 13 – France.

²Phenomena in Reduced Gravity Laboratory, Faculty of Built Environment and Engineering, Queensland University of Technology, Brisbane, Queensland, Australia.

*(auteur correspondant: antoine.diana@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé – Cette étude expérimentale de l'ébullition convective est focalisée sur la croissance et le détachement de bulles uniques de vapeur ainsi que sur la variation du champ de température à l'interface entre la bulle et la surface chauffante. L'originalité de ce travail réside dans l'utilisation simultanée de deux caméras visible et infrarouge qui nous permettent de déterminer et d'analyser la dynamique de croissance et les caractéristiques thermiques de la bulle de vapeur en croissance.

Nomenclature

Lettres romaines

L_v	Chaleur latente de vaporisation, $kJ.kg^{-1}$
Q	Flux thermique, $W.cm^{-2}$
P	Puissance de chauffe, W
T	Température, $^{\circ}C$
Q_v	Débit volumique de fluide, $ml.min^{-1}$
t	Temps, s
L_c	Longueur capillaire, m
d	Diamètre de mouillage, m
h	Hauteur, m
V	Volume, mm^3
C_p	Chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

L_v Chaleur latente de vaporisation, $kJ.kg^{-1}$

Lettres grecques

ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
μ	Viscosité, $mPa.s^{-1}$
σ	Tension de surface, $mN.m^{-1}$
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

Indices et exposants

sat	Saturation
p	Paroi

1. Introduction

La compréhension du phénomène de changement de phase due à l'ébullition convective reste un important sujet de recherche du fait de son très large champ d'applications. La modélisation et la compréhension des échanges de chaleurs lors de l'ébullition nucléé est essentielle pour les applications industrielles. Bien que beaucoup d'études aient été menée dans ce domaine, proposant différentes corrélations, le problème est loin d'être résolu puisqu'elles ne produisent pas de résultats satisfaisants pour une large gamme de paramètres gouvernant le phénomène d'ébullition nucléée. Un des problèmes restant à résoudre concerne la phase de croissance et de détachement des bulles de vapeur. La majorité des études sont focalisées sur la croissance de bulles en milieu statique [1-2], plutôt que sur la croissance de bulles en ébullition convective. On notera toutefois que quelques travaux traitant du cycle de croissance-détachement lors de l'ébullition convective sont disponibles comme Serret et al. [3] qui ont étudié l'influence de la gravité sur diamètre de détachement des bulles et sur la température du substrat chauffant dans du HFE 7100 ou de Duhar et al. [4] qui ont analysé le taux de croissance de bulles de vapeur dans un écoulement de N-pentane dans un canal.

L'objectif de cette étude est de déterminer et d'analyser la croissance, le détachement et les transferts de chaleur associés, à l'échelle d'une bulle unique de vapeur dans un écoulement légèrement sous refroidi. Le travail présenté ici porte sur l'étude expérimentale de la nucléation et la croissance 2D d'une bulle dans une cellule de Hele-Shaw. Ce type de cellule expérimentale a déjà été utilisé lors de différentes études expérimentales telles que l'étude de la variation d'angle de contact lors de la croissance de bulles [5] ou l'étude de l'effet Marangoni [1]. L'utilité de cette configuration réside également dans sa géométrie puisqu'elle permet d'éviter les aberrations optiques dues un des gradients de températures élevés tout en permettant une transmission dans l'infrarouge due à la faible épaisseur de fluide semi-transparent. En effet, Barthès [6] et Kennings [7] ont montré qu'il existe des phénomènes qui induisent une mauvaise localisation des interfaces lors de l'ébullition, faussant ainsi les résultats obtenus. De plus, la géométrie de cette cellule expérimentale réduit les problèmes dus aux effets tridimensionnels (la bulle est créée et maintenue dans le même plan lors de tout le cycle de nucléation-croissance-détachement). L'utilisation d'une camera infrarouge d'un coté et d'une camera visible de l'autre coté de la cellule nous a permis de remonter et de relier les caractéristiques géométriques de la bulle aux variations de températures dans et autour de la bulle de vapeur.

2. Dispositif expérimental

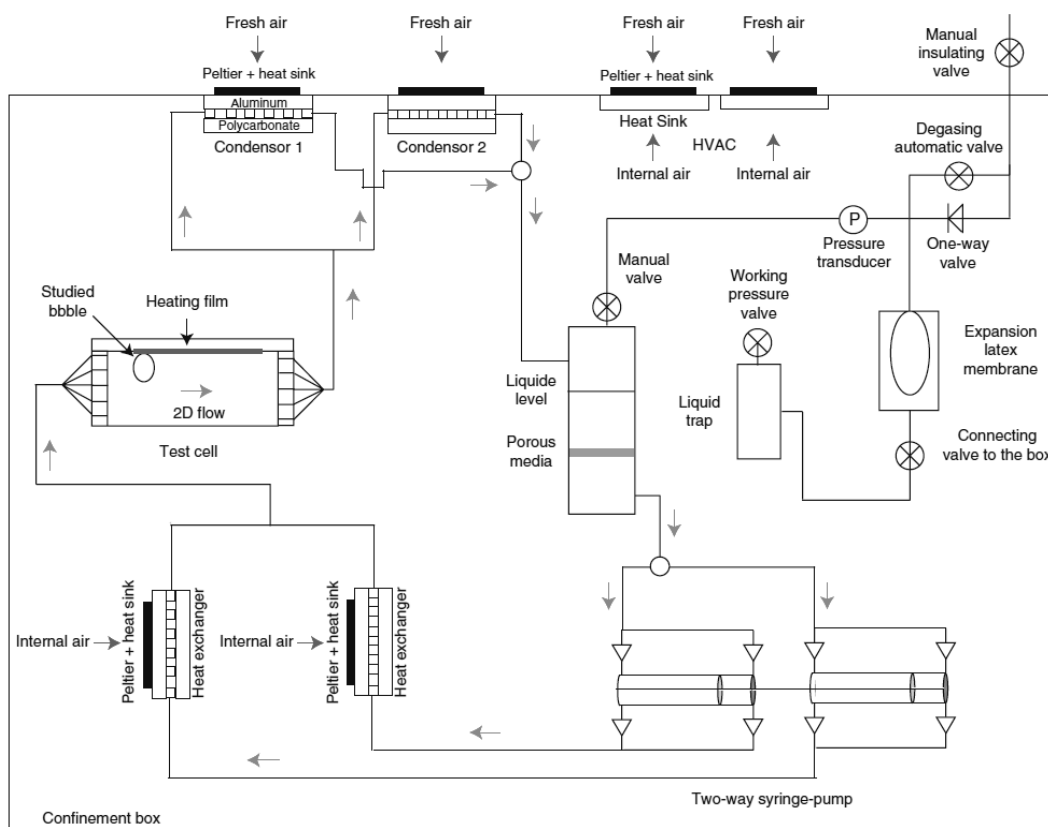


Figure 1 : Schéma de principe de la boucle fluide dans l'enceinte de confinement.

L'étude de la croissance d'une bulle de vapeur est effectuée dans une boucle fluide située dans une enceinte de confinement qui fonctionne comme suit : le fluide, stockée dans deux seringues de 10 ml chacune, est injecté à l'aide d'un pousse-seringue double-sens. Dans un premier temps, le fluide est préchauffé par deux éléments Peltier à une température proche de la température de saturation (environ 2° C sous la saturation), puis le fluide arrive dans la cellule d'essai où quelques watts seront suffisants pour amorcer l'ébullition. Le liquide et les bulles de vapeur quittent ensuite la cellule d'essais vers les condenseurs où le gaz redeviendra

liquide. Un vase d'expansion assure une pression constante au sein de la boucle fluide et un piège à liquide a été rajouté en cas de rupture de la membrane. Une description détaillée de la boucle fluide est donnée en Figure 1.

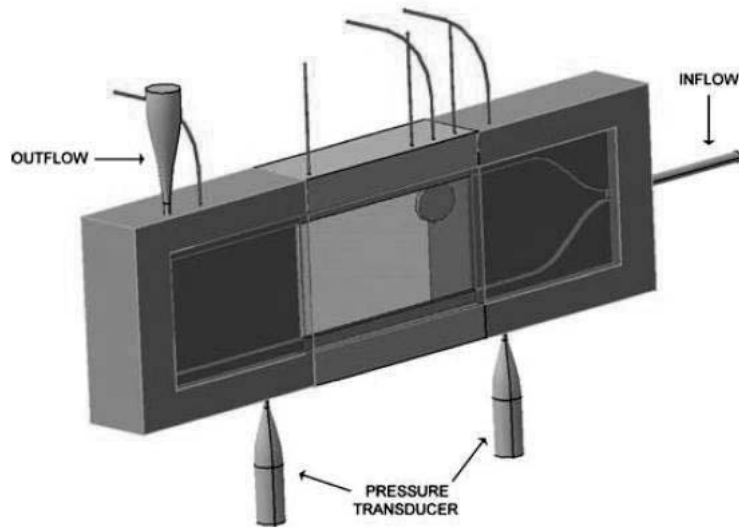


Figure 2 : Vue 3D de la cellule expérimentale

La cellule d'essais utilisée lors de ces expériences est basée sur le modèle d'une cellule de Hele-Shaw (Figure 2). Les cellules sont fabriquées en polycarbonate avec une face latérale en saphir, transparente aux rayonnements infrarouges(IR) et visibles. La face latérale en saphir a été traitée d'un coté afin d'obtenir une transmission de 85%. L'épaisseur de confinement étudiée ici, entre les deux faces latérales, est de 1mm. Le chauffage est assuré par un film d'Inconel de 100 μm d'épaisseur alimenté électriquement. Un site de nucléation artificiel conique de 50 μm de diamètre a été créé sur la lamelle d'Inconel afin de produire des bulles uniques. L'instrumentation est basée principalement sur l'acquisition des températures.

Dans cette étude, les expériences sont menées sur le fluide HFE 7000, du fait qu'il est transparent dans le visible et l'infrarouge, inodore, ininflammable, non explosif, qu'il présente une faible température d'ébullition (34°C à pression atmosphérique) ainsi qu'une faible enthalpie de changement de phase. Les principales propriétés physiques du fluide sont regroupées dans la table 1.

	T_{sat}	L_v	ρ	λ	μ	C_p	σ
	$^{\circ}\text{C}$	kJ.kg^{-1}	kg.m^{-3}	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	mPa.s^{-1}	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	mN.m^{-1}
HFE 7000	34	142	1400	0.075	0.448	1300	12.4

Table 1 : Propriétés physiques du HFE 7000 (1bar, 25°C°)

La procédure expérimentale est la suivante : pour un débit massique de fluide fixé à l'entrée de la cellule (l'écoulement est réalisé à de très faibles vitesses) et pour une puissance de chauffe fixée, la température ainsi que les caractéristiques géométriques de la bulle de vapeur sont enregistrées à l'aide d'une camera infrarouge (SC6000, 30 img/s, 640 par 512 pixels de 10 μm) et d'une caméra visible semi-rapide (Canon EOS 7D, 50 img/s, 5435 par 3320 pixels de 4 μm).

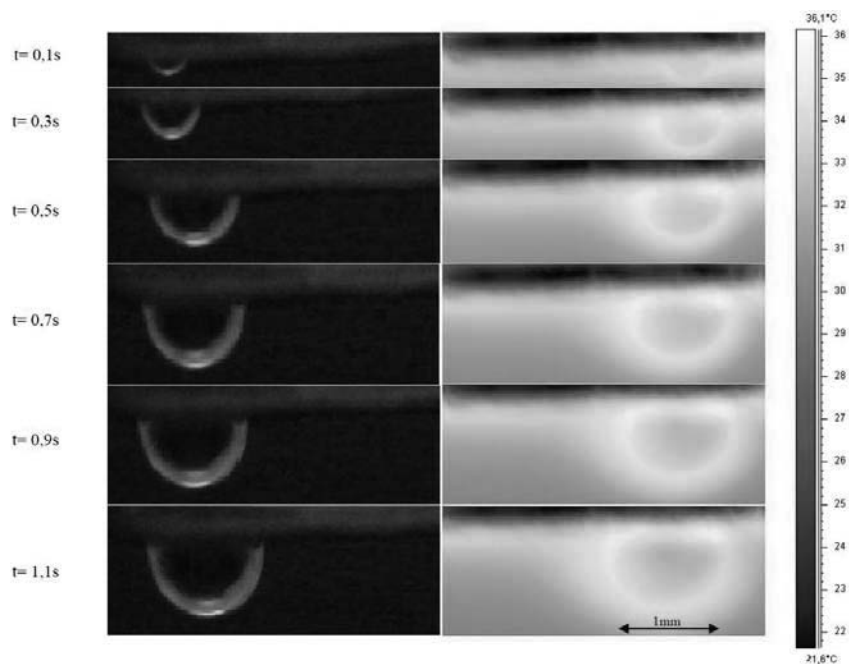


Figure 3 : Visualisation visible (gauche) et infrarouge (droite) de la croissance d'une bulle de vapeur ($Q_p=2W.cm^{-2}$; $Q_v=2ml/min$)

3. Résultats expérimentaux

La figure 3 illustre l'évolution des dimensions et de la température dans et autour de la bulle de vapeur lors de sa croissance. A partir des données fournies par les caméras infrarouge et visible, il nous est alors possible de remonter aux caractéristiques géométriques et thermiques d'une bulle de vapeur lors de sa croissance et de son détachement.

3.1. Fréquence de détachement des bulles

La première caractéristique étudiée ici est la fréquence de détachement des bulles de vapeur lors de l'ébullition en fonction de la puissance de chauffe ainsi que du débit de fluide. L'analyse de la vidéo infrarouge nous permet de déterminer les variations de températures au niveau du site de nucléation lors de la formation, de la croissance et du détachement des bulles de vapeurs. La figure 4 met en évidence ces fluctuations de températures avec des pics qui correspondent au cycle de nucléation-croissance-détachement de la bulle.

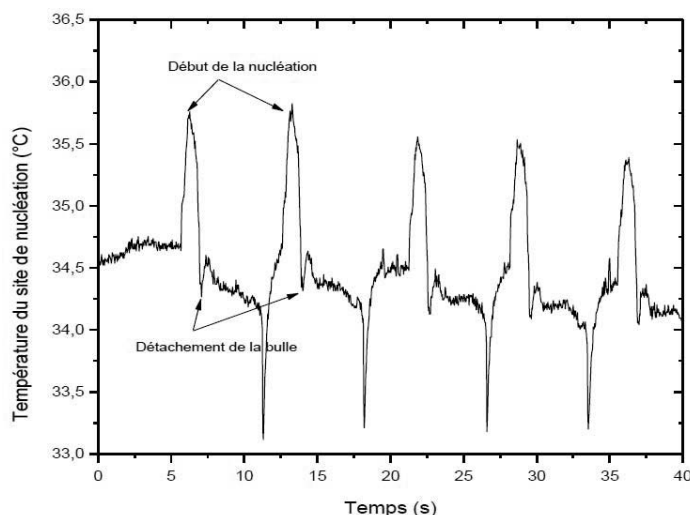


Figure 4 : Evolution de la température du site de nucléation ($Q_p=2W.cm^{-2}$, $Q_v=2ml/min$)

Le cas présenté ici a été réalisé pour un débit de fluide $Q_v=2\text{ml/min}$ et un flux thermique $Q_p=2\text{W.cm}^{-2}$ mais cette évolution est similaire pour les différents paramètres. La température moyenne au niveau du site de nucléation est d'environ $34,5^\circ\text{C}$ et la variation moyenne de température lorsque la bulle croit est d'environ 1°C . L'augmentation soudaine de la température correspond à l'absence de bulle sur la surface, suit ensuite une forte diminution de la température qui correspond à la phase de croissance de la bulle (et à une augmentation du coefficient d'échange) puisque cela nécessite un grand apport d'énergie qui provient principalement de la surface de chauffe.

L'analyse de ce graphe nous permet alors de déterminer la fréquence de détachement (ou de nucléation) des bulles. Sur la figure 5, les fréquences de détachement sont comparées pour différentes valeurs de débit et de puissance de chauffe.

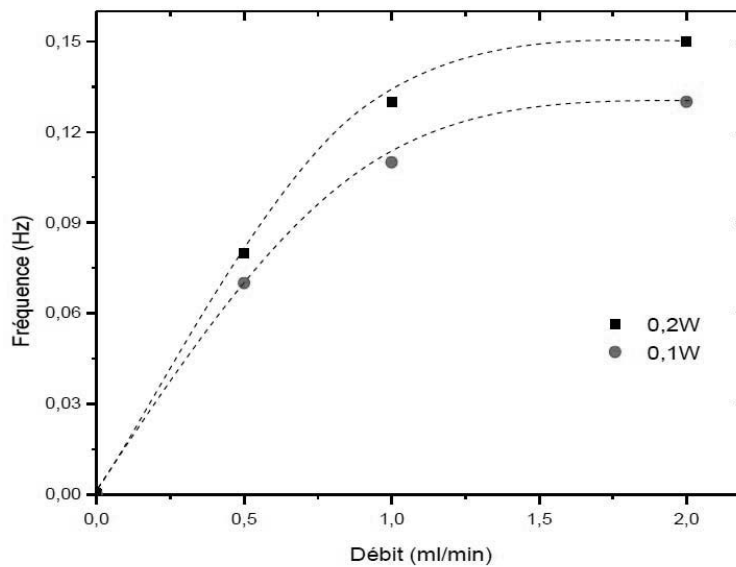


Figure 5 : Variation de la fréquence de détachement des bulles en fonction du débit de liquide et de la puissance de chauffe.

Nous retrouvons ici les résultats escomptés, c'est-à-dire que lorsque le flux thermique augmente, on observe une augmentation de la fréquence de détachement (ou de formation) due à une activation plus rapide du site de nucléation. De même on observe une augmentation de la fréquence de détachement des bulles de vapeurs à mesure que le débit de liquide augmente. Autrement dit, une augmentation du taux de cisaillement favorise logiquement le détachement des bulles de vapeur. On note cependant un ralentissement de l'augmentation de la fréquence de détachement à haut débit qui peut s'expliquer par l'apport plus important en fluide frais qui refroidit le système.

3.2. Géométrie de la bulle

Il est à présent intéressant de suivre le comportement de l'angle de contact entre la bulle et la surface chauffante au cours de sa croissance, et parallèlement les variations des caractéristiques morphologiques de la bulle (diamètre, hauteur, volume). L'angle de contact est déterminé en mesurant l'angle de la tangente au profil de la goutte au point de contact avec la surface chauffante. Les différentes valeurs d'angles de contact sont données sur la figure 6 pour différents débits Q_v et flux de chaleur Q_p .

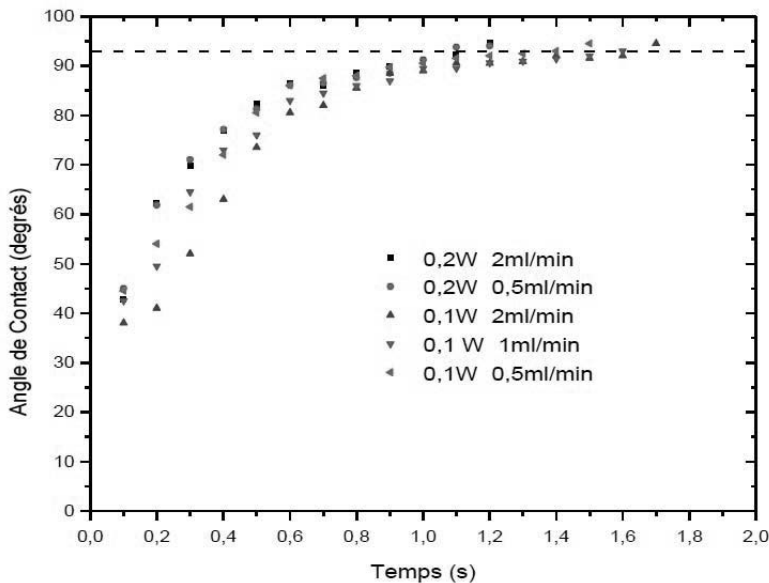


Figure 6 : Evolution de l'angle de contact lors de la croissance de la bulle

Nous observons ici une variation de l'angle de contact en deux phases. Juste après la nucléation de la bulle et au début de la croissance, l'angle de contact augmente très rapidement ($t < 0,8s$) jusqu'à atteindre un palier ($t > 0,8s$) autour de 90° où l'angle va se stabiliser. On note que lors de ces expériences, quel que soit la valeur du flux de chaleur ou du débit de liquide, le détachement de la bulle se produit avec un angle de contact proche de 93° . La détermination de cet angle critique fait parti des recherches en cours.

Parallèlement aux mesures d'angle de contact, nous nous sommes intéressés à la variation du volume de la bulle au cours de sa croissance. Les données obtenues avec à la caméra visible, nous ont permis de déterminer avec précisions le diamètre de mouillage ainsi que la hauteur de la bulle. Le diamètre maximal des bulles étant inférieur à la longueur capillaire L_c ainsi qu'à l'épaisseur de confinement, nous pouvons considérer la bulle comme axisymétrique et déterminer son volume.

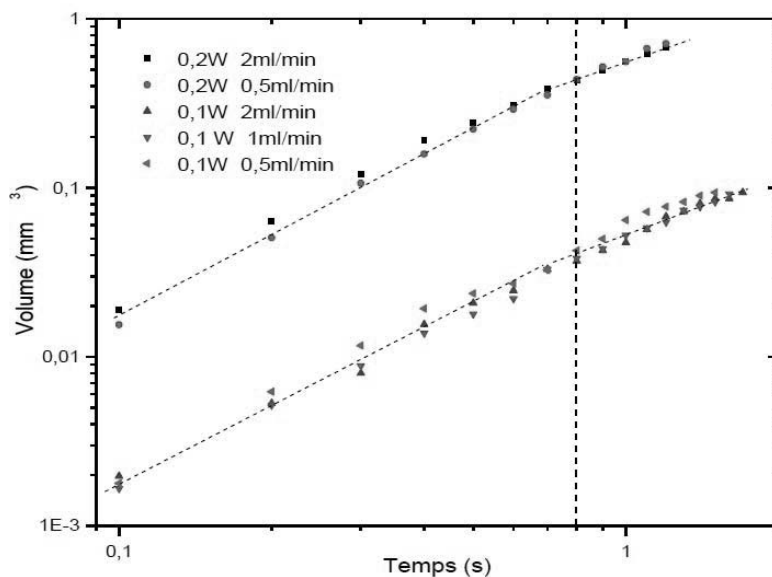


Figure 7 : Evolution du volume de la bulle jusqu'à son détachement

En présentant les résultats sur une échelle logarithmique nous obtenons la figure 7 où est représentée l'évolution du volume de la goutte pour différents débits et flux de chaleur.

De même que sur la figure 6, nous observons une augmentation rapide du volume de la bulle lors d'une première phase ($t < 0,8s$) puis un ralentissement de la croissance de la bulle ($t > 0,8s$) avant son détachement. Les dynamiques de croissance sont similaires quelque soit la puissance de chauffage ou le débit. La prédiction de ces observations fait l'objet d'une étude théorique en cours basée sur le travail de Barber et al. [8] qui ont proposé un modèle de croissance de bulle en micro-canal.

4. Conclusions

Nous avons présenté ici les premiers résultats de l'étude expérimentale de la croissance d'une bulle unique de vapeur dans une cellule de Hele-Shaw, qui nous a permis une visualisation dans le domaine du visible et de l'infrarouge. Les caractéristiques géométriques et thermiques de la bulle ont été étudiées, et dépendent de la puissance de chauffe ainsi que du débit massique du fluide. L'étude infrarouge de la température du site de nucléation unique a permis la détermination de la fréquence de détachement des bulles qui varie avec la puissance de chauffe et le débit volumique. Quant aux caractéristiques géométriques de la bulle, un lien entre la variation d'angle de contact, de volume et le détachement de la bulle de la surface chauffante a été mis en évidence. Une étude théorique est en cours et a pour but de prévoir ces variations.

Références

- [1] P. Arlabosse, Etude des transferts de chaleur et de masse par effet Marangoni: application à la compréhension du mécanisme de l'ébullition en apesanteur. Ph.D. thesis, Université de Provence, 1997.
- [2] J. Straub, Microscale boiling heat transfer under 0 g and 1 g conditions. *Int. J. Therm. Sci.* 39(4), 490–497, 2000.
- [3] D. Serret, D. Brutin, O. Rahli, L. Tadrist, Convective Boiling Between 2D Plates: Microgravity Influence on Bubble Growth and Detachment, *Microgravity Science and Technology* DOI 10.1007/s12217-010-9186-9, 2010.
- [4] G. Duhar, G. Riboux, C. Colin: Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow *Heat Mass Transfer* (2009) 45:847–855
- [5] D. Serret, S. Guignard, L. Tadrist, Nucleate boiling on a single site: contact angle analysis for a quasi-2D growing vapour bubble, *Microgravity Science and Technology* 21:101-105, 2008.
- [6] M. Barthes, Ebullition sur site isole: etude experimentale de la croissance d'une bulle et des transferts associes, PhD thesis, Université de Provence, 2006.
- [7] D. Kenning, Y. Yan, D. Wen, 2004, Saturated flow boiling in a narrow channel: time-averaged heat transfer coefficients and correlations, *Appl. Thermal Eng.* 24:1207-1223, 2004.
- [8] J. Barber, D. Brutin, K. Sefiane, J.L. Gardarein, L. Tadrist, Unsteady-state fluctuations analysis during bubble growth in a "rectangular" microchannel, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54: 4784–4795, 2011.

Convection au sein d'une couche poreuse saturée par un fluide binaire non-Newtonien

Nabil BEN KHELIFA^{1,3*}, Zineddine ALLOUI², Hassen BEJI¹, Amenallah GUIZANI³
et Patrick VASSEUR²

¹Laboratoire des Technologies Innovantes, Université de Picardie Jules Vernes, Amiens, France

²Ecole Polytechnique, Université de Montréal, C.P. 6079, Montréal, Québec, H3C 3A7, Canada

³Laboratoire des Procédés Thermiques, CRTEN, Borj Cedria, Tunisie

* (auteur correspondant : nabil_k21@yahoo.fr)

Résumé - Dans cet article la convection naturelle dans une couche poreuse horizontale saturée par un fluide non-Newtonien est étudiée analytiquement et numériquement. Les deux parois horizontales du système sont soumises à des flux constants de chaleur et de masse alors que les deux parois verticales sont imperméables et adiabatiques. Un modèle de loi en puissance est utilisé pour caractériser le comportement non-newtonien du fluide binaire. Les paramètres régissant le problème sont le nombre de Rayleigh thermique R_T , l'index de la loi en puissance n , le nombre de Lewis Le , le rapport des forces de volumes d'Archimède φ , le rapport de forme de la cavité A , la porosité normalisée du milieu poreux ξ et le paramètre a définissant la convection induite par double diffusion ($a = 0$) ou la convection induite par effet Soret ($a = 1$). Une solution analytique, valable pour les couches infinies ($A \gg 1$) est dérivée sur la base de l'approximation des écoulements parallèles. Le présent modèle permet la prédiction des nombres de Rayleigh supercritiques et sous critiques marquant la naissance des mouvements convectifs ainsi que l'écoulement résultant.

Nomenclature

A	Rapport de forme de la cavité	R_{TC}^{sub}	Rayleigh thermique sous critique
a	Nombre constant	R_{TC}^{sup}	Rayleigh thermique supercritique
C_S	Gradient de concentration - direction x	S	Concentration adimensionnelle
C_T	Gradient de température - direction x	Sh	Nombre de Sherwood
D	Diffusivité massique	T	Température adimensionnelle
g	Accélération de la pesanteur	u	Composante x de vitesse
j'	Flux de masse par unité de surface	v	Composante y de vitesse
k'	Conductivité thermique	α	Diffusivité thermique du fluide
K'	Perméabilité du milieu poreux	ψ	Fonction de courant adimensionnelle
Le	Nombre de Lewis	ρ	Densité du fluide
n	Indice de loi en puissance	ϕ	Porosité du milieu poreux
Nu	Nombre de Nusselt	φ	Rapport des forces de volume
q'	Flux de chaleur constant	μ'_a	Viscosité apparente du fluide
R_T	Nombre de Rayleigh thermique	ξ	Porosité normalisé du milieu poreux

1. Introduction

La convection naturelle d'un fluide binaire non-newtonien, au sein d'une couche poreuse horizontale chauffée par le bas, représente une idéalisation de nombreuses situations pratiques pouvant être rencontrées dans l'industrie et l'environnement. Il s'agit notamment de l'ingénierie des polymères, la transformation des aliments, les systèmes géophysiques, les forages pétroliers, la conception des réacteurs chimiques, certains procédés de séparation, etc. Les premières études portant sur la convection naturelle de fluides non-newtoniens en milieux

poreux sont concernées par les écoulements sur des plaques horizontales ou verticales soumises à différentes conditions aux limites thermiques. Pour une revue complète sur ce sujet, voir par exemple Yih [1]. La plupart des travaux sur la convection naturelle de fluides non-Newtoniens dans des couches poreuses sont restreints au cas de fluides purs [2-4]. Cependant, en pratique, ces fluides non-Newtoniens peuvent être binaires (un solvant et un soluté). La première étude portant sur la convection naturelle d'un fluide non-newtonien dans une couche poreuse chauffée par le bas semble être dû à Amari et al. [2]. Sur la base du modèle de la loi en puissance proposée par Pascal [5] des résultats à la fois analytiques et numériques ont été rapportés par ces auteurs. Le cas de la cavité inclinée chauffée sur les côtés a été considéré par Bian et al. [3, 4]. Le problème de la convection naturelle induite par double diffusion a été étudié par Benhadji et Vasseur [6]. Un modèle analytique a été proposé par ces auteurs, dans la limite d'une couche mince, sur la base de l'approximation des écoulements parallèles.

La présente investigation porte sur une étude analytique et numérique de la stabilité et la convection naturelle dans une couche horizontale poreuse saturée par un fluide binaire non-newtonien. Les deux parois horizontales du système sont soumises à des flux constants de chaleur et de soluté. Un modèle de loi en puissance est utilisé pour caractériser le comportement non-newtonien du fluide binaire. Les paramètres régissant le problème sont le nombre de Rayleigh thermique, l'index de la loi en puissance, le nombre de Lewis, le rapport entre les forces de flottabilité thermiques et solutales et le paramètre définissant la convection induite par double diffusion ou par l'effet Soret. Une solution analytique, valable pour les couches infinies, est obtenue sur la base de l'approximation des écoulements parallèles. Avec les conditions thermiques et solutales considérées l'apparition de la convection unicellulaire supercritique a lieu à une longueur d'onde extrêmement faible et peut donc être prédite exactement par la théorie des écoulements parallèles. Le présent modèle permet la détermination explicite des nombres de Rayleigh supercritiques et sous critiques marquant la naissance des mouvements convectifs. Les champs de vitesse, de température et de concentrations, pour la convection à amplitude finie, sont également prédits de façon explicite en termes des paramètres de base.

2. Formulation mathématique du problème

La configuration géométrique étudiée, les conditions aux frontières et les axes de coordonnées sont montrés sur la figure 1. L'écoulement résultant est supposé bidimensionnel. On suppose que le fluide binaire non-Newtonien satisfait Boussinesq, i.e. que $\rho = \rho_0 [1 - \beta_T (T' - T_0) - \beta_N (N - N_0)]$.

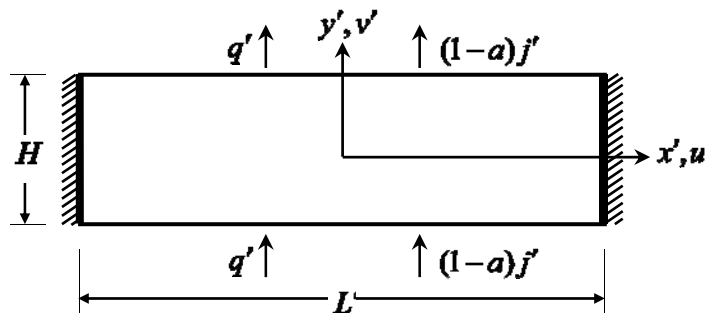


Figure 1 : Représentation schématique du système

Sous forme adimensionnelle et en termes de la fonction de courant les équations régissant la conservation de la quantité de mouvement, l'énergie et la concentration sont les suivantes:

$$\nabla^2 \psi = -\frac{1}{\mu_a} \left[u \frac{\partial \mu_a}{\partial y} - v \frac{\partial \mu_a}{\partial x} + R_T \left(\frac{\partial T}{\partial y} + \varphi \frac{\partial S}{\partial y} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T \quad (2)$$

$$\xi \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{1}{Le} (\nabla^2 S - a \nabla^2 T) \quad (3)$$

$$\mu_a = (u^2 + v^2)^{\frac{n-1}{2}} \quad (4)$$

Les conditions aux limites relatives à ce problème sont données par:

$$\begin{aligned} x = \pm \frac{A}{2} \quad \psi = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \\ y = \pm \frac{1}{2} \quad \psi = 0 \quad \frac{\partial T}{\partial y} = -1 \quad \frac{\partial S}{\partial y} = (a-1) + a \frac{\partial T}{\partial y} \end{aligned} \quad (5)$$

Dans les équations (1)-(5) on note la présence de sept nombres sans dimension, à savoir le nombre de Rayleigh thermique R_T , le nombre de Lewis Le , le rapport des forces de volume φ , le rapport de forme A , la porosité normalisée ξ , l'indice loi en puissance n et le paramètre a .

$$R_T = \frac{K' \rho_0 g \beta_T' \Delta T' (H' / \alpha)^n}{\varepsilon} \quad \varphi = \frac{\beta_S \Delta N}{\beta_T' \Delta T'} \quad Le = \frac{\alpha}{D} \quad A = \frac{H'}{L'} \quad \xi = \frac{\phi}{\sigma} \quad (6)$$

3. Méthode numérique

La solution numérique des équations (1)-(4), soumises aux conditions aux limites (5), est obtenue en utilisant une méthode aux différences finies. Les équations d'énergie et de concentration sont résolues en utilisant la méthode implicite aux directions alternées (ADI). Ensuite l'équation du mouvement est résolue par la méthode de surrelaxation (SOR) à partir des champs de température et de concentration déjà établis. Le critère de convergence utilisé est le suivant:

$$\frac{\sum_i \sum_j (\Phi_{i,j}^{new} - \Phi_{i,j}^{old})}{\sum_i \sum_j \Phi_i^{new}} \leq 10^{-6} \quad (7)$$

où Φ représente, ψ , T ou S .

4. méthode analytique

Pour une couche poreuse infinie ($A \gg 1$), dans la partie centrale de la cavité, l'écoulement est supposé parallèle suivant la direction x , de telle sorte que seule la composante x de vitesse dans cette direction existe. En conséquence, le champ de la fonction de courant, la température et la concentration sont respectivement de la forme suivante:

$$\psi(x, y) \approx \psi(y) \tag{8}$$

$$T(x, y) \approx C_T x + \theta_T(y) \tag{9}$$

$$S(x, y) \approx C_S x + \theta_S(y) \tag{10}$$

En remplaçant les équations (8)-(10) dans les équations gouvernantes (1)-(3), on obtient le système d'équations différentielles ordinaires suivant :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{d\psi}{dy} \left| \frac{d\psi}{dy} \right|^{n-1} \right] = -\psi_0 \tag{11}$$

$$\frac{\partial^2 \theta_T}{\partial y^2} = C_T \frac{\partial \psi}{\partial y} \tag{12}$$

$$\frac{\partial^2 \theta_S}{\partial y^2} = E \frac{\partial \psi}{\partial y} \tag{13}$$

où $\psi_0 = R_T (C_T + \phi C_S)$ et $E = LeC_S + aC_T$

On peut montrer facilement que la solution des équations (11-13) est donnée par

$$\psi = -\psi_0^{\frac{1}{n}} \left[|y|^m - (1/2)^m \right] / m \tag{14}$$

$$T = C_T x - \psi_0^{\frac{1}{n}} C_T y \left[|y|^m / (m+1) - (1/2)^m \right] / m - y \tag{15}$$

$$S = C_S x - \psi_0^{\frac{1}{n}} E y \left[|y|^m / (m+1) - (1/2)^m \right] / m - y \tag{16}$$

$$C_T = \frac{A_1 \psi_0^{\frac{1}{n}}}{1 + A_1 B_1 \psi_0^{\frac{2}{n}}} \tag{17}$$

$$C_S = \frac{Le A_1 \psi_0^{\frac{1}{n}} + a C_T (1 - Le A_1 B_1 \psi_0^{\frac{2}{n}})}{1 + Le^2 A_1 B_1 \psi_0^{\frac{2}{n}}} \tag{18}$$

où $m = (1+n)/n$, $A_1 = (1/2)^m / (m+1)$ et $B_1 = (1/2)^{m-1} / (2m+1)$.

5. Résultats et discussion

La stabilité d'une couche poreuse saturée par un fluide non-Newtonien pur a été étudié récemment par Nield [7, 8] et Barletta et Nield [9], pour le cas d'un système chauffé à températures constantes, et par Alloui et al. [10] pour celui d'une couche soumise à de flux de chaleur constant. Il a été démontré par ces auteurs que l'apparition des mouvements convectifs pour un tel fluide dépend beaucoup de la valeur de n . Ainsi, pour un fluide dilatant ($n > 1$), contrairement au cas d'un fluide newtonien, la convection est possible pour toute valeur du nombre de Rayleigh au dessus de zéro. En d'autres termes, le nombre de Rayleigh supercritique marquant la naissance de la convection est $R_{TC}^{sup} = 0$. Ce comportement est dû au fait que, pour $n > 1$, la viscosité effective de ces fluides est très petite quand $\psi \rightarrow 0$.

Cependant, dans le cas d'un fluide pseudo plastique ($n < 1$), la viscosité effective est très grande quand $\psi \rightarrow 0$, tel que le nombre de Rayleigh supercritique pour l'apparition du mouvement est $R_{TC}^{sup} = \infty$. Ce critère, basé sur la théorie de stabilité linéaire, indique que le système demeure stable lorsque soumis à des perturbations infinitésimales.

La figure 2a montre l'évolution de ψ_{max} par rapport à R_T et φ pour $Le = 10$ et $a = 0$. Les résultats obtenus pour $R_T < 0$, correspondent au cas d'une couche chauffée par le haut. Cette figure ainsi que la figure 2b indiquent clairement que pour un fluide dilatant ($n > 1$), et pour $\varphi > 0$, le nombre de Raleigh supercritique est nulle ($R_{TC}^{sup} = 0$). L'apparition des mouvements convectifs est donc possible pour toutes les valeurs positives du nombre de Raleigh. La figure 2b illustre l'évolution du nombre de Raleigh critique en fonction du rapport des forces de volume φ pour des fluides pseudo plastiques ($n < 1$) ou dilatants ($n > 1$). Les figures 2b et 2c montrent que pour un fluide pseudo plastique ($n < 1$) et pour ($\varphi > 0$), $R_C^{sup} = \infty$. La convection est cependant possible au-dessus d'un certain nombre de Rayleigh sous-critique qui dépend des paramètres φ et n , prédit par la théorie non-linéaire de l'écoulement parallèle.

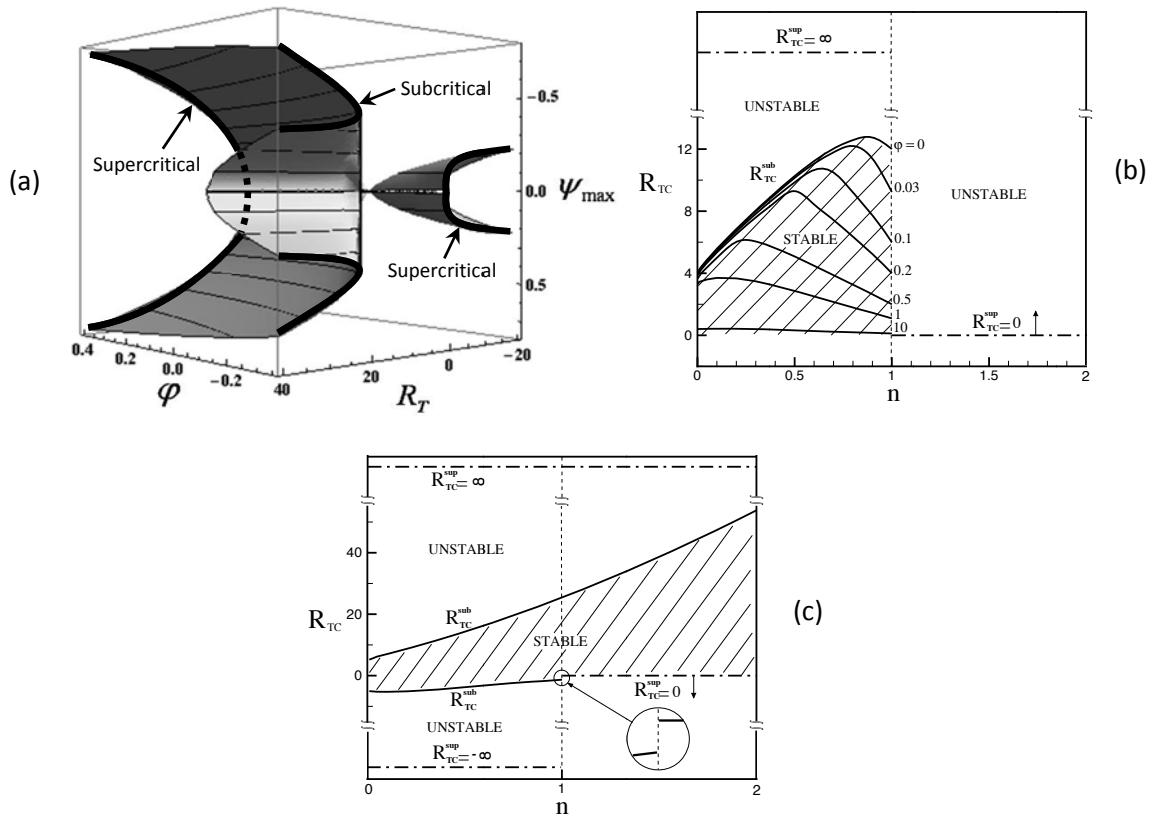


Figure 2 : Nombre de Rayleigh critique R_{TC}^{sup} et R_{TC}^{sub} pour $Le = 10$, $a = 0$; (a) ψ_{max} en fonction de R_T et φ pour $n = 3$; effet de l'indice loi en puissance n pour (b) différentes valeurs de $\varphi > 0$ et (c) pour $\varphi = -1$

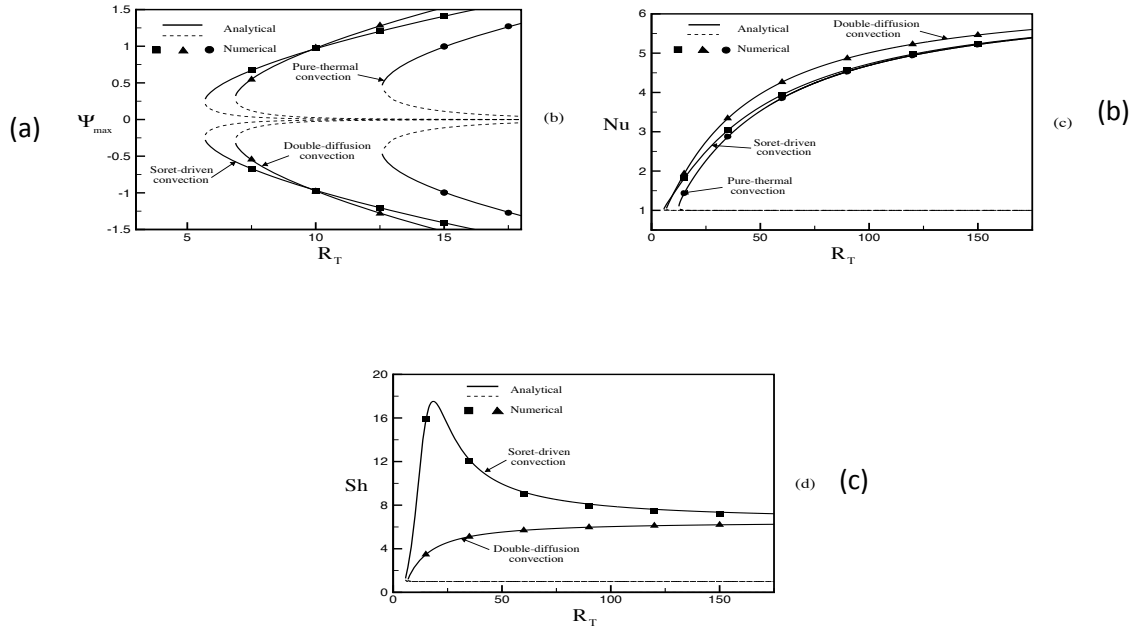


Figure 3 : Courbes de bifurcation, pour un fluide pseudo plastique, en termes de a) ψ_{max} , b) Nu , c) Sh , en fonction de R_T pour $a = 0$ et 1 , $\phi = 0.5$, $Le = 2$ et $n = 0.8$

Les figures 3 et 4 illustrent les diagrammes de bifurcation en termes de ψ_{max} , Nu et Sh versus le nombre de Rayleigh R_T pour le cas $n=0,8$, $Le = 2$, $a = 0$ et 1 . On observe le bon accord entre la solution analytique et les résultats numériques. Les courbes présentés dans les figures 3a-c sont obtenus pour $a = 0,1$, $\phi = 0.5$, $Le = 2$ et $n = 0.8$. Comme déjà mentionné ci-dessus, les fluides pseudo plastiques sont caractérisés par le fait que la convection est possible seulement au-dessus d'un certain nombre de Rayleigh sous-critique, dont la valeur dépend entre autre de l'indice de la loi en puissance. Ainsi, comme on peut le voir à partir de la Fig.3a, la naissance du mouvement se produit à un nombre de Rayleigh souscritique $R_{TC}^{sub} = 6,87$, pour $a = 0$, $R_{TC}^{sub} = 5,68$ pour $a = 1$ et $R_{TC}^{sub} = 12,58$ pour la convection thermique pure. Les courbes de bifurcation obtenues sont similaires à celles rapportés dans la littérature pour des fluides purs (voir par exemple Bahloul et al. [11]). Pour une courbe donnée, la solution analytique, représentée par les lignes continues et en pointillés, indique l'existence possible de deux modes convectif pour une valeur donnée de R_T . La solution correspondant à la ligne pointillée est cependant instable. Les courbes de bifurcation correspondantes, pour Nu et Sh versus R_T sont présentées dans les figures 3b et 3c respectivement. On observe que le nombre de Nusselt augmente en fonction du nombre de Raleigh. Concernant le nombre de Sherwood, il est à noter que pour $a = 0$, Sh a sa signification habituelle. Ce n'est pas le cas quand $a = 1$, pour lequel Sh est plutôt lié à la distribution de la concentration dans la cavité induite par l'effet Soret.

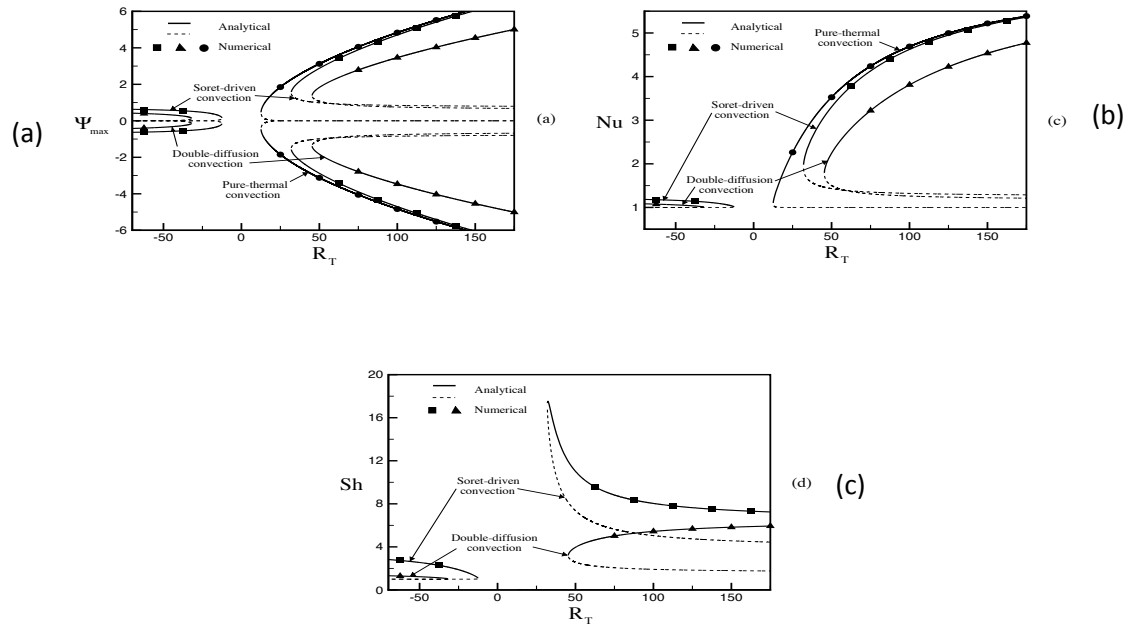


Figure 4 : Courbes de bifurcation, pour un fluide pseudo-plastique, en termes de a) ψ_{\max} , b) Nu , c) Sh , en fonction de R_T pour $a=0$ et 1 , $\varphi = -0.75$, $Le = 2$ et $n = 0.8$

Les résultats présentés dans les figures. 4a-c sont obtenus pour $\varphi = -0.75$ i.e. quand les forces de flottaison induites par les gradients de concentration sont à peu près égales et opposées à celles résultantes des gradients thermiques. Les résultats sont qualitativement similaires à ceux décrits ci-dessus pour $\varphi = 0.5$. Ici aussi, l'apparition de la convection se produit au dessus d'un nombre de Rayleigh sous-critique qui dépend des paramètres de base du problème.

6. Conclusion

Dans cet article, le problème de la convection naturelle au sein d'une couche poreuse, saturée par un fluide binaire non-Newtonien, et soumise à des gradients verticaux de température et de soluté, a été résolu par des méthodes analytiques et numériques. Les nombres de Rayleigh supercritiques et souscritiques sont prédits de façon explicite. L'influence des paramètres de base sur l'intensité de la convection et sur les transferts de chaleur et de masse, est illustrée.

Références

1. Yih K.A.(1998) Uniform lateral mass flux effect on natural convection of non-Newtonian fluids over a cone in porous media. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 25: 959-968.
2. Amari B., Vasseur P. and Bilgen E. (1994), Natural convection of non-Newtonian fluids in a horizontal porous layer. *Warme und Stoffubertragung* 29: 185-1993.
3. Bian W., Vasseur P. and Bilgen E. (1994a), Natural convection of non-Newtonian fluids in an inclined porous layer. *Chem. Eng. Comm.* 129: 79-97.

4. Bian W., Vasseur P. and Bilgen E. (1994b), Boundary-layer analysis for natural convection in a vertical porous layer filled with a non-Newtonian. *Int. J. Heat Fluid Flow* 15: 384-391.
5. Pascal H. (1983) Rheological behaviour effect of non-Newtonian fluids on steady and unsteady flow through porous media. *Int. J. Numerical Anal. Methods Geomech.* 7: 207-224.
6. Benhadji K. and Vasseur P. (2001), Double diffusive convection in a shallow porous cavity filled with a non-Newtonian fluid. *Int. Comm. Heat Mass Transfer* 28: 763-772.
7. Nield D. A. (2011) A further note on the onset of convection in a layer of a porous medium saturated by a non-Newtonian fluid of power-law type, *Transp. Porous Med.* DOI 10.1007/s11242 011-9733-x.
8. Nield D. A. (2011) A note on the onset of convection in a layer of a porous medium saturated by a non-Newtonian Nanofluid of power-law type, *Transp. Porous Med.* 87 12-123.
9. Barletta A. and Nield D. A. (2011) Linear instability of a horizontal through flow in a plane porous layer, *Physics of Fluids* 23 013102.
10. Alloui Z., Ben Khelifa N., Beji H. and Vasseur P., Onset of convection in a horizontal porous layer saturated by a power-law fluid, submitted for publication.
11. Bahloul A., Boutana N., Vasseur P. (2003) Double-diffusive and Soret-induced convection in a shallow horizontal porous layer. *J. Fluid Mech.* 491: 325-52.

Énergétique et environnement

De la conception au retour d'expérience de maisons passives en pin maritime

Stéphanie ARMAND-DECKER^{1,2*}, Philippe LAGIERE^{1,2}

¹ Univ. Bordeaux, I2M, UMR 5295

F-33405 Talence, France

² Nobatek - Centre de Ressource Technologique

67 rue de Mirambeau - 64600 Anglet

*(auteur correspondant : sdecker@nobatek.com)

Résumé – Cet article présente l'expérimentation de deux logements mitoyens à ossature bois construits en Aquitaine. Ces logements ont été conçus, réalisés et instrumentés dans le cadre du projet « Maison Passive en Pin Maritime » (MPPM). L'objectif : concevoir des habitats à partir de pin maritime, à basse consommation d'énergie et adaptés au climat chaud et humide du Sud Ouest de la France tout en démontrant la faisabilité d'une telle opération. Une fois les logements livrés une campagne de mesures a été menée. Cet article expose les résultats de cette campagne avec une analyse du confort hygrothermique estival et hivernal, une étude énergétique et l'étude d'un puits canadien couplé à un système de ventilation double flux.

1. Introduction

Le projet MPPM a pour objectif de démontrer la faisabilité de la construction d'habitats bois basse énergie en pin maritime adaptée aux conditions du Sud-Ouest de la France dans une démarche de gestion durable avec la prise en compte de confort d'hiver mais aussi d'été. Le lien a été établi avec les industriels de la filière bois de la région Aquitaine. Pour ce faire, deux logements (R+1, contigus) inscrits dans une opération de 41 logements, situés sur la commune du Taillan Médoc (33), ont été conçus de manière différenciée, construits et instrumentés. Ces logements sont aujourd'hui exploités depuis 2 ans en location sociale par Gironde Habitat.

Durant l'étude de ces logements l'accent a été porté sur l'architecture bioclimatique, l'optimisation de l'enveloppe (étude des ponts thermiques et de la perspiration des parois) et l'usage de solutions passives permettant de combiner basse consommation énergétique et confort thermique hivernal et estival.

Cette étude consiste donc à valider la conception. Une fois les logements livrés et occupés ils ont été équipés d'un système d'instrumentation permettant d'analyser les données mesurées et de vérifier la performance énergétique des bâtiments et le respect du confort estival. Les aboutissements de cette instrumentation ont permis de fournir un retour d'expérience complet en comparant les résultats aux objectifs initiaux du projet d'une part et aux performances des logements voisins d'autre part. Les différents éléments de conception et l'ensemble des résultats sont alors présentés et commentés ici pour apporter des recommandations sur les futures réalisations et renforcer le potentiel économique de la filière bois régionale.

2. Le programme MPPM

2.1. Objectifs de performance fixés

Durant la phase conception du projet (2006-2008) un bâtiment passif désignait au sens strict du terme une construction qui respectait le label PassivHaus défini par le Passivhaus Institut [1] c'est à dire un bâtiment qui répondait principalement aux critères suivants :

- Besoin de chauffage, en énergie finale, de moins de 15 kWh/(m².an)
- Consommation de chauffage, d'eau chaude sanitaire et d'électricité spécifique (électroménager inclus), en énergie primaire, de moins de 120 kWh/(m².an)
- Puissance de chauffage de moins de 10 W/m²
- Niveau d'étanchéité à l'air de : < 0,6 vol/h à 50 Pa

Dans le cadre d'un climat atlantique chaud et humide, tel que celui de l'Aquitaine ce label allemand n'est pas tout à fait adapté. En effet, il se concentre principalement sur la thermique d'hiver tandis qu'en Aquitaine, les questions de confort d'été sont cruciales.

Ainsi pour cette étude, faute de critères de très basse énergie existants pour l'Aquitaine, les consignes sur la consommation de chauffage et sur le système de chauffage se sont inspirées du label Passiv Haus. Des consignes ont aussi été prises en compte en ce qui concerne le confort d'été. Ces dernières sont : l'interdiction d'utiliser un système de refroidissement, une température maximale durant l'été et une ambiance intérieure confortable selon la zone de confort défini par Brager et de Dear [2].

Les objectifs de performance fixés et utilisés durant la phase de conception sont les suivant :

- Besoins de chauffage $\leq 15 \text{ kWh}/(\text{m}_{\text{shab}}^2 \cdot \text{an})$
- Puissance de chauffage $< 15 \text{ W}/\text{m}_{\text{shab}}^2$
- Pas de système de chauffage classique hydraulique
- Pas de système de refroidissement
- Température maximale estivale $< 28 \text{ }^\circ\text{C}$
- Pourcentage de points en dehors de la zone de confort (selon zone Brager de Pléiades Comfie) $< 8 \%$

En Juin 2007, un label français a été mis en place, le label BBC-Effinergie® [3]. Celui-ci s'adapte en fonction de la zone géographique dans laquelle s'implante le bâtiment. Un nouvel objectif à atteindre était alors de répondre aux exigences de ce label.

2.2. Description des logements MPPM

Afin de répondre aux objectifs de performance fixés, la conception des bâtiments a été optimisée à l'aide de différents calculs et outils de simulations permettant d'évaluer le comportement du bâtiment sur l'année et d'en déduire les consommations énergétiques, les températures et le niveau de confort accessible. L'accent porté sur l'architecture bioclimatique et l'optimisation de l'enveloppe couplé à un système de ventilation double flux permet à la construction à ossature bois d'atteindre des performances thermiques d'hiver élevées pour une épaisseur de parois faible par rapport à de la maçonnerie. En revanche, le manque d'inertie des constructions à ossature bois, requiert une attention particulière pour la thermique d'été.

L'opportunité d'avoir un bâtiment constitué de deux logements a permis de tester deux solutions axées sur le maintien d'un niveau de confort thermique estival adéquat. Le premier logement a été conçu pour associer inertie, par l'usage d'un plancher intermédiaire constitué de bois massif, et ventilation naturelle, par optimisation des menuiseries avec des volets de ventilation (MPPM 2). La seconde solution, plus légère (entièrement en ossature bois), fait usage de l'inertie du sol par le biais d'un puits canadien aéraulique (MPPM 1) (figure 1 et 2).

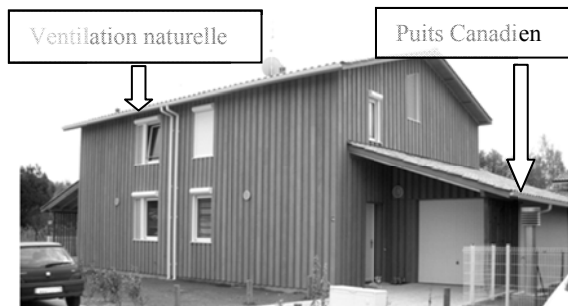


Figure 1 : Photographie des deux logements MPPM avec système du puits canadien et ventilation naturelle

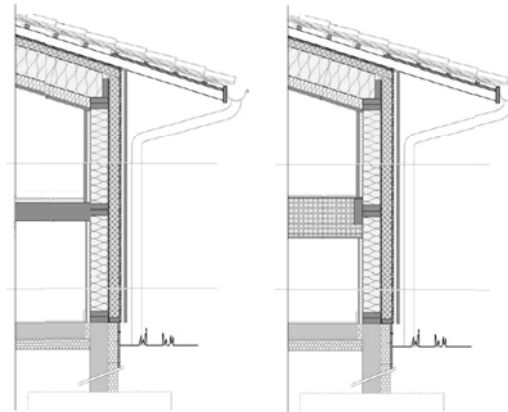


Figure 2: Détails des parois du logement avec plancher intermédiaire en bois massif (gauche) et du logement entièrement à ossature bois (droite)

Cette conception a menée vers des performances globales permettant d'obtenir des besoins en chauffage calculés, selon la Règlementation Thermique 2005, de $8,4 \text{ kWh}/(\text{m}^2_{\text{shab}}.\text{an})$ pour le logement entièrement à ossature bois et de $7,2 \text{ kWh}/(\text{m}^2_{\text{shab}}.\text{an})$ pour le logement avec plancher intermédiaire en bois massif. Ces résultats sont inférieurs à la limite fixée à $15 \text{ kWh}/(\text{m}^2_{\text{shab}}.\text{an})$.

Les simulations thermiques dynamiques effectuées à partir de la plateforme Pleiades-Comfie [4] sur le logement à ossature bois montrent qu'avec le puits canadien la température maximale atteinte au sein du logement est de l'ordre de 29°C avec moins de 2% du temps au-dessus de 28°C contre 31°C avec 13% du temps au-dessus de 28°C sans puits. Ce système est donc un système adéquat pour pallier au manque d'inertie du logement à ossature bois.

L'association de ces enveloppes à des systèmes d'eau chaude solaires, à des panneaux photovoltaïques, à une ventilation double flux pourvue d'un échangeur à 89% de rendement et à de simples radiateurs à panneaux rayonnant permet d'atteindre les objectifs requis par le label BBC-Effinergie®.

A l'issue de la phase conception ces logements répondaient tous deux aux objectifs principaux du projet, soit à l'association du concept de maison passive au matériau issu du pin maritime et aux contraintes climatiques d'Aquitaine [5]. Les retours d'expérience sur de tels opérations sont rares et pourtant nécessaires pour valider les méthodes et la conception.

2.3. Campagne de mesures

Les deux logements du projet MPPM ainsi que le bâtiment voisin THPE (Label Effinergie Très Haute Performance Énergétique), constitué aussi de deux logements mitoyens de même superficie (84 m^2 habitables), ont été instrumentés sur une période de 18 mois (figure 3). Les conditions extérieures, les consommations sur différents postes (Chauffage, Eau Chaude

Sanitaire...), la température, l'humidité et les périodes d'occupation des logements ont alors été mesurées.



Figure 3 : Photographie des logements instrumentés (gauche : logements MPPM ; droite : logements RT2005 THPE)

Ces mesures ont permis une analyse du confort hygrothermique estival et hivernal des logements, une étude énergétique, et une étude d'un puits canadien couplé à un système de ventilation double flux.

L'objectif de cette campagne de mesure est de valider les résultats issus du calcul et des simulations thermiques, de vérifier si les objectifs de performance de départ ont été respectés, de comparer le fonctionnement de tels logements à des logements plus traditionnels et de mettre en avant les principaux dysfonctionnements à corriger dans les futures opérations.

3. Analyse des résultats

3.1. Etude des consommations de chauffage et des températures de consigne

Les consommations de chauffage ont été mesurées durant l'hiver 2010-2011 pour les quatre logements. La figure 5 présente l'évolution des consommations de chauffage cumulées. La période de chauffe des logements MPPM a démarré plus tardivement que les logements THPE. Aussi les consommations MPPM sont nettement inférieures avec 6,1 kWh_{ef}/(m²_{shab.an}) pour le logement MPPM 1 et 9,1 kWh_{ef}/(m²_{shab.an}) pour le logement MPPM 2 contre 32 et 24,8 kWh_{ef}/(m²_{shab.an}) pour les logements THPE 1 et 2 respectivement. Les objectifs fixés pour les logements MPPM ont donc été atteints en terme de besoins de chauffage (≤ 15 kWh/(m²_{shab.an})) sur l'hiver 2010/2011.

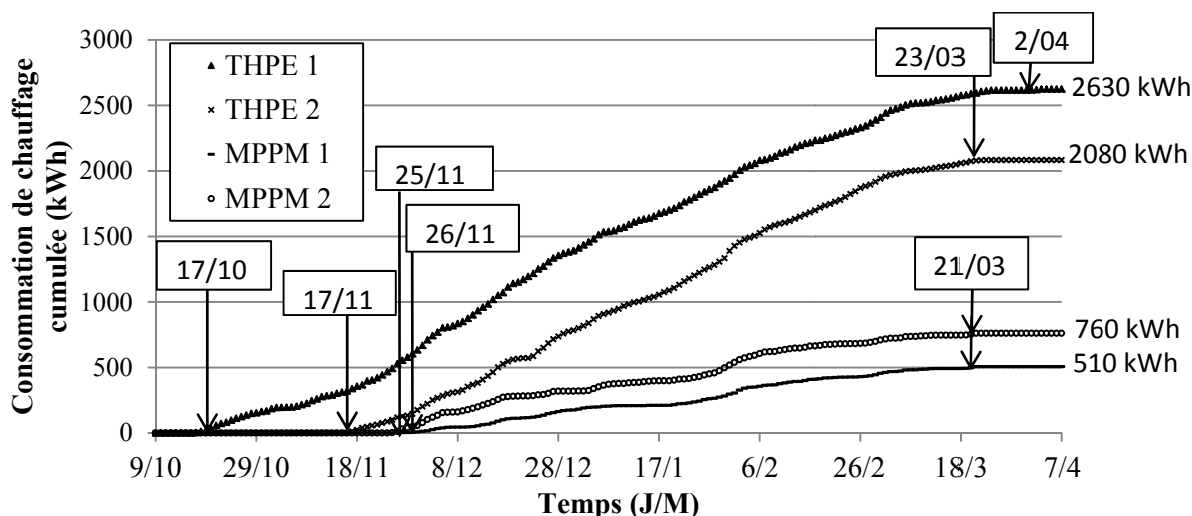


Figure 4 : Evolution des consommations de chauffage mesurées durant l'hiver 2010/2011

La figure 6 représente la courbe des fréquences cumulées des températures moyennes mesurées au sein des quatre logements instrumentés. Pour la période de chauffe de l'hiver 2010-2011 les températures moyennes des logements étudiés sont, pour les logements THPE et le logement MPPM 2 supérieures 20°C pendant plus de 50% du temps, le niveau réglementaire de 19°C n'étant atteint que très exceptionnellement pour les logements THPE. Au contraire la température moyenne du logement MPPM 1 s'établit à 18,3°C et n'est supérieure à 19°C que 20% du temps expliquant alors que les performances atteintes pour ce logement soient supérieures aux prévisions.

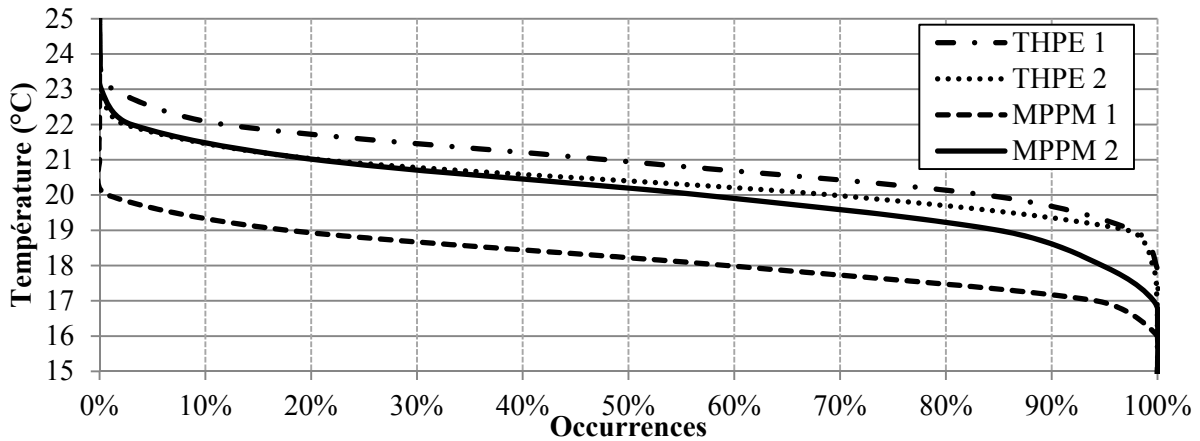


Figure 5 : Courbe de fréquences cumulées de la température moyenne mesurée au sein des quatre logements durant leur période de chauffe respective

3.2. Etude du confort thermique estival

En moyenne, durant l'été 2010, la température moyenne des quatre logements est acceptable car elle est inférieure à 26°C. Elle est en moyenne plus faible pour les logements MPPM que pour les logements THPE (figure 7). Dans le logement MPPM 1 la température moyenne passe au-dessus des 28°C moins de 1% du temps ce qui est très favorable est répond à l'objectif fixé. Cependant il y a une surchauffe importante dans le logement MPPM 2 (logement massif équipé d'un système de ventilation naturelle optimisé) avec une température moyenne qui dépasse les 28°C près de 10% du temps. C'est le logement ayant les surchauffes les plus fréquentes mais aussi celui où les températures sont les plus basses durant cette même période. La température de ce logement est très variable et laisse supposer à une ouverture des fenêtres de jour comme de nuit.

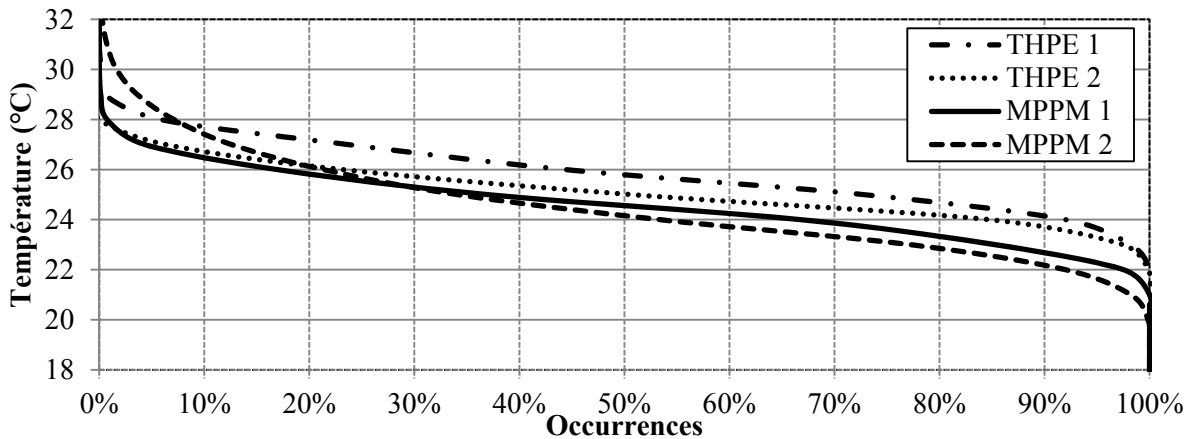


Figure 6: Courbe de fréquences cumulées de la température moyenne mesurée au sein des quatre logements durant la période estivale 2010

L'évolution des températures de salon des quatre logements (figure 8), montre que les températures au sein des logements THPE restent assez constantes alors que celles des logements MPPM ont une forte amplitude au cours de la journée. Celle du logement MPPM 2 est plus importante. Une enquête menée auprès des occupants indique que les fenêtres et volets ont tendance à être laissé ouvert durant l'après-midi. C'est l'ouverture des différentes menuiseries extérieures qui va créer un courant d'air, c'est pourquoi un inconfort très marqué peut être observé durant toute la période d'après-midi : la température à l'intérieur du logement sera toujours très proche de la température extérieure. Les habitants du logement MPPM 1 quant à eux ont une gestion des apports solaires qui leur permet de garder un confort très acceptable dans leur maison. Enfin la ventilation traversante des deux logements permet d'évacuer facilement les calories et de rafraichir rapidement les bâtiments en période nocturne ce qui n'est pas le cas des logements THPE. En conclusion, les comportements des usagers ont un rôle important qui impacteront sensiblement le confort au sein du bâtiment.

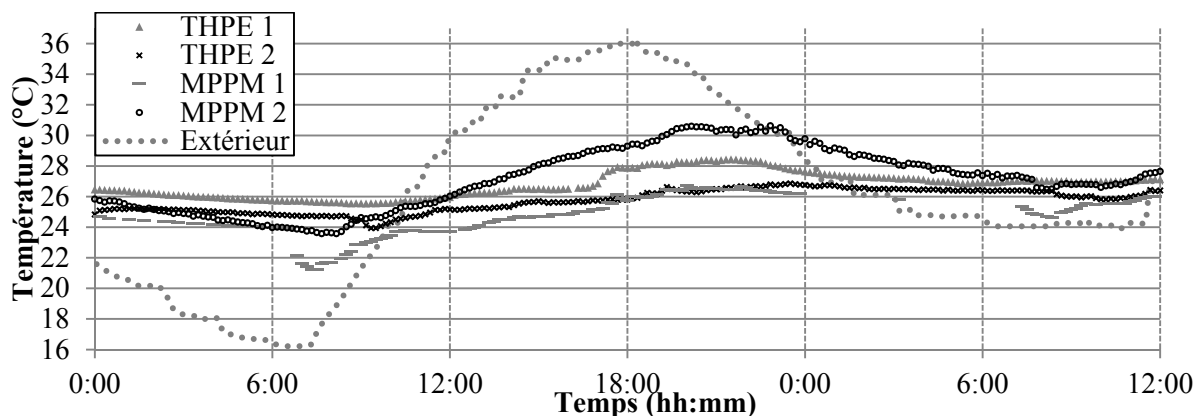


Figure 7: Température dans le salon des quatre logements durant une journée chaude du 8 au 9 Juillet 2010

3.3. Comparaison aux calculs réglementaires

Les mesures énergétiques du logement MPPM 1 ont été comparées avec les calculs réglementaires pour les trois postes de consommation que sont le chauffage, la ventilation et le chauffe-eau (figure 9). La consommation électrique de l'éclairage n'ayant pas été mesurée les calculs réglementaires ont été repris dans cette étude. Les résultats mesurés montrent qu'au total la consommation dépasse les prévisions. En effet malgré une consommation de chauffage inférieure aux calculs la ventilation et les consommations électriques du chauffe-eau (appoint électrique) dépassent les prévisions. Au final le logement atteint un Cep (Consommation en énergie primaire) de 52 kWh/(m².an) contre une exigence de référence fixée à 45 kWh/(m².an) pour l'obtention du label BBC Effinergie.

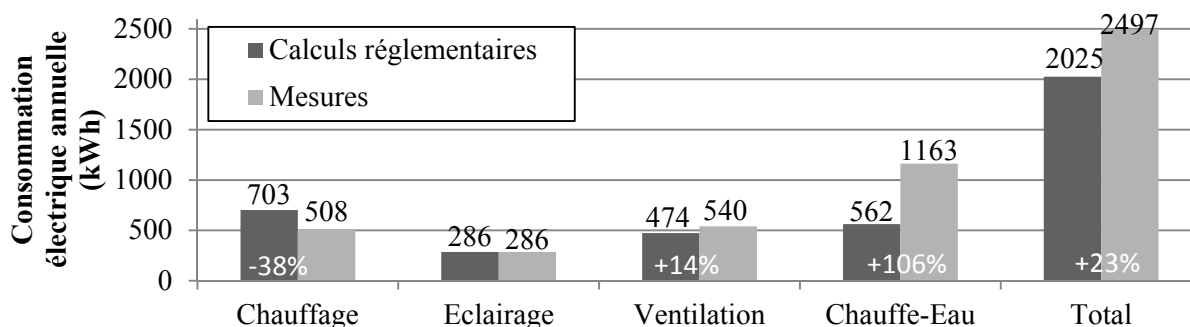


Figure 8: Comparaison des consommations électriques estimées par les calculs réglementaires et mesurées pour le logement MPPM 1

La surconsommation électrique due au système de ventilation s'explique par la non-prise en compte du puits canadien dans les calculs réglementaires. En effet la surconsommation induit par les pertes de charge dues à ce système n'est pas prise en considération. Mais l'écart le plus important résulte de la consommation électrique du chauffe-eau, celle-ci est plus de deux fois supérieure aux calculs réglementaires (1163 kWh pour 562 kWh). Cette surconsommation peut soit être due au dysfonctionnement du système solaire thermique soit à un usage réel différent du calcul réglementaire. Une analyse plus fine a permis d'éliminer le dysfonctionnement du système de capteurs solaire thermique. Il se peut donc que l'écart soit dû à l'usage de l'eau chaude sanitaire : température d'eau chaude mitigée ou consommation d'eau trop élevée par rapport aux hypothèses du calcul réglementaire.

Au final l'eau chaude sanitaire représente 47% du total mesuré sur les quatre postes de consommations considérés contre 28% estimés par le calcul réglementaire. Le poste de l'eau chaude sanitaire est indéniablement celui où l'effort reste à faire.

3.4. Etude du couplage du puits canadien et de la ventilation double flux

Une étude fine a été menée sur le couplage du puits canadien (PC) et de la ventilation mécanique contrôlée double flux (VMC) du logement MPPM 1. Les résultats indiquent que le puits peut atteindre des coefficients de performances de 11 en hiver et de 8 en été. Néanmoins le potentiel du puits est mal exploité. Un dysfonctionnement du by-pass permettant de permuter l'arrivée d'air neuf (AN) dans la VMC entre l'air extérieur ou le PC a été mis en évidence. L'air neuf provient donc toujours du PC qui n'est pourtant pas toujours utile surtout en mi-saison.

Le système présente un autre by-pass qui permet de passer la VMC double flux en simple flux afin de ne pas préchauffer l'air. Celui-ci doit être activé manuellement. La figure 10 montre que la température arrivant dans la VMC et provenant du PC se situe aux alentours de 23°C avec une température extérieure pouvant atteindre les 37°C. La différence de température atteint donc 14°C, ce qui montre l'efficacité du PC. Néanmoins, cet air se retrouve préchauffé par la ventilation double flux et arrive dans le logement aux alentours de 26°C. La différence de température passe donc à 11°C. Le by-pass n'a donc pas été activé par les usagers. La sensibilisation des occupants apparaît ici comme essentielle pour obtenir un meilleur confort.

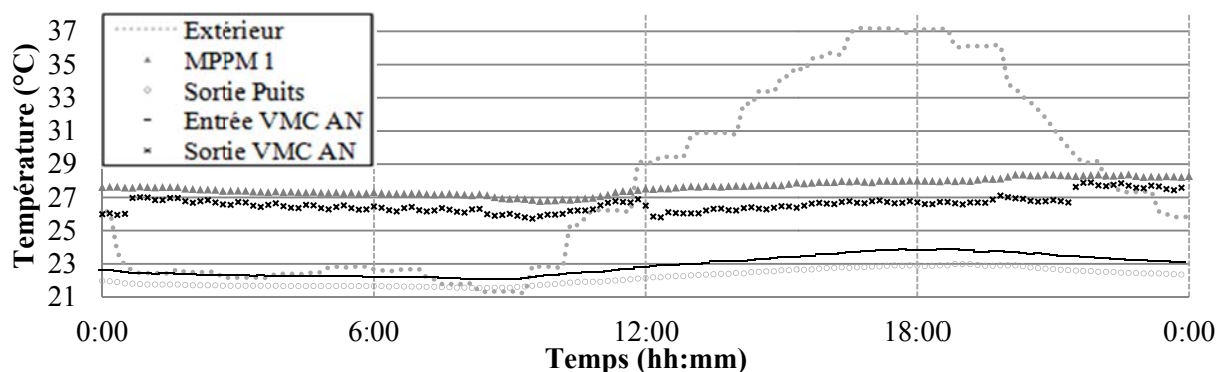


Figure 9: Température du réseau de ventilation durant une journée chaude du mois d'août 2011

En hiver, le puits permet d'avoir un air réchauffé autour de 6°C alors que la température extérieure se situe autour de 0°C (figure 11). Le couplage avec la VMC permet alors d'accroître ce gain de température d'environ 9°C ce qui n'est pas négligeable. Cela démontre que la VMC fonctionne bien.

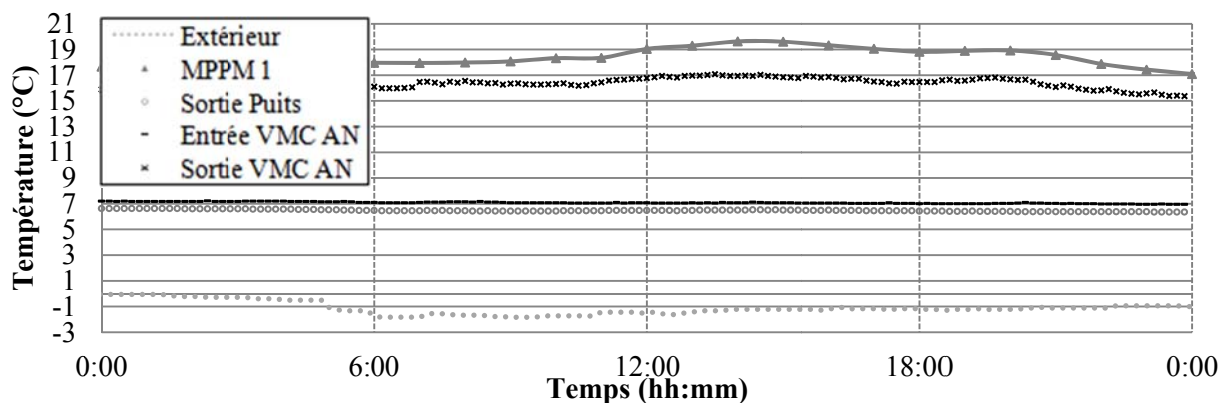


Figure 10: Température dans le réseau de ventilation durant une journée froide du mois de Janvier 2011

Le couplage des deux systèmes en période hivernale est alors très efficace pour réchauffer l'air neuf et permet de diminuer la consommation de chauffage de l'habitation.

4. Conclusions et préconisations

Le projet de construction de maisons passives en pin maritime alliant performance énergétique et confort thermique hivernal mais aussi estival dans un climat atlantique chaud et humide a été un vrai challenge dans le contexte défini. La solution obtenue a permis d'atteindre, à l'état de la conception, les exigences requises par le label BBC-Effinergie®

Les résultats obtenus permettent de valider la conception théorique des logements que ce soit en terme de besoin de chauffage ou de confort thermique estival. Néanmoins la réalité est différente avec les aléas du comportement humains qui ont un impact non négligeable sur les résultats et montrent que les occupants doivent être pris en compte dès la phase de conception du projet pour identifier leurs besoins et les actions qu'ils sont prêts à mener. Une fois le logement livré il faut veiller à ce que les futurs occupants soient sensibilisés et formés sur le fonctionnement du logement. Aussi les systèmes récemment utilisés et peu connus dans le bâtiment tels que le puits canadien ou la ventilation double flux pour notre étude nécessitent un contrôle et une maintenance particulière. Tous les corps d'état doivent être formés à cette typologie de bâtiment jusqu'aux techniciens de la maintenance.

Pour conclure, le projet MPPM a abouti à des résultats cohérents et à la hauteur des espérances fixées. Il prouve qu'il est possible d'allier construction bois à très basse consommation et confort estival dans le climat du Sud-Ouest de la France.

Références

- [1] W. Feist, Certification en tant que « Maison Passive certifiée » - Critères pour les maisons passives en tant que bâtiment d'habitation, *Passive House Institute* (2011)
- [2] G. Brager, R. de Dear, Thermal adaptation in the built environment: a literature review, *Energy & Buildings*, 27 (1), (1998)
- [3] Arrêté du 3 mai 2007 relatif au contenu et aux conditions d'attribution du label « haute performance énergétique », NOR: SOCU0750649A
- [4] T. Salomon, R. Mikolasek, B. Peuportier, Outil de simulation thermique du bâtiment, Comfie, *Journée thématique SFT-IBPSA*, La Rochelle (France), 2005
- [5] JL. Kouyoumji et Al., Conception et réalisation d'une maison à ossature bois à très faible consommation d'énergie essentiellement réalisée en pin maritime, *Rapport final*, DGE Convention : n° 07-2-90-6114 - CRA Convention : n° 06011645-451, (2010)

Validation d'un modèle de moteur Stirling à pistons libres pour la micro-cogénération

Sylvie BEGOT^{1*}, Guillaume LAYES¹, François LANZETTA¹, Philippe NIKA¹, Régis CONTREAU²

¹Laboratoire FEMTO-ST CNRS UMR 6174

CNRS/Université de Franche-Comté/ENSMM/UTBM

Département ENERGIE, 2 avenue Jean Moulin, 90000 BELFORT

²GDF SUEZ, CRIGEN, 361 av du président Wilson, BP 33, 361 av du président Wilson, 93211 SAINT-DENIS-LA-PLAINE CEDEX

*(auteur correspondant : sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

Résumé - L'article décrit une modélisation de machine Stirling à pistons libres pour une application de micro-cogénération domestique. Le modèle mécanique ainsi que le calcul des pertes sont détaillés. Les résultats du modèle sont comparés avec les résultats théoriques d'autres auteurs et avec les résultats expérimentaux obtenus sur la machine RE1000 par la NASA. L'analyse montre une bonne correspondance sur les aspects mécaniques de la machine (fréquence) mais une sous-estimation des pertes par le modèle.

Nomenclature

A	aire, m^2
D	coefficients dissipatifs par unité de masse, s^{-1}
d	diamètre échangeur, m
C_f	coefficient de frottement de Darcy
E	énergie dissipée sur un quart de cycle, J
i	$i^2 = -1$
K	raideurs par unité masse, $N.m^{-1}.kg^{-1}$
L	longueur échangeurs, m
M	matrice de passage de A vers sa forme diagonale
Re	nombre de Reynolds
U	vitesse maximale du fluide, $m.s^{-1}$
u	vitesse du fluide instantanée, $m.s^{-1}$
V	volume, m^3
x	position des pistons, m
\dot{x}	vitesse des pistons, $m.s^{-1}$
\ddot{x}	accélération des pistons, $m.s^{-2}$

Symboles grecs

φ	déphasage piston/déplaceur, rad
κ	perméabilité du milieu poreux, $m.s^{-1}$
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
θ	angle, rad
ψ	porosité
ω	pulsation mouvement pistons, $rad.s^{-1}$

Indices et exposants

c	compression
d	déplaceur
e	expansion
h	hydraulique
max	maximum
p	piston
r	régénérateur
t	tige déplaceur
0	initial

1. Introduction

Le département ENERGIE de l'Institut FEMTO-ST ainsi que GDF SUEZ et le laboratoire SATIE mènent depuis plusieurs années des travaux sur la micro-cogénération domestique sur la base de machine Stirling à pistons libres. L'objectif est de développer un écogénérateur qui répondrait à l'intégralité des besoins de chauffage et d'eau chaude sanitaire d'un logement et à une partie des besoins en électricité. L'écogénérateur intègre ainsi un module de micro-cogénération à moteur Stirling au sein d'une chaudière à condensation. Les avantages de cette cogénération décentralisée sont de trois ordres : économique tout d'abord avec une baisse attendue de la facture énergétique pouvant aller jusqu'à 30%, environnementaux ensuite avec une baisse attendue de 30% des émissions de CO₂, énergétique enfin avec une économie

d'énergie primaire de 20%. Le projet de l'Agence Nationale de la Recherche intitulé Chaudière ElectroThermique Intégrée (CETI) dont le laboratoire SATIE est partenaire coordinateur, a pour objectif de développer un prototype de micro-cogénérateur à base de machine Stirling à pistons libres dont les performances sont compatibles avec une application de micro-cogénération domestique.

La machine Stirling est un moteur à apport de chaleur externe inventée par Robert Stirling en 1816 [1-2]. Il utilise une source externe d'énergie thermique pour chauffer le gaz contenu dans un cylindre. Ce gaz sous pression se détend quand il est chauffé et met en mouvement un piston qui effectue alors un travail mécanique. Après la détente, le gaz est refroidi puis comprimé à nouveau avant le prochain cycle de chauffage. Le régénérateur (cœur de la machine Stirling) absorbe puis restitue la chaleur du gaz pendant la compression et la détente. La machine Stirling à pistons libres a été inventée par W.T. Beale en 1964 [3]. Dans ce type de machine, les pertes par frottement et l'usure mécanique sont réduites. L'enveloppe contenant la machine peut être hermétiquement scellée ce qui permet une durée d'opération sans maintenance d'environ 10 ans de cette machine [4].

Pour développer un prototype, une modélisation permettant le dimensionnement et la simulation des performances de la machine Stirling à pistons libres a été effectuée [5]. Cette modélisation a pour objectifs principaux le dimensionnement de la machine et l'étude de sa stabilité. Les travaux de modélisation de la machine Stirling à pistons libres sont fondés sur une approche analytique développée dans [6] et étudiée au laboratoire dans [7-8]. Dans ce travail, les résultats obtenus par ce modèle sont comparés avec les résultats théoriques d'autres auteurs [9][10] et avec les résultats expérimentaux obtenus par la NASA lors des essais du modèle RE1000 de Sunpower [11].

L'article est divisé en deux parties : la première partie décrit brièvement le modèle développé et détaille le calcul des pertes, la deuxième partie décrit les différents essais de validation effectués

2. Modélisation

2.1. Présentation générale de la machine

Le modèle développé est celui d'une machine Stirling à pistons libres (Figure 1). La machine comprend un piston ainsi qu'un déplaceur. A chaque extrémité de la machine se trouvent un échangeur chaud et un échangeur froid. Un régénérateur nécessaire à la réalisation du cycle thermodynamique du gaz complète le dispositif. Des volumes tampons présents sous le piston et dans le déplaceur jouent le rôle de ressorts gazeux. Le piston produit un travail mécanique supposé entraîner un alternateur linéaire.

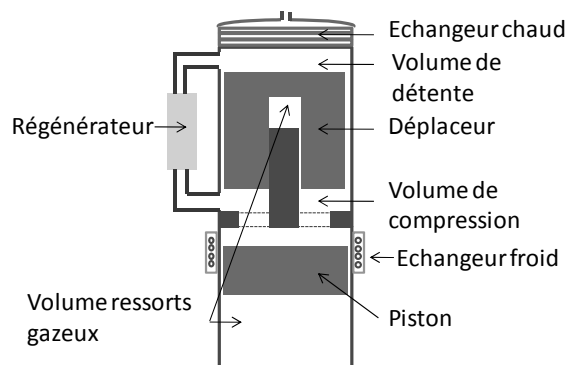


Figure 1 : Schéma du MSPL modélisé

Les équations mécaniques de la machine ainsi qu'une étude de la stabilité ont été exposées dans [5]. Elles s'écrivent de la façon suivante :

$$\ddot{x}_p = K_{pp}x_p + K_{pd}x_d + D_{pp}\dot{x}_p + D_{pd}\dot{x}_d \quad (1)$$

$$\ddot{x}_d = K_{dp}x_p + K_{dd}x_d + D_{dp}\dot{x}_p + D_{dd}\dot{x}_d \quad (2)$$

Les coefficients notés K sont homogènes à des raideurs par unité de masse, les coefficients notés D sont des termes dissipatifs par unité de masse. Dans les paragraphes suivants, nous détaillons les pertes dans la machine et particulièrement le calcul des coefficients de dissipation.

2.2. Calcul des pertes de charges dans les échangeurs

Les pertes de charges dans les échangeurs constituent une des dissipations de la machine. Les différentes étapes du calcul sont le calcul de la vitesse d'écoulement, puis celui du coefficient de frottement et enfin la linéarisation.

La variation des volumes de compression et de détente est obtenue par :

$$\dot{V}_c = A_p\dot{x}_p - (A_d - A_t)\dot{x}_d \quad (3)$$

$$\dot{V}_e = A_d\dot{x}_d \quad (4)$$

On en déduit le débit volumique au travers des échangeurs :

$$\dot{V} = \dot{V}_c - \dot{V}_e = A_p\dot{x}_p - (2A_d - A_t)\dot{x}_d \quad (5)$$

et la vitesse au travers d'une surface A :

$$u = \frac{\dot{V}}{A} \quad (6)$$

Nous faisons l'hypothèse que les mouvements du piston et du déplaceur sont sinusoïdaux, soit en notation complexe :

$$x_d = x_{dmax}e^{i\omega t} \quad (7)$$

$$x_p = x_{pmax}e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (8)$$

avec ω la pulsation du mouvement et φ le déphasage entre le piston et le déplaceur. Avec ces notations, en fonctionnement moteur, φ est négatif.

Les vitesses du piston et du déplaceur sont :

$$\dot{x}_d = i\omega x_{dmax}e^{i\omega t} \quad (9)$$

$$\dot{x}_p = i\omega x_{pmax}e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (10)$$

Par conséquent, l'amplitude du débit volumique est :

$$|\dot{V}| = \omega \sqrt{A_p^2 x_{pmax}^2 - 2(2A_d - A_t)X_d A_p x_{pmax} \cos\varphi + (2A_d - A_t)^2 x_{dmax}^2} \quad (11)$$

Les corrélations utilisées pour le coefficient de frottement de Darcy sont celles des écoulements permanents même si ce n'est pas le cas dans la machine :

$$Re \leq 2000, C_f = \frac{64}{Re} \quad (12)$$

$$Re > 2000, C_f = 0.316Re^{-0.25} \text{ (corrélation de Blasius)} \quad (13)$$

avec Re le nombre de Reynolds associé à la vitesse moyenne du fluide.

On obtient donc les éléments nécessaires au calcul des pertes de charges classiques (écoulements permanents) :

$$\Delta P = C_f \frac{\rho u^2 L}{2 d} \quad (14)$$

Pour linéariser cette expression vis-à-vis de la vitesse, nous calculons la dissipation énergétique linéaire équivalente [6]. La dissipation énergétique due aux pertes de charges sur un quart de cycle est :

$$E_1 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2} \rho u^2 C_f \frac{L}{d} u \frac{d\theta}{\omega} \quad (15)$$

Pour une vitesse sinusoïdale :

$$u = U \cos \omega t \quad (16)$$

Après intégration :

$$E_1 = \frac{1}{3} \frac{\rho U^3}{\omega} C_f \frac{L}{d} \quad (17)$$

La perte de charge produite par un élément dissipatif linéaire est :

$$\Delta P = C_{eq} u \quad (18)$$

De même, on peut calculer l'énergie dissipée par cet élément sur un quart de cycle :

$$E_2 = \frac{\pi}{4} \frac{C_{eq}}{\omega} U^2 \quad (19)$$

E_1 et E_2 étant égales, on en déduit :

$$C_{eq} = \frac{4}{3\pi} \rho U C_f \frac{L}{d} \quad (20)$$

Donc, la perte de charge linéarisée dans les échangeurs chaud et froid s'écrit :

$$\Delta P = \frac{4}{3\pi} \left[\rho_h C_f \frac{L_h}{d_h} U_h u_h + \rho_k C_f \frac{L_k}{d_k} U_k u_k \right] \quad (21)$$

En utilisant l'expression du débit volumique :

$$\Delta P = \frac{4}{3\pi} \left[\rho_h C_f \frac{L_h}{d_h} \frac{U_h}{A_h} + \rho_k C_f \frac{L_k}{d_k} \frac{U_k}{A_k} \right] (A_p \dot{x}_p - (2A_d - A_r) \dot{x}_d) \quad (22)$$

Pour tenir compte des pertes singulières, cette valeur est doublée.

Ceci nous permet de calculer des termes dissipatifs des équations mécaniques (1) et (2).

2.3. Calcul des pertes de charge dans le régénérateur

Dans le régénérateur, nous supposons que les pertes de charges suivent l'équivalent d'une loi de Darcy :

$$\Delta P = \frac{\mu L_r}{\kappa} \frac{|\dot{V}|}{\psi A_r} \quad (23)$$

avec

$$\kappa = \frac{\psi d_{hr}^2}{2Re * C_{fr}} \quad (24)$$

Donc :

$$\Delta P = \frac{\mu L_r}{\psi^2 d_{hr}^2} \frac{2Re C_{fr}}{A_r} (A_p \dot{x}_p - (2A_d - A_t) \dot{x}_d) \quad (25)$$

Comme précédemment, pour tenir compte des pertes singulières, cette valeur est doublée.

2.4. Pertes par hystérésis (compression et détente non réversibles) dans les ressorts gazeux

Nous faisons l’hypothèse que ces pertes sont fixes et nous imposons leur valeur à l’aide des valeurs proposées dans [6].

3. Validation de la modélisation

La première étape de la validation de la modélisation est de comparer le modèle avec les résultats obtenus par d’autres auteurs [6][9][10]. Nous utilisons les coefficients des équations différentielles (1) et (2) et les données d’une machine de type RE1000 [6] pour calculer la fréquence de la machine, le déphasage piston déplaceur, le rapport de déplacement et la puissance produite. Les données d’entrée utilisées sont dans le Tableau 1. Les données de sortie sont présentées dans le Tableau 2. Dans ce tableau, se trouvent également les résultats obtenus par Urieli et Berchowitz[6] dans une approche linéaire, une simulation complète et une expérience ainsi que les résultats obtenus par Rogkakis et al[9] et Formosa[10]. Notre modèle est structurellement semblable à celui de [6] et [9] mais nous avons ajouté une résolution itérative pour prendre en compte certaines non-linéarités des coefficients [5].

Si l’on compare le modèle présenté avec la modélisation de Urieli et al linéaire, nous constatons une bonne concordance. La puissance mécanique obtenue par notre modèle est inférieure, ce qui correspond sans doute à la prise en compte de non linéarités. Si on compare à l’expérimental, on constate la concordance des fréquences, un écart sur le déphasage et un écart majeur sur le rapport de déplacement qui est nettement sous-estimé. Cela semble lié à la nature de la modélisation, les modèles possédant la même structure [6][9] présentant le même écart, les modèles différant en particulier sur les pertes ayant une meilleure concordance [6][10]. La puissance de la machine est surestimée de 20 % par rapport à la réalité ce qui correspond probablement également à une modélisation des pertes insuffisante.

K_{pp}	-53450	K_{dp}	-70860
K_{pd}	29830	K_{dd}	2121
D_{pp}	-74	D_{dp}	71
		D_{dd}	-506

Tableau 1: Coefficients des équations différentielles utilisées pour la validation

	Urieli linéaire [6]	Urieli simulation [6]	Rogdakis [9]	Formosa [10]	Expérim. [6]	Modèle présenté	Ecart modèle / Urieli lin. (%)	Ecart modèle /exp (%)
Fréquence (Hz)	33,2	30	32,9	29,2	30	32,9	-1	10
Déphasage (°)	-57,9	-43,7	-55,1	62,2	-42,5	-55	-5	29
Rapport de dépl.	0,62	1,08	0,63	1,06	1,06	0,63	2	-41
Puissance (W)	1320	1080	1325	1100	1000	1194	-10	19

Tableau 2: Comparaison de divers résultats de modélisation

4. Comparaison des résultats expérimentaux et du modèle

Pour évaluer le modèle plus complètement, nous utilisons les données expérimentales d’une machine RE1000 essayée par la NASA [11]. Ces essais ont été réalisés pour des puissances allant de 532 W à 1026 W par l’application d’un amortissement réglable sur le piston. Les caractéristiques de la machine sont rappelées Tableau 3.

Masse piston	Masse déplaceur	Diamètre piston/déplaceur	Volume éch. Chaud+froid	Volume régénérateur
<i>kg</i>	<i>kg</i>	<i>m</i>	<i>m</i> ³	<i>m</i> ³
5,97	0,426	0,057	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$
Nbre tubes éch. chaud	Diam/Longueur tubes éch. chaud	Nbre conduits rect. éch. froid	Dim conduits rect. éch. froid	Long. conduits rect. éch. froid
	<i>m</i>		<i>m</i>	<i>m</i>
34	$2,4 \cdot 10^{-3} / 18,3 \cdot 10^{-2}$	135	$0,51 \cdot 10^{-3} / 3,8 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-2}$
Porosité régénérateur	Température chaude	Température froide	Gaz	Pression moyenne
	<i>K</i>	<i>K</i>		<i>Pa</i>
0,76	873	298	Hélium	$7 \cdot 10^6$
Course max. piston	Hauteur volume comp. au repos	Hauteur volume détente au repos	Volume ressort gazeux piston	Volume ressort gazeux déplaceur
<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i> ³	<i>m</i> ³
0,03	0,032	0,011	0,02	$3,2 \cdot 10^{-5}$

Tableau 3: Principales caractéristiques de la RE1000

Nous imposons une puissance mécanique de sortie de la machine correspondant à la puissance appliquée par le frein dans les essais expérimentaux et nous fixons l'amplitude de la course du piston à la valeur mesurée.

4.1 Comparaison des résultats de l'essai 1009 à 794 W

Pour cet essai, la course du piston est de 0,024 m. L'allure des positions du piston et du déplaceur est présentée sur la Figure 2a. La machine modélisée n'est pas dans un régime d'oscillations auto-entretenues, les valeurs propres sont à partie réelle positive [5], les amplitudes de déplacement augmentent avec le temps. Ceci est cohérent avec la sous-estimation des pertes de 20% par le modèle établie au paragraphe précédent. Les pertes de charge de la machine sont présentées sur la Figure 2b. Les valeurs mesurées entre les volumes de compression et de détente étant de 90 kPa, on peut considérer que les pertes de charge sont correctement modélisées et que le différentiel de puissance s'explique par d'autres pertes.

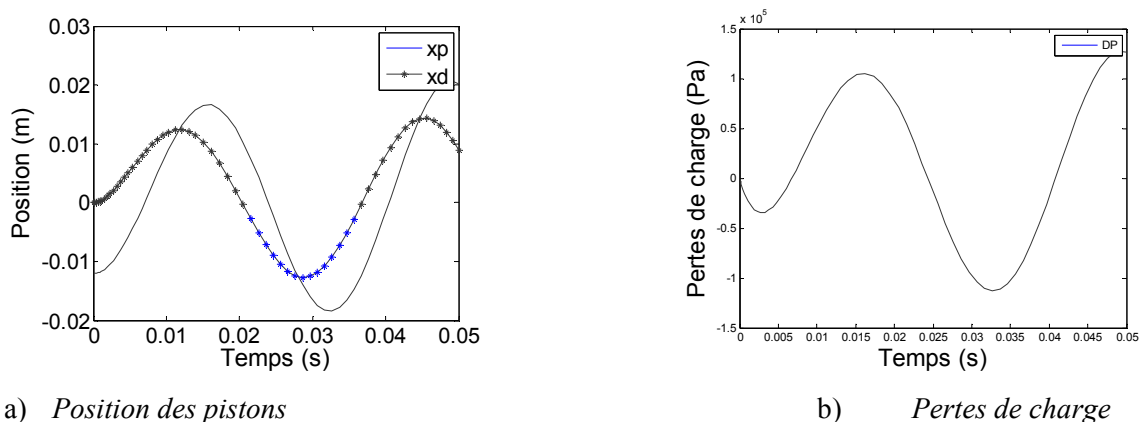


Figure 2 Modélisation de l'essai 1009

Pour modéliser ces pertes, nous imposons une puissance dissipée de 1060 W à la machine. Nous constatons que les oscillations sont auto entretenues (Figure 3), ce qui confirme que le modèle sous-estime les pertes additionnelles de 20% environ. Ce différentiel de puissance

serait majoritairement dû aux pertes par conduction et radiation qui ont été estimées à 212 W par Rogdakis et al pour la machine RE1000, ce qui est cohérent avec nos résultats.

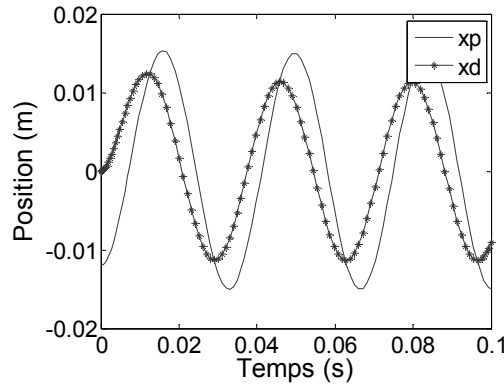


Figure 3 Positions piston et déplaceur pour 1060 W

4.2 Comparaison des résultats valeurs mécaniques entre 532 W et 1026 W

Pour poursuivre la validation, nous traçons sur les figures les valeurs de fréquence, déphasage et rapport de déplacement. Nous constatons un bon accord sur les valeurs de fréquence (Figure 4), et une même allure sur les rapports de déplacement (Figure 5). L'écart sur les valeurs de rapport de déplacement est du même ordre que celui observé au paragraphe 4.1. L'écart sur le déphasage (Figure 6) est probablement lié à l'écart de puissance. Dans les deux cas, il est faiblement variable sur la plage de variation.

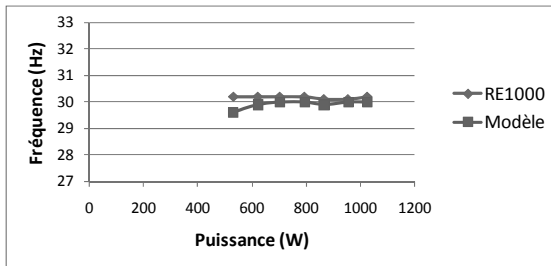


Figure 4 Fréquence calculée et mesurée

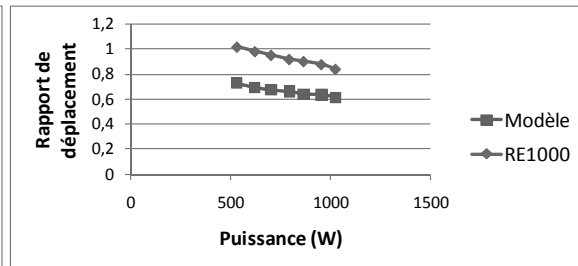


Figure 5 Rapport de déplacement

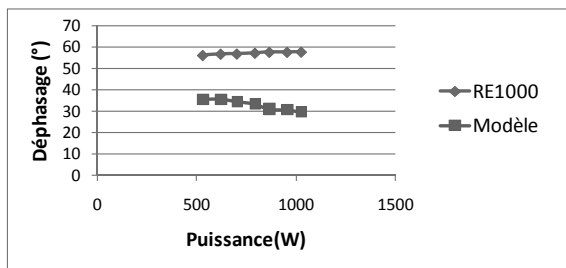


Figure 6 Déphasage mesuré et calculé

5. Conclusion

Nous avons présenté la validation d'une modélisation de machine Stirling à pistons libres destinée à une application de micro-cogénération. Cette validation a été effectuée en utilisant des résultats d'autres auteurs ainsi que les résultats expérimentaux d'une machine de type RE1000 essayée par la NASA. Les résultats montrent que la modélisation sous-estime les pertes de la machine d'environ 20% et que ce sont probablement les pertes par conduction et radiation à l'intérieur de la machine qui sont à l'origine de cet écart. La fréquence de

fonctionnement de la machine est correctement prédite par le modèle, le déphasage et le rapport de déplacement présentent un écart qui est probablement lié à au différentiel de puissance. Pour améliorer la précision du modèle, la prise en compte des pertes par conduction et radiation dans la machine paraît incontournable.

Références

- [1] C. West, *Principals and applications of Stirling engines*, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1986
- [2] G. Walker, G. Reader, O. Fauvel, E. Bingham, *The Stirling alternative*, Gordon and Breach Science Publishers, 1994
- [3] W.T. Beale, Free-Piston Stirling Engines – Some Model Tests and Simulations, *International Automotive Engineering Congress*, Detroit, Paper 690230, 1969.
- [4] W.T. Beale, G. Chen, *Small Stirling Free Piston Stirling Engines for Cogeneration*, Sunpower inc., Athens; Ohio, 1992.
- [5] Sylvie Bégot, Guillaume Layes, François Lanzetta, Steve Djetel, Philippe Nika, Régis Contreau, Modèle pour conception/ optimisation d'un moteur Stirling à pistons libres « mécanique », Congrès Français de Thermique, Perpignan, 24-27 Mai 2011
- [6] I. Urieli, D.M. Berchowitz, *Stirling cycle analysis*, Adam Hilger, Bristol, 1984
- [7] J. Boucher, *Influence du pilotage du déplaceur sur le comportement d'un cogénérateur à moteur Stirling et générateur électrique linéaire*, Thèse de doctorat, Université de Franche – Comté, 2007.
- [8] J. Boucher, F. Lanzetta, P. Nika, Optimization of a dual free piston Stirling engine, *Applied Thermal Engineering*, 27 (2007) 802–811
- [9] Jeffrey G. Schreiber, Steven M. Geng, and Gary V. Lorenz, RE-1000 Free-Piston Stirling Engine Sensitivity Test Results, NASA TM-88846, (1986)
- [10] E.D. Rogdakis, N.A. Bormpilas, I.K. Koniakos, A thermodynamic study of the thermal performance of free piston stirling prime movers, *Energy Convers. Manage* 45(4) (2004) 575–93.
- [11] F. Formosa, Coupled thermodynamic–dynamic semi-analytical model of free piston Stirling engines, *Energy Conversion and Management* 52 (2011) 2098–2109

Remerciements

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR-08-BLAN-0118-02 et d'une participation financière de l'entreprise GDF SUEZ.

Modélisation et étude expérimentale d'une machine frigorifique au CO₂ transcritique muni d'un éjecteur

Abdelkader BOUZIANE^{1*}, Philippe HABERSCHILL^{1*}

¹ Université de Lyon, INSA-Lyon, CETHIL, CNRS, UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

* (auteurs correspondant : abdelkader.bouziane@insa-lyon.fr, philippe.haberschill@insa-lyon.fr)

Résumé - Le cycle transcritique au CO₂ muni d'un détendeur à éjecteur est proposé pour réduire les pertes du processus de détente du cycle transcritique de base au CO₂. Dans le présent travail, dans un premier temps, un modèle à mélange à section constante est développé pour l'éjecteur afin d'effectuer une analyse thermodynamique du cycle transcritique au CO₂ muni d'un éjecteur. Ce modèle est basé sur les équations de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette modélisation a permis de simuler la variation des paramètres de fonctionnement du cycle à la suite de sollicitations réalisées sur les variables d'entrée : températures des sources, pression de refoulement du compresseur. En second temps, des essais expérimentaux ont été réalisés pour valider le modèle développé.

Nomenclature

COP	coefficient de performances	<i>Indices, Exposants</i>
h	enthalpie massique, <i>kJ/kg</i>	a relatif à la tuyère primaire
\dot{m}	débit massique du fluide frigorigène, <i>kg/s</i>	b base, relatif à la chambre mélange
p	pression, <i>bar</i>	c relatif au diffuseur
\dot{Q}	puissance frigorifique, <i>kW</i>	eje éjecteur
T	température, °C	1,...9 emplacements dans le cycle
\dot{W}	puissance mécanique du compresseur <i>kW</i>	

1. Introduction

Avec le réchauffement climatique qui ne cesse de s'accélérer, la communauté internationale a demandé, au secteur du froid, d'apporter des solutions concrètes pour réduire ses émissions de gaz à effet de serre. La plus évidente consiste à interdire progressivement toute utilisation d'hydrofluorocarbures à fort effet de serre, et de rechercher des fluides de substitution. Du point de vue environnemental et sécuritaire, le CO₂ est le fluide frigorigène idéal. Il n'est ni toxique ni inflammable. Il demande peu d'énergie pour être produit, et son impact direct sur la planète est faible. Sur le long terme il suscite beaucoup moins d'inquiétudes que les fluides synthétiques dont l'impact est incertain. Néanmoins, du point de vue thermodynamique, le CO₂ est loin d'être le fluide frigorigène idéal. Cela rend primordial l'optimisation énergétique et l'adaptation technologique des systèmes fonctionnant au dioxyde de carbone si l'on veut réduire leur pouvoir total de réchauffement à l'échelle d'un cycle de vie. Cela dit, les particularités thermodynamiques du CO₂ lui confèrent aussi certains avantages technologiques et lui donnent une place de choix dans certaines applications.

Des améliorations ont été proposées pour augmenter l'efficacité énergétique des systèmes frigorifiques qui utilisent le dioxyde de carbone comme fluide frigorigène. Parmi celles-ci, on retient celle proposée par Kornhauser en 1990 qui consiste à remplacer le détendeur thermostatique de la machine par un éjecteur afin de récupérer une partie de l'énergie cinétique du processus de détente de la haute pression (HP) à la basse pression (BP) pour augmenter la pression d'aspiration du compresseur. Ceci entraîne une diminution du travail consommé par ce dernier et, par suite, une augmentation du coefficient de performances de la

machine frigorifique par rapport à celui de la machine de base fonctionnant aux mêmes niveaux de températures des sources chaude et froide.

Pour cela, un modèle de simulation de l'écoulement du CO₂ à travers un éjecteur de type «mélange à section constante» est élaboré, afin de prédire les performances du système dans différents conditions de fonctionnement. Ce modèle peut servir à la conception et à la simulation. Pour la conception, il permet de déterminer les dimensions appropriées dans des conditions de fonctionnement données. Pour la simulation, il fournit toutes les informations liées au fonctionnement (concernant les performances et le contrôle des variables) pour des paramètres fixés.

Les résultats du modèle sont confrontés à des résultats expérimentaux établis sur un banc d'essais développé au CETHIL dans le cadre de cette étude.

2. Machine frigorifique au CO₂ transcritique à éjecteur

Un système de machine frigorifique avec éjecteur comprend essentiellement un compresseur, un refroidisseur de gaz surcritique, un séparateur liquide-vapeur, un éjecteur, une vanne de détente et un évaporateur.

2.1. Vue d'ensemble de la technologie des éjecteurs

Le fonctionnement des éjecteurs repose sur l'utilisation de l'effet venturi d'une tuyère convergente-divergente pour convertir l'énergie d'un fluide moteur en énergie cinétique afin d'entraîner le fluide aspiré. Ce même effet venturi est utilisé pour la recompression du fluide mélangé en reconvertissant l'énergie cinétique en énergie de pression (figure 1). Les éjecteurs sont des compresseurs statiques activés thermiquement qui comprennent une tuyère primaire dite également « tuyère motrice », et une tuyère secondaire. Dans la tuyère motrice (repère a figure 1), l'enthalpie de fluide moteur est convertie en énergie cinétique. A la sortie de la tuyère, la vitesse du jet est très élevée, créant une dépression autour de la section de sortie. En même temps, du fait d'une forte interaction entre les deux jets, qui se traduit par des échanges de masse et de quantité de mouvement, le fluide secondaire est aspiré et accéléré par le fluide primaire, produisant le phénomène « d'entraînement ». Le processus de mélange s'effectue dans la zone de mélange (repère b figure 1), et son effet se traduit par une transformation de l'énergie cinétique du jet moteur en enthalpie. Pour l'éjecteur supersonique (lorsque la vitesse du jet moteur à la sortie de la tuyère motrice est supersonique), une onde de choc se forme dans l'éjecteur et engendre une baisse de la vitesse jusqu'à des valeurs subsoniques. Le fluide est alors fortement comprimé par ce choc. L'interaction entre l'onde de choc et la couche limite va aussi renforcer le processus de mélange. Les fluides, suffisamment mélangés en sortie de la chambre de mélange, traversent ensuite la partie divergente de la tuyère secondaire (diffuseur subsonique (repère c figure 1)), dans laquelle l'énergie cinétique continue d'être convertie en énergie de pression.

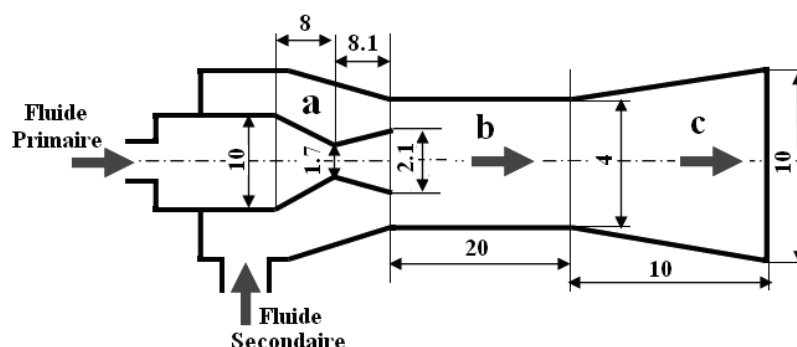


Figure 1 : Schéma de principe de l'éjecteur type « mélange à section constante »

2.2. Principe de fonctionnement de la machine

Le Schéma de principe est présenté sur la figure 2, et le cycle thermodynamique correspondant reporté sur la figure 3. Le dioxyde de carbone sous forme de vapeur saturée (point 1) est comprimé par le compresseur qui élève la pression de P_1 à P_2 . Puis, ce fluide à l'état surcritique est refroidi dans le refroidisseur jusqu'à la température T_3 . Le fluide ainsi obtenu se détend dans la tuyère primaire de l'éjecteur. Il aspire et entraîne le fluide issu de l'évaporateur. A la sortie de l'éjecteur le mélange des deux fluides est à l'état diphasique (point 4). Le débit de liquide saturé à l'état (5) à la sortie du séparateur traverse le détendeur, où sa pression diminue de P_5 à P_6 . Puis, le liquide s'évapore dans l'évaporateur, pour être ensuite aspiré par l'éjecteur, le mélange comprimé retourne au séparateur et la vapeur saturante à l'état (1) est aspirée par le compresseur.

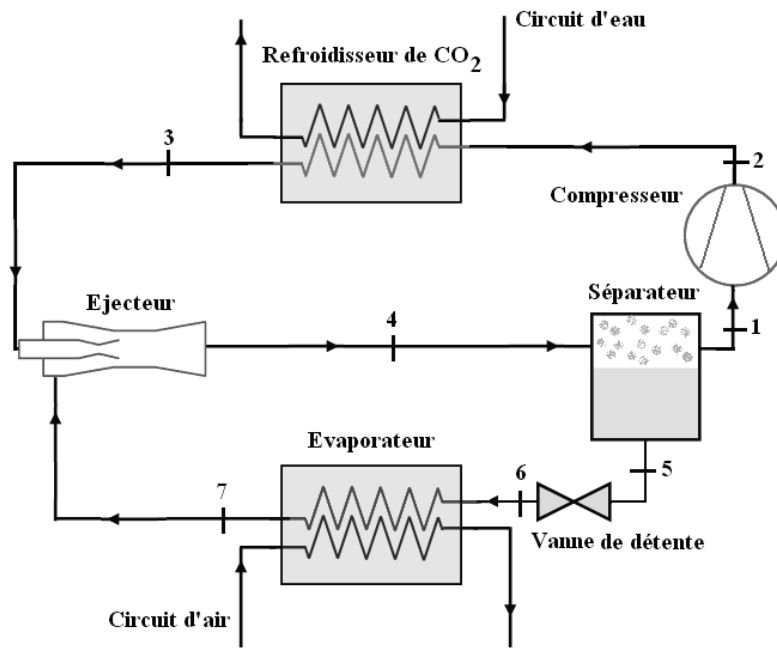


Figure 2 : Schéma de principe de la machine frigorifique au CO₂ muni d'un éjecteur

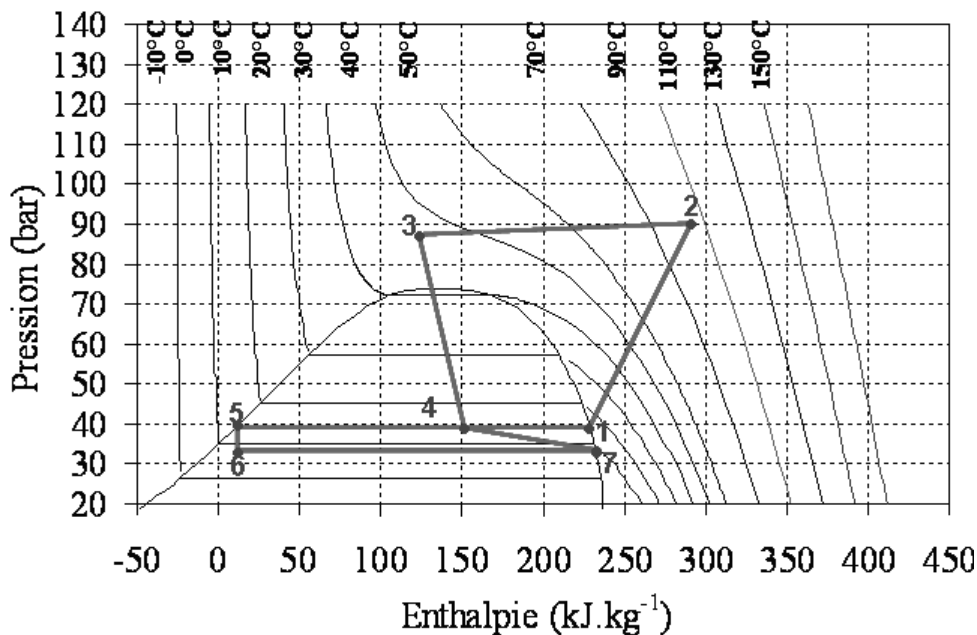


Figure 3 : Diagramme enthalpique du système

3. Modèle numérique

L'analyse du système est basée sur le modèle de type mélange à section constante. L'outil de simulation conçu dans l'environnement EES (Engineering Equation Solver) est basé sur la formulation proposée par BOUMARAF et HABERSCHILL [1]. Le modèle numérique utilise les principes fondamentaux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les dimensions de l'éjecteur issues du programme de dimensionnement sont représentées sur la figure 1. Basé sur les résultats des essais expérimentaux le modèle de simulation a été validé et convenablement réglé pour représenter le comportement du système.

4. Dispositif expérimental

Le schéma général de l'installation est donné sur la figure 4, l'installation est composée de trois circuits indépendants les uns des autres. Le premier est le circuit du CO_2 , le second est un circuit d'annexe d'eau, et le troisième est un circuit d'air.

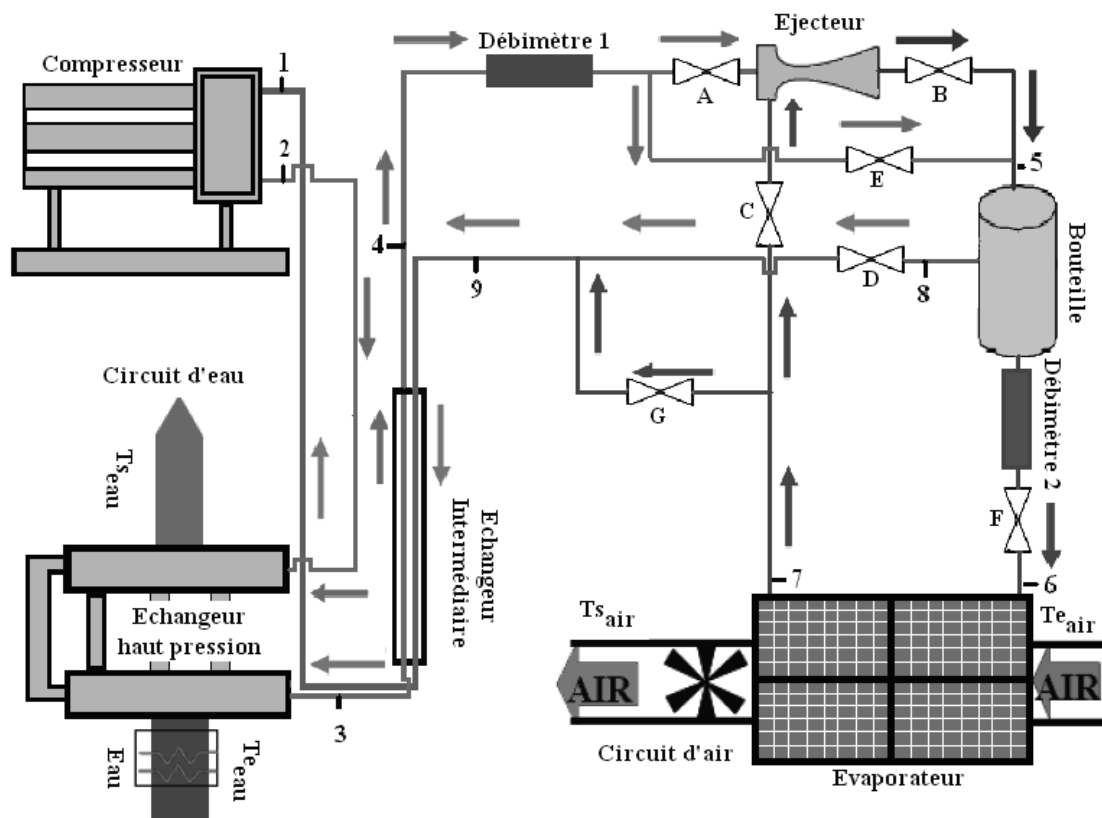


Figure 4 : Schéma général de l'installation

4.1 Circuit du CO_2

Le circuit du CO_2 qui constitue la machine frigorifique elle-même est constitué des éléments décrits précédemment : compresseur, échangeur haute pression, évaporateur, éjecteur, bouteille de séparation des phases et vanne de détente manuelle, auxquels est ajouté un échangeur intermédiaire qui permet de réaliser à la fois la surchauffe du CO_2 vapeur dans le circuit basse pression et le sous-refroidissement du CO_2 liquide dans le circuit haute pression. L'éjecteur, qui est l'élément essentiel du circuit, il a été construit aux ateliers de notre laboratoire. Il est composé d'une tuyère primaire avec son support, d'une tuyère secondaire et d'un mélangeur (figure 6).

4.2 Fonctionnement du circuit

Le circuit permet de fonctionner avec et sans éjecteur pour pouvoir comparer les performances de la machine dans les deux cas. Pour cette raison un jeu de vannes à été ajouté pour pouvoir isoler l'éjecteur.

4.2.1 Fonctionnement en mode classique (sans éjecteur)

Les vannes (A, B, C) (figure 4 et figure 5) sont fermées, le fluide provenant de l'échangeur haute pression entre dans l'échangeur intermédiaire puis dans la bouteille après le débitmètre 1, le liquide récupéré dans la bouteille entre dans l'évaporateur, la vapeur à la sortie de l'évaporateur va se mélanger avec la vapeur sous tirée de la bouteille (point 8) au travers de la vanne de réglage (D) puis le mélange traverse l'échangeur intermédiaire, avant d'être aspiré par le compresseur.

4.2.2 Fonctionnement avec éjecteur

Les vannes (A, B, C) (figure 4 et figure 5) sont ouvertes et la vanne (E) est fermée, le CO₂ supercritique à la sortie de l'échangeur intermédiaire est détendu dans l'éjecteur, ce qui lui permet d'entraîner la vapeur provenant de l'évaporateur, et de la recomprimer légèrement. Le mélange diphasique en sortie de l'éjecteur est séparé dans la bouteille, le liquide est envoyé dans l'évaporateur au travers la vanne (F), la vapeur est aspirée par le compresseur au travers de l'échangeur intermédiaire.

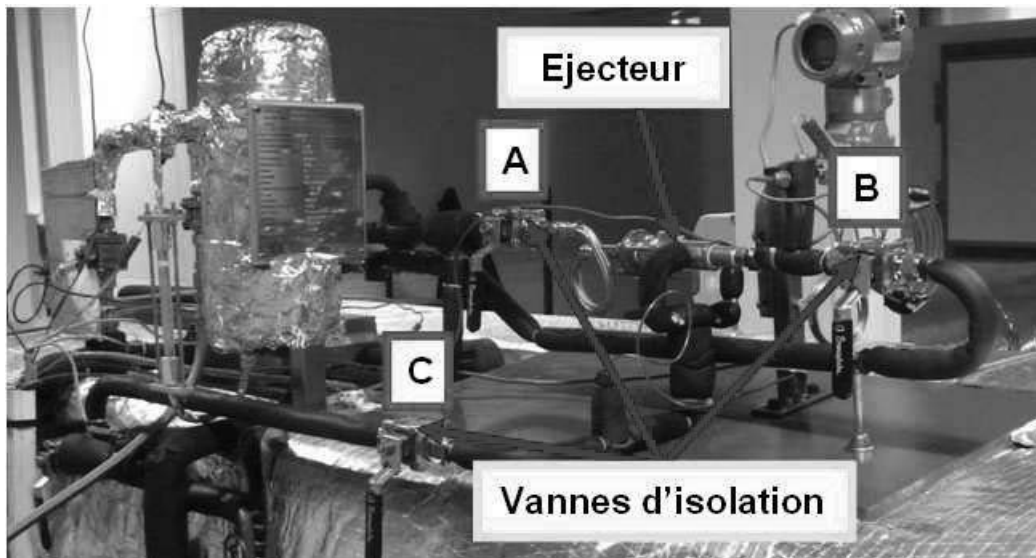


Figure 5 Ejecteur monté avec les vannes d'isolation



Figure 6 : Ejecteur fabriqué

5. Résultats et discussions

5.1 Performances de l'installation

Pour analyser les performances de l'installation, pour des valeurs fixées de la température de la source chaude et de la source froide, on a fait varier la pression de refoulement de 90 à 75 bar. On a calculé le coefficient de performances et la puissance frigorifique de la machine pour chaque configuration de la machine (avec et son éjecteur). Les figures 7 et 8 représentent la variation des performances de l'installation en fonction de la pression de refoulement.

L'évolution de la puissance frigorifique en fonction de la haute pression pour les deux configurations est reportée sur la figure 7. La puissance frigorifique est calculée à partir du bilan enthalpique de l'évaporateur. Connaissant les enthalpies massiques du CO₂ à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur (h_6 et h_7) ainsi que le débit massique du CO₂ (débit total dans le circuit dans la configuration sans éjecteur et le débit massique du fluide secondaire dans la configuration avec éjecteur) on déduit la puissance frigorifique selon l'équation 1.

$$\dot{Q} = \dot{m}_{CO_2} (h_6 - h_7) \quad (1)$$

Sur la figure 7 on constate l'influence de la haute pression sur la puissance frigorifique. On remarque qu'une légère augmentation de la pression de refoulement induit à la fois une augmentation de la puissance produite et du gain en puissance apporté par l'intégration de l'éjecteur. Le gain obtenu est de l'ordre de 13 % pour une pression de refoulement de 90 bar

Le COP est calculé selon l'équation (2). \dot{W} représente la puissance de compression qui est calculée à partir de l'équation (3), où h_1 et h_2 représentent respectivement les enthalpies du CO₂ à l'aspiration et au refoulement du compresseur et \dot{m}_{CO_2} est le débit aspiré par le compresseur (débit du fluide primaire dans le cas du système muni d'éjecteur et le débit total pour le système sans éjecteur).

La variation du COP de l'installation avec et son éjecteur en fonction de la pression de refoulement pour une température d'entrée de la source chaude de 25 °C et pour une température d'entrée d'air de 5 °C est représentée sur la figure 8. On remarque que le COP pour les deux configurations du système augmente avec l'augmentation de la haute pression. La comparaison du COP met en évidence le très net intérêt de l'intégration de l'éjecteur dans le système. En effet, l'amélioration enregistrée est de l'ordre de 17 %.

$$COP = \frac{\dot{Q}}{\dot{W}} \quad (2)$$

$$\dot{W} = \dot{m}_{CO_2} (h_2 - h_1) \quad (3)$$

5.2 Validation du modèle

Le COP de l'installation est l'un des paramètres importants pour comparer les installations les unes par rapport aux autres. Ce paramètre dépend bien évidemment des conditions opératoires, mais aussi, des performances de tous les éléments de l'installation. La figure 9 permet de comparer le COP expérimental et le COP calculé à partir du modèle de simulation. On remarque que les valeurs calculées du COP sont en grande partie plus grandes que celles obtenues à partir des essais. Ceci est dû au moins en partie, aux hypothèses simplificatrices adoptées lors des calculs, comme le fait de négliger les pertes de charge dans tout le circuit et les déperditions thermiques avec le milieu extérieur ainsi que les rendements isentropiques adoptés dans le modèle de simulation de l'éjecteur. Si on se réfère à la première bissectrice, l'écart maximum a lieu pour un COP de 1,55 environ. Il correspond alors à 9 % environ de la valeur du COP expérimental.

La figure 10 représente la comparaison entre les valeurs de la puissance frigorifique calculées et expérimentales. L'écart est légèrement plus faible, il est de l'ordre de 8 %. Les valeurs calculées sont, majoritairement, supérieures aux valeurs expérimentales.

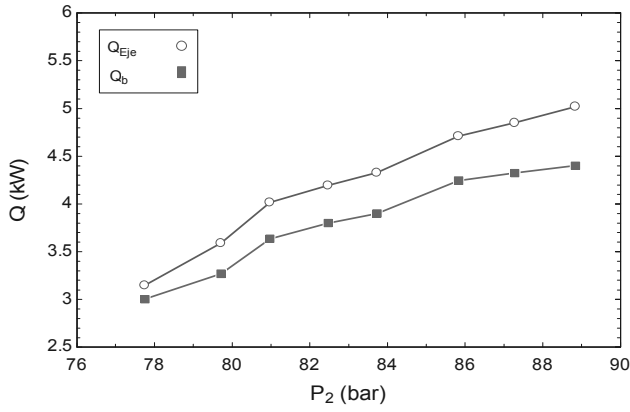


Figure 7 : Evolution de la puissance frigorifique en fonction de la haute pression ($T_{eau}=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{air}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

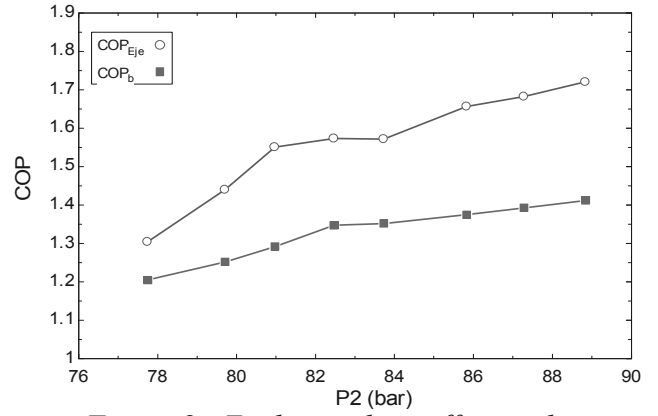


Figure 8 : Evolution du coefficient de performances en fonction de la haute pression ($T_{eau}=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{air}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

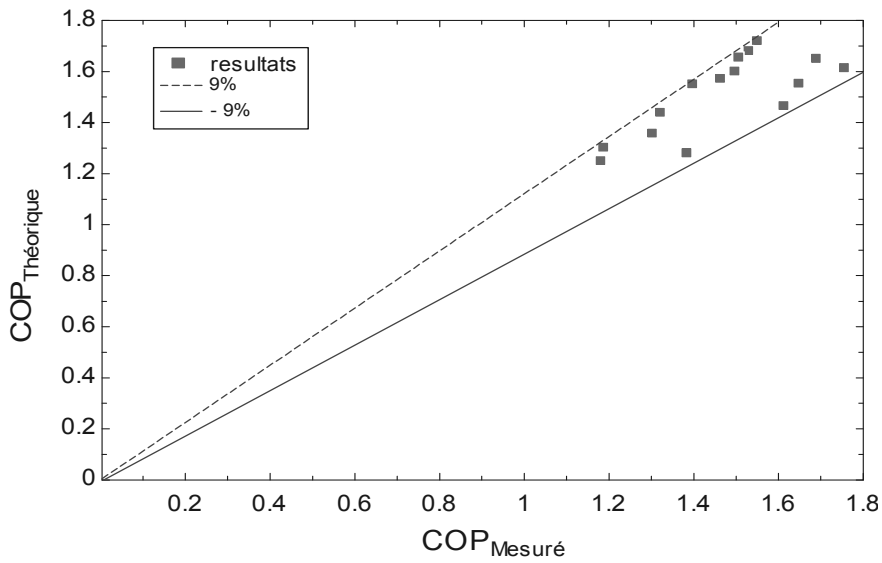


Figure 9 : Comparaison des coefficients de performances théoriques et expérimentaux ($T_{eau}=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{air}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

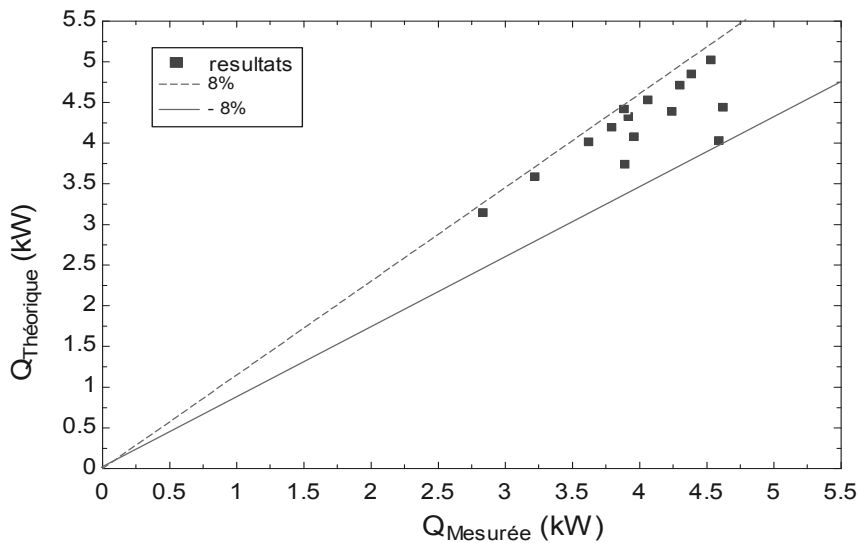


Figure 10 : Comparaison des puissances frigorifiques théoriques et expérimentales ($T_{eau}=25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{air}=5\text{ }^{\circ}\text{C}$)

6. Conclusion

A partir de l'étude proposée, nous avons démontré que l'intégration de l'éjecteur dans la machine frigorifique au CO₂ transcritique permet d'améliorer les performances de la machine. L'éjecteur apporte une augmentation de l'ordre de 17 % de la puissance frigorifique produite pour les mêmes conditions de fonctionnement et une augmentation de 13 % du coefficient de performances de la machine. Le modèle développé à partir de l'intégration des équations de bilans de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement sur chaque élément de l'éjecteur, a permis de simuler le fonctionnement de cet éjecteur. Le modèle a été validé en utilisant les essais expérimentaux. Des différences de l'ordre de 9 % et 8 % ont été constatées respectivement pour le COP et la puissance frigorifique produite.

7. Références bibliographiques

- [1] Boumaraf L, Haberschill P, Performances d'une machine frigorifique munie d'un détendeur à éjecteur utilisant le HFO 1234yf. *Congrès français de Thermique, SFT 2010*, Le Touquet, Paris plage, France.
- [2] Boumaraf, L. ; Lallemand, A. Comparaison des performances optimales d'un éjecteur dimensionné selon les modèles a pression constante et a section constante. *Actes des 13^{ème} Journées Internationales de Thermique*, Albi, France, 2007, vol. 1, p.371-375.
- [3] Haberschill, P. ; Guitari, I. ; Lallemand, A. Comportement d'une pompe à chaleur au CO₂ en cycles sous critique et transcritique. *Int.J.Refrigeration*, vol 30, n°4, pp. 732-743.
- [4] Wongwises, S.; Disawas, S. Performance of the two-phase ejector expansion refrigeration cycle. *Int J Heat Mass Transfer*, 2005, vol. 48, p. 4282-4286.
- [5] Chaiwongsa, P.; Wongwises, S. Experimental study on R-134a refrigeration system using a twophase ejector as an expansion valve. *Appl Thermal Eng*, 2008, vol. 28, p. 467-477.
- [6] X.X.XU, G.M.CHEN, S.LIU, L.M.TANG . Experimental study on transcritical CO₂ heat pump water heater with ejector system. *Proceedings of the 8th IIR-Gustave Lorentzen on Natural Working Fluids*, Copenhagen, Denmark(2008)

Étude des performances énergétiques d'une maison prototype en Algérie

Lotfi DERRADJI^{1*}, Khaled IMESSAD², Farid BOUDALI ERREBAI¹, Mohamed AMARA¹, Abdelouahab BOUTTOUT¹, Abdelkader HAMID³

¹Centre National d'Etudes et de Recherches Intégrées du Bâtiment, CNERIB, Souidania, Alger, Algérie.

²Centre de développement des énergies renouvelables, CDER, Alger, Algérie.

³Université Saad Dahleb, Blida, Algérie.

* (auteur correspondant : lotfi.derradji@yahoo.fr)

Résumé - Ce travail est une contribution à l'effort de la maîtrise de l'énergie dans le secteur de l'habitat en Algérie. Dans cette contribution, une investigation expérimentale a été effectuée sur les performances thermiques d'une maison rurale à faible consommation d'énergie. Cette maison a été réalisée par le CNERIB dans le cadre du projet MED-ENEC. Une modélisation numérique de la maison prototype est effectuée à l'aide d'un logiciel de simulation dynamique afin de comparer ses performances énergétiques, en période d'hiver, (consommation énergétique et confort thermique) avec celles d'une maison classique en Algérie.

1. Introduction

En Algérie, le secteur du bâtiment est le plus gros consommateur d'énergie parmi les secteurs économiques, avec 41% de l'énergie finale [1]. Il s'avère donc nécessaire de gérer et de maîtriser cette consommation énergétique pour réduire les besoins en énergie du secteur résidentiel tout en maintenant, bien sûr, le même niveau de confort thermique. Par ailleurs, la consommation énergétique dans le résidentiel s'accompagne de dégagement de gaz à effet de serre, essentiellement du CO₂, dont l'impact environnemental est négatif vu qu'il est la principale cause du réchauffement climatique qui pourrait avoir des répercussions économiques et sociales désastreuses.

Ce travail se focalise sur l'étude du confort thermique et de la consommation énergétique avec la simulation thermique des bâtiments. L'outil de simulation thermique dynamique (STD) permet de prévoir le comportement du bâtiment dans son ensemble lorsqu'il est soumis à différentes sollicitations et d'évaluer ensuite l'impact de chaque paramètre de la construction sur le niveau de la performance énergétique du bâti. En particulier, la connaissance de la réponse du bâtiment au climat est nécessaire pour une meilleure conception.

Cependant, les outils de simulation sont élaborés à partir de modèles théoriques qu'il faut confronter à la réalité pour évaluer le degré de précision qu'ils permettent d'obtenir. Dans le cadre de cette étude, les résultats de la simulation numériques ont été confrontés avec des mesures thermiques effectuées sur la maison prototype (MED-ENEC) [2]. La modélisation numérique de la maison prototype est effectuée à l'aide d'un logiciel de simulation dynamique TRNSYS, afin d'étudier son comportement thermique en période d'hiver et de comparer ses performances énergétiques, qui se traduisent par le confort thermique et la consommation énergétique pour le chauffage, avec celles d'une maison classique en Algérie.

2. Recherche bibliographique

De nombreuses études se sont intéressées à l'effet des matériaux locaux sur l'efficacité énergétique des bâtiments. Parmi ces études, Ferrantea et al. [3] montrent qu'il est possible de réaliser des maisons à zéro consommation d'énergie et zéro émission de CO₂ dans le climat méditerranéen, et envisagent que les matériaux locaux et les techniques de l'architecture traditionnelle sont des solutions pour assurer l'efficacité énergétique des bâtiments. S. Mohcen et al. [4] ont étudié l'influence des matériaux isolants sur l'économie d'énergie des bâtiments. Les résultats montrent que l'utilisation du polystyrène dans les murs et la toiture peut réaliser des économies d'énergies qui peuvent atteindre 76.8 %. C.A, Balaras [5] confirme que l'inertie thermique a un effet positif sur les conditions intérieures en période d'hiver. Cette étude affirme que l'énergie disponible des gains solaires et des gains internes durant le jour, est stockée dans la masse et lentement restituée dans l'environnement pour améliorer le confort thermique des bâtiments.

3. Description du cas d'étude

Dans le cadre de cette recherche, deux types de logements ont été étudiés. Le premier logement est la maison prototype en Bloc de Terre Stabilisé qui a été réalisée par le CNERIB dans le cadre du projet MED-ENEC (voir figure 1). Le deuxième logement est un logement classique des constructions en Algérie, et qui a la même superficie et la même orientation que la maison prototype. La simulation thermique est réalisée avec les mêmes scénarios et les mêmes conditions climatiques pour les deux logements. Les modifications concernent essentiellement la composition des différentes parois (toiture, mur et plancher).

3.1. Description de la maison prototype

La maison prototype possède une surface de 90 m², elle est implantée dans la région d'Alger, et plus précisément dans le village de Souidania (Latitude 36,70 N, Longitude 03,20 E) (figure 1). Cette région fait partie de la zone climatique A qui est caractérisée par un hiver frais et un été chaud et humide.



Figure 1: La maison prototype située au CNERIB de Souidania

La maison est de type F3 avec un plancher haut en contact avec un comble. La chambre 1 est positionnée vers le côté sud-ouest et la chambre 2 est vers le côté nord-ouest. La salle de séjour a une grande fenêtre orientée vers le sud et une porte-fenêtre orientée vers l'est. La

Congrès Français de Thermique, BORDEAUX, du 29 mai au 1er juin 2012

cuisine est du côté est et enfin la salle de bain et les toilettes sont orientées vers le nord (voir figure 2).

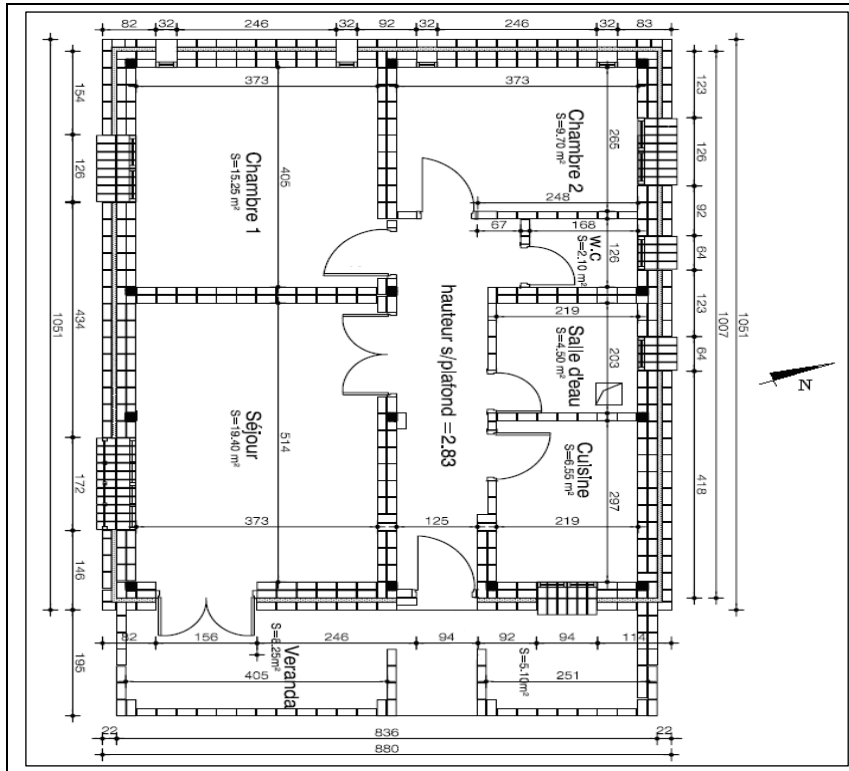


Figure 2: Plan de masse de la maison prototype

Les caractéristiques thermiques et les matériaux qui composent les éléments de la maison prototype sont donnés dans le tableau 1.

	Composition	Epaisseur (m)	λ (W/m.K ⁻¹)	R = e/ λ (m ² .K/W)	R _g (m ² .K/W)	U (W/m ² .K)
Mur extérieur	BTS	0,14	1,3	0,11	2,75	0,36
	Polystyrène	0,09	0,040	2,25		
	BTS	0,29	1,3	0,22		
Plancher Bas	Béton lourd	0,05	1,75	0,03	1,82	0,54
	Polystyrène expansé	0,06	0,040	1,50		
	Béton lourd	0,15	1,75	0,09		
	Mortier + sable	0,03	1,15	0,03		
	Carrelage	0,02	1,7	0,01		
Plancher haut	Couche de mortier	0,03	1,60	0,02	4,36	0,23
	Polystyrène expansé	0,16	0,040	4,00		
	Béton lourd	0,08	1,75	0,05		
	Voûtain en plâtre	0,04	0,35	0,11		

Tableau 1: Caractéristiques thermiques des différentes parois de la maison prototype

3.2. Description de la maison classique

La maison classique considérée dans le présent travail est une maison virtuelle qui a la même orientation et la même superficie que la maison prototype, à savoir 90 m². Elle est supposée être implantée dans la région d'Alger qui fait partie de la zone climatique A (Latitude 36,70 N, Longitude 03,20 E). Les parois de cette maison sont du type classique en Algérie. Le tableau 2 donne les détails de compositions et les caractéristiques thermiques des différents matériaux utilisés dans les éléments de la maison classique [6].

	Composition	Epaisseur (m)	λ (W/m.K)	$R = e/\lambda$ (m ² .K/W)	R_g (m ² .K/W)	U (W/m ² .K)
Plancher haut	Béton lourd	0,20	1,75	0,11	0,31	3,22
	Plâtre	0,02	0,35	0,06		
Mur extérieur	Mortier	0,02	1,15	0,02	0,86	1,16
	Brique	0,10	0,48	0,20		
	Lame d'air	0,05	–	0,11		
	Brique	0,15	0,48	0,3		
	Plâtre	0,02	0,35	0,06		
Plancher Bas	Béton lourd	0,10	1,75	0,13	0,34	2,94
	Mortier + sable	0,03	1,15	0,03		
	Carrelage	0,02	1,7	0,01		

Tableau 2 : Caractéristiques thermiques des différentes parois de la maison classique

4. Résultats et discussion

Dans le cadre de cette étude, nous avons effectué des simulations par le logiciel TRNSYS[7], afin d'étudier le comportement thermique de la maison prototype en période d'hiver et de comparer ses performances énergétiques avec celles d'une maison classique en Algérie.

4.1. Validation des résultats

Pour valider les résultats du modèle élaboré sous TRNSYS, nous avons comparé les courbes de températures simulées avec les courbes de températures issues des mesures thermiques qui ont été effectuées sur la maison prototype.

La figure 3 permet d'observer une bonne concordance entre les résultats expérimentaux de la température intérieure du prototype et les résultats de la température intérieure issus de la simulation par le logiciel TRNSYS. L'écart maximal entre les deux températures est de 0,5 °C.

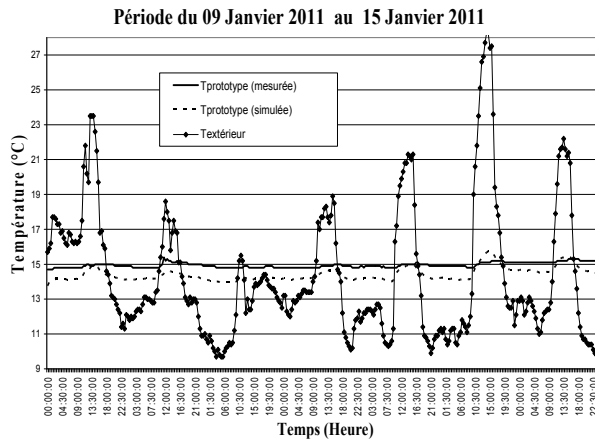


Figure 3 : Comparaison entre la température de l'air mesurée et celle simulée par TRNSYS

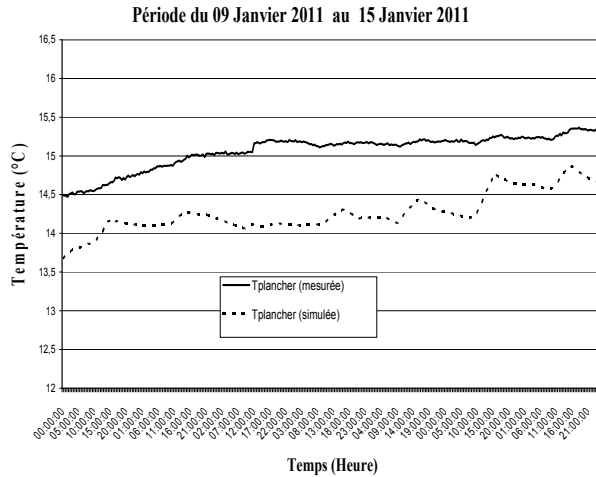


Figure 4 : Comparaison entre la température du plancher mesurée et celle simulée par TRNSYS

La courbe de la température du plancher simulée comparée à celle issue des séries de mesures (figure 4) montre une bonne concordance vu que l'écart maximal entre les deux températures ne dépasse pas 1 °C. La comparaison des résultats simulés avec les résultats expérimentaux permet d'affirmer que le modèle élaboré sous TRNSYS prédit d'une manière correcte le comportement thermique de la maison prototype.

4.2. Comparaison entre les températures du prototype et celles de la maison classique

Le modèle élaboré sous TRNSYS étant validé, ce dernier est utilisé pour prédire et comparer le comportement thermique d'une habitation classique du parc immobilier Algérien avec celui de la maison prototype. Cette comparaison va permettre d'évaluer l'impact des mesures d'efficacité énergétique adoptées dans la maison prototype.

La figure 5 illustre les variations de la température intérieure de la maison prototype et de la maison classique. La température de l'ambiance intérieure de la maison prototype est plus stable, elle varie, la plus part du temps, entre 17 et 19 °C, ce phénomène est expliqué par l'effet de l'isolation renforcée et de l'inertie thermique importante des parois. Par contre, la température de l'air intérieur de la maison classique présente une amplitude de température qui arrive jusqu'à 5 °C entre le jour et la nuit. Elle descend, la nuit, au-dessous de 15 °C, ce qui engendre aux occupants une sensation d'inconfort thermique en période d'hiver.

La figure 6 présente l'évolution de la température de la paroi sud du prototype et celle de la paroi sud de la maison classique en période d'hiver. Les résultats de la simulation numérique nous permettent de constater que la température de la paroi du prototype est relativement stable. Ceci est dû à l'effet de l'isolation thermique (9 cm de polystyrène expansé) et de la bonne inertie thermique des murs construits en brique à terre stabilisée (BTS). En revanche, la température de la paroi de la maison classique est instable et varie, la plupart du temps, entre 15 et 19 °C.

Congrès Français de Thermique, BORDEAUX, du 29 mai au 1er juin 2012

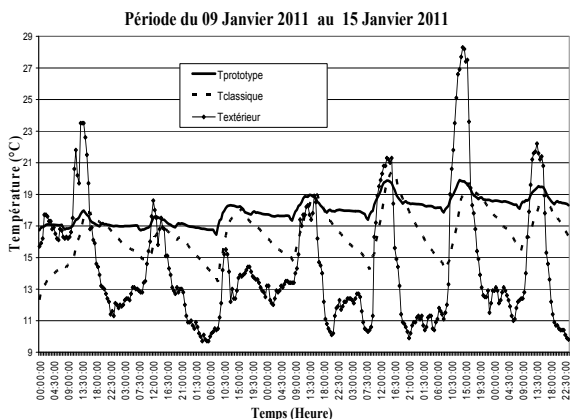


Figure 5 : Comparaison entre les températures du prototype et celles de la maison classique

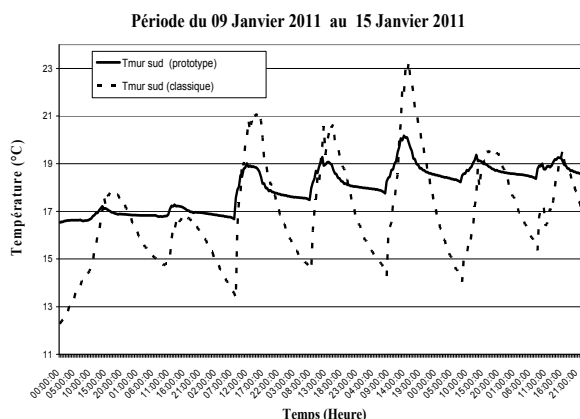


Figure 6 : Comparaison entre la température du mur sud du prototype et celle du mur sud de la maison classique

La figure 7 illustre l'évolution de la température du plafond du prototype et celle du plafond de la maison classique. Le plancher haut de la maison prototype est isolé par 16 cm de polystyrène expansé, ce qui limite l'amplitude de variation des températures à 1 °C. La température du plafond de la maison classique présente des amplitudes de température qui atteignent 6 °C, en raison de l'absence de l'isolant dans la toiture.

La figure 8 représente le profil de la température du plancher du prototype et celle du plancher de la maison classique. Les résultats permettent de constater que la température du plancher du prototype est proche de la température du confort en période d'hiver vu qu'elle est comprise généralement entre 17 et 19 °C. Par contre, la température du plancher de la maison classique présente des amplitudes qui arrivent à 3 °C. La température minimale peut atteindre 15°C, qui est une valeur éloignée de la température de consigne, ceci engendre un inconfort thermique en période d'hiver.

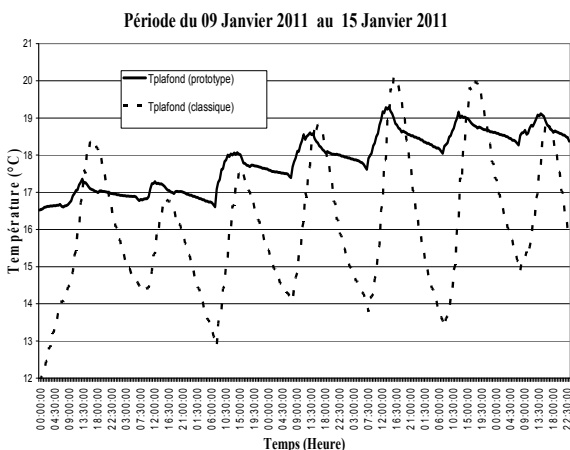


Figure 7 : Comparaison entre la température du plafond du prototype et celle du plafond de la maison classique

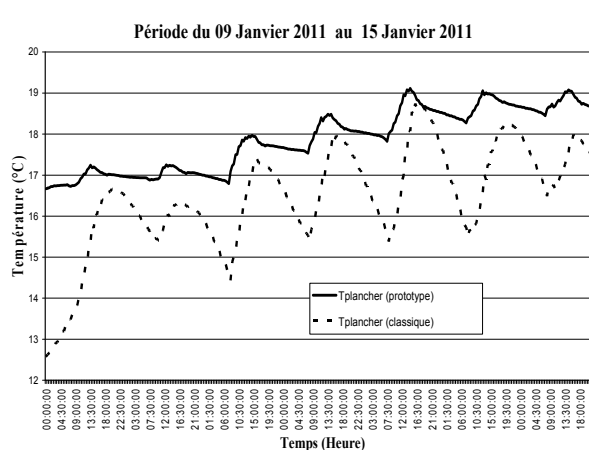


Figure 8 : Comparaison entre la température du plancher de prototype et celle du plancher de la maison classique

4.3. Consommation mensuelle de chauffage

La figure 9 présente les besoins mensuels de chauffage de la maison prototype et ceux d'une maison classique en Algérie. La comparaison des besoins de chauffage pour les deux types de logements étudiés montre que la maison prototype réalisée en brique de terre stabilisée (BTS) et isolé thermiquement par l'extérieur, en polystyrène expansé, a permis de réduire de près de 78% la consommation énergétique de chauffage par rapport à une maison classique en Algérie.

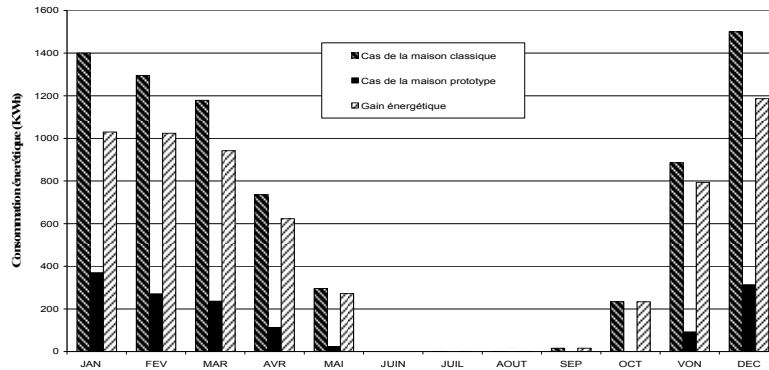


Figure 9 : Comparaison de la consommation mensuelle de chauffage du prototype et celle de la maison classique

5. Conclusion

Cette étude traite de l'impact des solutions d'efficacité énergétique entreprise dans le cadre d'une maison prototype à faible consommation énergétique. Les résultats de la simulation thermique à l'aide du logiciel TRNSYS en période d'hiver, permettent de constater que la température de l'ambiance intérieure de la maison prototype est stable. Cette température varie, la plupart du temps, entre 17 et 19 °C. Ceci est expliqué par l'effet de l'isolation renforcée et de l'inertie thermique importante des parois. Par contre, la température de l'air intérieur de la maison classique, présente une amplitude de température qui arrive jusqu'à 5 °C pendant la journée. La nuit, elle descend au-dessous de 15 °C, ce qui engendre aux occupants une sensation d'inconfort thermique en période d'hiver.

Les résultats de cette étude montrent qu'il est possible de réaliser des économies d'énergie, sur le chauffage, qui peuvent atteindre 78 % quand on passe de la maison classique en Algérie à la maison prototype bien isolée. Ces économies d'énergies vont se traduire par une réduction de la consommation du gaz et d'électricité selon les procédés de chauffage utilisés pour assurer le confort thermique des bâtiments. Par conséquent, l'économie d'énergie permet de limiter l'impact du bâtiment sur l'environnement par la réduction des émissions de gaz à effet de serre et de préserver les énergies fossiles.

Références

- [1] Consommation énergétique finale de l'Algérie, APRUE, Ministère de l'énergie et des mines, Algérie, Edition 2009.
- [2] L. DERRADJI et al, *Etude expérimentale du comportement thermique d'une maison rurale à faible consommation d'énergie*, JITH 2011, université de Tlemcen, Algérie, Septembre 2011.
- [3] A. Ferrantea, M.T. Cascellab, *Zero energy balance and zero on-site CO2 emission housing development Mediterranean climate*. Energy and Buildings, 43 (2011), 2002-2010.
- [4] M.S. Mohsen et al, *Some Prospect of Energy Saving in Building*, Energy Conversion Management, Vol.42 (2001), 1307-1315.

Congrès Français de Thermique, BORDEAUX, du 29 mai au 1er juin 2012

- [5] C.A. BALARAS, *The role of thermal mass on the cooling load of buildings. An overview of computational methods*, Energy and Buildings, 24 (1996), 1-10.
- [6] DTR C3-2, Réglementation thermique des bâtiments d'habitation – Règle de calcul des déperditions calorifiques, CNERIB, Alger, Décembre 1997.
- [7] TRNSYS, version 16. A Transient System Simulation Program, laboratoire Energie Solaire, université du Wisconsin, 2006.
- [8] A. Hamid et A. Sadi, *Etude expérimentale du comportement thermique d'une maison solaire passive destinée pour les régions sud de l'Algérie*, CDER, Bouzaréah, Alger, 1998.
- [9] A. Mokhtari, K. Brahimil, *Architecture et confort thermique dans les zones arides Application au cas de la ville de Béchar*, Revue des Energies Renouvelables, Juin 2008.

Simulation numérique de l'injection d'azote supercritique dans un réacteur chaud

Arnaud ERRIGUIBLE*, Stéphane Vincent, Pascale SUBRA-PATERNAULT

Université de Bordeaux - Institut Polytechnique de Bordeaux (IPB)
 Transferts Ecoulements Fluides Energétique (TREFLE)
 Site ENSCBP, 16 Avenue Pey-Berland, 33607 PESSAC Cedex, France
 (*auteur correspondant: erriguible@enscbp.fr)

Résumé - Ce travail concerne la simulation de la désintégration d'un jet en milieu supercritique. Dans ce cas de validation, un flux d'azote à 140K est injecté dans un réacteur maintenu à 298K en conditions pleinement turbulentes. Les résultats de simulation sont comparés à des résultats expérimentaux issus de la littérature. Cette simulation est effectuée en compressible et en incompressible afin de déterminer si l'hypothèse de compressibilité généralement admise dans la littérature est ici valable. Les deux simulations fournissent des résultats proches de ceux expérimentaux et nous permettent de conclure que l'hypothèse de compressibilité dans ce cas pourrait être négligée.

Nomenclature

C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
p	pression, Pa	λ_t	conductivité thermique turbulente, $W.m^{-1}.K^{-1}$
Pr_t	nombre de Prandtl turbulent	μ	viscosité dynamique, $Pa.s$
R	constante des gaz parfaits, $J.mol^{-1}.K^{-1}$	μ_t	viscosité dynamique turbulente, $Pa.s$
Re	nombre de Reynolds	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
T	température, K	<i>Indices</i>	
\bar{u}	vitesse filtrée, $m.s^{-1}$	∞	réacteur
v	volume molaire, $m^3.mol^{-1}$	inj	injecteur
<i>Symboles grecs</i>			
χ_t	coefficient de compressibilité isotherme, Pa^{-1}		

1. Introduction

Les concepts de procédés verts et de développement durable sont à l'heure actuelle de plus en plus considérés, dû en particulier à l'évolution des mentalités et à une législation de plus en plus contraignante en termes de respect de l'environnement. L'utilisation de la technologie « fluides supercritiques » en milieu industriel s'inscrit directement dans ces concepts. Nous nous intéressons plus particulièrement à la problématique des jets, notamment à l'injection d'un fluide supercritique dans un réacteur à haute pression, configuration rencontrée par exemple dans les procédés de cristallisation. La démarche expérimentale étant souvent délicate à mettre en œuvre de par le paramètre pression, la simulation numérique apparaît comme un outil pertinent pour comprendre à la fois les phénomènes physiques mais aussi pour explorer différentes conditions opératoires.

La désintégration d'un jet d'azote dans un réacteur en conditions supercritiques peut être considérée comme un cas de référence car plusieurs travaux à la fois numériques et expérimentaux abordent cette problématique. Oswald et Schick [1] ont travaillé sur la désintégration du jet d'azote et ont déterminé le champ de masse volumique au sein du

réacteur par spectroscopie Raman permettant alors de remonter au champ de température. Ce jeu de données permet la validation des codes de calcul. En effet, on retrouve plusieurs articles de la littérature [2-5] concernant la simulation de ce cas spécifique. Par exemple, ce cas a été résolu numériquement en configuration 2D axysymétrique par Sierra-Pallares *et al.* [2] en utilisant le code commercial FLUENT. Différents modèles de turbulence de type RANS ont été comparés et il apparaît que le modèle $k-\varepsilon$ Realizable fournit les meilleurs résultats. Yin et Lu [3] ont utilisé avec succès un modèle de turbulence LES (simulation des grandes échelles). Les propriétés thermodynamiques sont déterminées via l'équation d'états de Soave-Redlich-kwong. D'un point de vue expérimental, un second jeu de données est fourni par Mayer *et al.* en 2003 [4] sur un cas très proche de celui d'Oswald [1]. La simulation quant à elle est effectuée en 2D axisymétrique avec le code CFD ACE en prenant un modèle de turbulence $k-\varepsilon$. Plus tard, ce cas a été simulé en configuration 3D avec le code explicite non structuré AVBP développé au CERFACS en utilisant la simulation des grandes échelles pour la turbulence [5].

Dans ce travail, nous nous focalisons sur la simulation 3D d'un jet turbulent en conditions supercritiques et plus précisément sur l'injection d'azote à 140K dans un réacteur maintenu à 298K et 40 bar. Ces conditions sont proches de celles que l'on peut trouver dans des procédés pour lesquels le mélange est prépondérant comme le procédé de cristallisation SAS (Supercritical Antisolvent Process) [6]. Du point de vue de la modélisation, un modèle de turbulence instationnaire et une configuration 3D sont nécessaires. Par ailleurs, les approches 2D de type RANS peuvent également être imaginées mais nécessitent l'ajout de modèles de micromélange afin de fournir une solution précise. Comme nous l'avons décrit dans le deuxième paragraphe, la majorité des travaux de la littérature a considéré cette deuxième approche tandis que nous nous sommes concentrés sur la première afin d'être en mesure de fournir une description instantanée et locale de l'écoulement. Un autre objectif de ce travail est de montrer que les méthodes d'approximation développées sur maillages structurés permettent une bonne simulation des jets turbulents. Deux simulations ont été effectuées, la première en considérant l'écoulement compressible et la seconde en prenant en compte l'hypothèse d'incompressibilité du fluide. Le modèle compressible a été proposé par Caruyer *et al.* [7] et est comparé à la formulation classique incompressible afin d'analyser les effets compressibles de tels écoulements. Les travaux d'Oswald et Schick [1] et ceux de Mayer [4] seront considérés pour la validation des méthodes numériques du code Thétis développé au département TREFLE du laboratoire I2M. La turbulence sera modélisée par une approche type simulation des grandes échelles (LES) et les propriétés thermodynamiques seront calculées par l'équation d'état de Peng Robinson. Comme la description des petites et moyennes échelles de la turbulence nécessite un grand nombre de points de maillage, les calculs sont effectués en parallèle.

La partie 2 de l'article est dédiée à la description des modèles. Les méthodes numériques sont décrites en partie 3 tandis que les résultats seront fournis et discutés en partie 4 avant de conclure.

2. Modélisation

2.1. Equations de conservation et modélisation de la turbulence

Dans nos conditions de simulation, la température et la pression dans l'injecteur et le réacteur sont au dessus du point critique du fluide donc l'écoulement est monophasique. L'écoulement est considéré compressible à faible nombre de Mach ($Ma < 1$).

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont écrites en formulation non conservative par les équations de Navier-Stokes [7]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}}) = 0 \tag{1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu + \mu_t) [\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla^t \bar{\mathbf{u}}] \tag{2}$$

Le champ de température est obtenu par résolution de l'équation de conservation de l'énergie. En considérant que l'énergie de dissipation visqueuse peut être négligée et qu'il n'y pas de terme source, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) T \right) = \nabla \cdot ([\lambda + \lambda_t] \nabla T) \tag{3}$$

La turbulence est modélisée par une approche déterministe type simulation des grandes échelles [8] qui consiste en une séparation d'échelle où les grandes échelles de la turbulence sont résolues et les plus petites modélisées. Un modèle d'échelle mixte est utilisé afin d'estimer la viscosité turbulente

$$\mu_t = \rho C_S^{2\alpha} C_{TKE}^{1-\alpha} \bar{\Delta}^{1+\alpha} (2S_{ij}S_{ij})^{\alpha/2} (1 / 2\overline{u'u'})^{\frac{1-\alpha}{2}} \tag{4}$$

tandis que l'analogie du nombre de Prandtl turbulent est utilisée pour la conductivité thermique turbulente

$$\lambda_t = C_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \tag{5}$$

La constante de Smagorinski C_s est égale à 0.2. La constante d'énergie cinétique turbulente C_{TKE} est égale à 0.06 et le nombre de Prandtl turbulent Pr_t à 0.85. Dans le modèle d'échelle mixte, le paramètre α vaut 0.5. $\bar{\Delta}$ et S_{ij} sont respectivement la taille du filtre LES et le tenseur des déformations.

2.2. Propriétés thermophysiques

La masse volumique du fluide est calculée par l'équation d'état de Peng Robinson, une équation fréquemment utilisée dans le domaine des procédés supercritiques car elle fournit une bonne estimation pour de nombreux systèmes et conditions [9] :

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v(v+b)+b(v-b)} \tag{6}$$

avec a et b respectivement le paramètre d'attraction et le co-volume de Van Der Waals. Le coefficient de compressibilité isotherme est défini par

$$\chi_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \tag{7}$$

et est calculé par l'équation de Peng Robinson.

La capacité calorifique et la conductivité thermique de l'azote sont calculées avec le logiciel Prophy Plus©. A 40 bar, la dépendance de ces paramètres avec la température dans le domaine 140-298K s'exprime par :

$$\lambda(T) = 6.10^{-5} T + 0.0128 \tag{8}$$

$$C_p(T) = 2.10^{-9} T^6 - 3.10^{-6} T^5 + 0.0017 T^4 - 0.5514 T^3 + 97.33 T^2 - 9084.3 T + 351968 \tag{9}$$

La viscosité dynamique est considérée constante et égale à 0.0000125 Pa.s sur l'ensemble du domaine de température.

3. Méthodes numériques

Les équations du modèle sont discrétisées par la méthode des volumes finis sur une grille fixe et structurée. Un schéma centré [10] est utilisé pour la discrétisation spatiale des termes visqueux, de conduction et d'inertie. La discrétisation temporelle est implicite pour tous les termes des équations de Navier-Stokes et de l'énergie sauf le terme d'inertie de l'équation de quantité de mouvement qui est linéarisé.

Le couplage vitesse-pression est assuré par deux méthodes différentes :

$$\rho \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}^* - \bar{\mathbf{u}}^n}{\Delta t} + \bar{\mathbf{u}}^n \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}^* \right) = -\nabla p^n + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu + \mu_t) [\nabla \bar{\mathbf{u}}^* + \nabla^t \bar{\mathbf{u}}^*]$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\Delta t}{\rho} \nabla p' \right) = \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}^*$$

$$\bar{\mathbf{u}}^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}^* - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p'$$

$$p^{n+1} = p^n + p'$$
(10)

pour l'algorithme de Time-splitting de Goda [11] en formulation incompressible et,

$$\rho \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}^n}{\Delta t} + \bar{\mathbf{u}}^n \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}^{n+1} \right) = -\nabla p^n - \frac{\Delta t}{\chi_T} \nabla (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}^{n+1}) + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (\mu + \mu_t) [\nabla \bar{\mathbf{u}}^{n+1} + \nabla^t \bar{\mathbf{u}}^{n+1}]$$

$$p^{n+1} = p^n + \frac{\Delta t}{\chi_T} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}^{n+1}$$
(11)

pour la formulation compressible à faible nombre de Mach introduite par Caruyer et al. [7]. Ces deux formulations sont testées afin d'évaluer les effets compressibles sur le développement du jet turbulent. L'inversion des matrices résultantes de la discrétisation en temps et en espace est assurée par un solveur itératif BiCGStab II [12] avec un préconditionnement MILU [13].

4. Résultats et discussion

4.1. Configuration

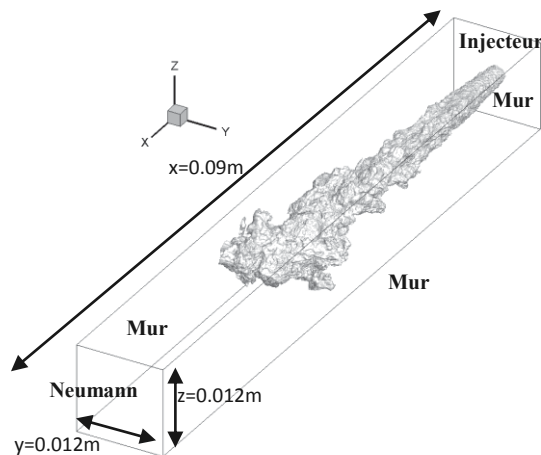


Figure 1: Configuration géométrique et représentation d'une iso-surface en température (233K)

Les conditions simulées correspondent au « cas A4 » reporté par Oswald and Schick [1] dans lequel l’azote est injecté à 140K dans un réacteur maintenu à 298K et 40 bar. A la sortie de l’injecteur (1.9 mm de diamètre) l’écoulement est pleinement turbulent ($Re=115000$) et un profil plat de vitesse est imposé avec une valeur moyenne de 5 m/s.

La configuration géométrique et les conditions limites sont représentées dans la figure 1. Le maillage se compose de 21 600 000 nœuds ($1500*120*120$). Les calculs sont effectués sur 512 processeurs.

4.2. Profils de température et de masse volumique

La figure 2 représente les champs instantanés de température et de masse volumique dans le plan médian du réacteur. Nous pouvons observer que l’écoulement est instationnaire et pleinement 3D ce qui justifie l’utilisation d’une configuration tridimensionnelle pour les simulations. Pour ce cas instationnaire, la modélisation de la turbulence LES apparaît particulièrement bien adaptée. De plus, le champ de masse volumique fait apparaître le développement de larges instabilités de Kelvin-Helmoltz dans la direction radiale de l’écoulement. En effet, la faible différence de densité entre le fluide injecté (161kg/m^3) et celui présent dans le réacteur (45kg/m^3) implique que les instabilités se développent dès la sortie de l’injecteur favorisant alors un mélange rapide entre les deux fluides. Ce phénomène a déjà été mis en évidence expérimentalement par Mayer et al. [4].

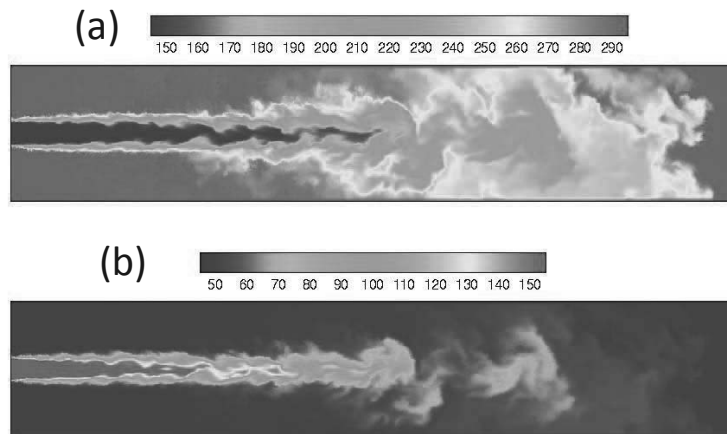


Figure 2: Champs instantanés de température et de masse volumique dans le plan médian du réacteur

La comparaison avec les résultats expérimentaux a été effectuée afin de valider la simulation. Celle-ci porte sur les valeurs normalisées de masse volumique et de température le long de l’axe central du réacteur. Ces variables sont définies par :

$$T_{ad} = \frac{T - T_{\infty}}{T_{inj} - T_{\infty}} \tag{8}$$

$$\rho_{ad} = \frac{\rho - \rho_{\infty}}{\rho_{inj} - \rho_{\infty}} \tag{9}$$

Les valeurs moyennes pour les simulations sont obtenues par moyenne des valeurs instantanées au cours du temps à partir du régime stationnaire établi (moins de 0.1s). Les résultats de simulation comparés à ceux expérimentaux sont représentés en figure 3. Pour la masse volumique deux jeux de données expérimentaux sont disponibles [1,4] tandis qu’un seul est disponible pour la température [1].

La figure 4 montre que la simulation représente bien dans l'ensemble les résultats expérimentaux. Pour la masse volumique un meilleur accord est observé avec les résultats de Mayer et al. [4]. Par ailleurs, la simulation tend à surestimer la longueur de cœur potentiel en particulier pour la masse volumique, un phénomène déjà observé numériquement par Schmitt et al. [5].

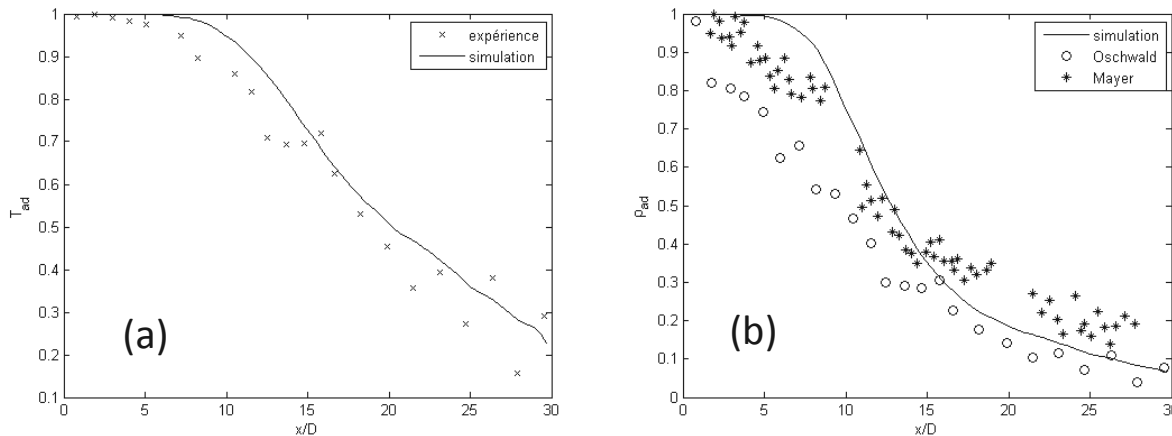


Figure 4: Comparaison simulation/expérience le long de l'axe central a) température normalisée [1], b) masse volumique normalisée [1,4]

4.3. Effets compressibles

Pour le cas simulé, déjà traité dans la littérature, le nombre de Mach est très inférieur à 1 donc l'écoulement pourrait être considéré comme incompressible mais pour la plupart des simulations citées en introduction (sauf Mayer et al. [4]), un modèle compressible est utilisé. Cette hypothèse peut se justifier par la variation de masse volumique subie par le fluide au cours de l'écoulement. Dans la figure 4, nous avons comparé les résultats numériques issus des formulations incompressible et compressible aux résultats expérimentaux de Oswald et Schick [1]. Il apparaît clairement sur cette figure que pour ces conditions opératoires les effets de compressibilités peuvent être négligés.

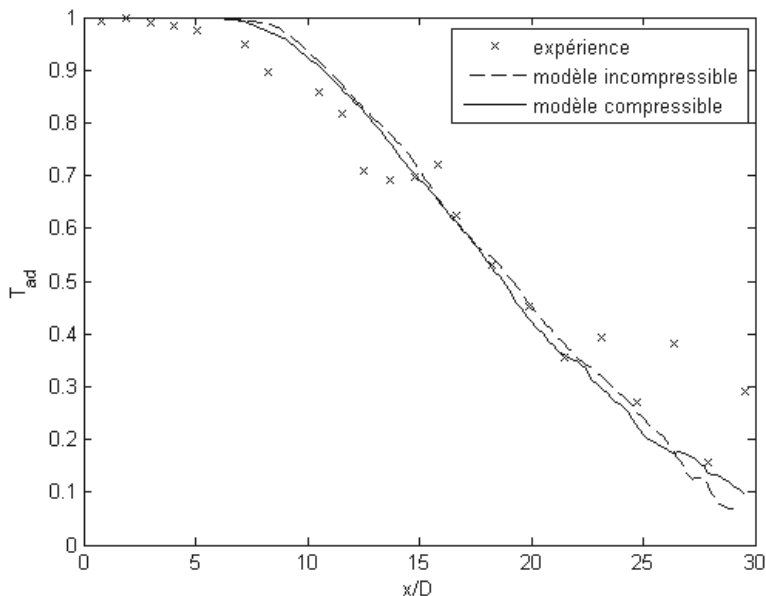


Figure 5: Comparaison des modèles compressible/incompressible avec les températures normalisées le long de l'axe central

5. Conclusion

Dans ce travail, l'utilisation d'un code de calcul structuré et incompressible (ou faiblement compressible sous forme non conservative) combinée à l'équation d'état de Peng Robinson afin de prendre en compte la non-idéalité du fluide a permis de simuler la désintégration d'un jet pour lequel la masse volumique varie sensiblement avec la température et la pression. Les résultats numériques montrent que la modélisation de la turbulence de type LES est particulièrement bien adaptée à ce cas instationnaire et tridimensionnel. Ce cas test nous permet de valider l'approche numérique qui sera étendu à d'autres procédés de génie chimique faisant intervenir la désintégration de jet et le transfert de chaleur et de matière dans un environnement supercritique.

References

- [1] Oswald, M., Schick, A., Supercritical nitrogen free jet investigated by spontaneous Raman scattering, *Experiments in Fluids* 27 (1999), 497-506.
- [2] Sierra-Pallares, J., Parra-Santos, M.T., Garcia-Serna, J., Castro, F., Cocero, M.J., Numerical analysis of high-pressure fluid jets: Application to RTD prediction in supercritical reactors, *J of Supercritical Fluids* 46 (2009), 249-255.
- [3] Yin, Y.M., Lu, X.Y., Effects of injection temperature on the jet evolution under supercritical conditions, *Chinese Sci. Bull.* 54 (2009), 4197-4204.
- [4] Mayer, W., Telaar, J., Branam, R., Schneider, G., Hussong, J., Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure, *Heat and Mass Transfer* 39 (2003), 709-719.
- [5] Schmitt, T., Selle, L., Cuenot, B., Poinot, T., Large-Eddy Simulation of transcritical flows, *C. R. Mécanique* 337 (2009), 528-538.
- [6] Sierra-Pallares, J., Marchisio, D.L., Parra-Santos, M.T., Garcia-Serna, J., Castro, F., Cocero, M.J., A Computational Fluid Dynamics Study of Supercritical Antisolvent Precipitation: Mixing effects on Particle Size, *AIChE Journal* (2011), DOI 10.1002/aic.12594.
- [7] Caruyer, C., Vincent, S., Meillot, E., Caltagirone, J.P., Modeling the first instant of the interaction between a liquid and a plasma jet with a compressible approach, *Surf. Coating Tech.* 205 (2010), 1165-1170.
- [8] Sagaut, P., *Large Eddy Simulation for incompressible flows - An introduction*, Springer Verlag Berlin (1998).
- [9] Fadli, T., Erriguible, A., Laugier, S., Subra-Paternault, P., Simulation of heat and mass transfer of CO₂-solvent mixtures in miscible conditions: Isothermal and non-isothermal mixing, *J. Supercrit. Fluids*, 52 (2010), 193-202.
- [10] Patankar, S.V., *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere Publishing Corporation, New York (1990).
- [11] Goda, K., A multistep technique with implicit difference schemes for calculating two- or three-dimensional cavity flows, *J. Comput. Phys.* 30 (1978), 76-95.
- [12] Van Der Vorst, H.A., Bicg-stab: a fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear systems, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* 13 (2) (1992), 631-644.
- [13] Gustafsson, I., *On First and Second Order Symmetric Factorization Methods for the Solution of Elliptic Difference Equations*, Research Report, Department of Computer Sciences, Chalmers University of Technology and the University of Göteborg (1978).

Modélisation du comportement thermique dynamique des bâtiments : un outil adapté à l'échelle patrimoniale et à la problématique de rénovation.

Aurélien HENON^a, Antoine DUGUE^{a,b}, Philippe LAGIERE^{a,b}, Patrick SEBASTIAN^b

^aNobatek, (auteur correspondant : ahenon@nobatek.com)

Association Nobatek, Esplanade des Arts et Métiers F33405

^bINSTITUT de MECANIQUE et d'INGENIERIE (I2M),

Esplanade des Arts et Métiers 33405 TALENCE

Résumé

Nobatek propose un outil développé sous environnement MATLAB, permettant de réaliser des simulations thermiques dynamiques (STD) à échelle patrimoniale. Cet outil, actuellement en phase de validation, intègre un mode de paramétrage simplifié et est spécialement adapté aux problématiques de rénovation de patrimoine.

Reprenant des principes classiques de STD, il se différencie sur plusieurs points : typologie prédéfinie, description simplifiée des caractéristiques géométriques, scénarios d'utilisation des équipements associés à la typologie, distinction entre contraintes et variables de conception.

Nomenclature

T	Température (K)		<i>Symboles grecques</i>
V	Volume (m ³)	ρ	Masse volumique (kg m ⁻³)
$c_{p,air}$	Chaleur spécifique de l'air (J K ⁻¹ kg ⁻¹)	ψ	Coefficient de pertes linéiques (W m ⁻¹ K ⁻¹)
S	Surface (m ²)	ϕ_{inc}	Flux solaire incident (W m ⁻²)
h	Coefficients d'échange surfaciques aux interfaces solide/air (W m ⁻² K ⁻¹)	α	Coefficient d'absorption
U	Coefficients de transfert thermique (W m ⁻² K ⁻¹)		<i>Indices et exposants</i>
P	Puissance (W)	Sol	Relatif au sol
f	Facteur de répartition de flux	Chauff	Relatif au chauffage
A	Gains (solaires ou intérieurs, en W)	Clim	Relatif à la climatisation
		Int	Du côté intérieur
		Ext	Du côté extérieur

1. Contexte, objectif, et démarche

1.1 De la complexité de la rénovation

En France, dans le secteur du bâtiment, la diminution des consommations passe en partie par la diminution des besoins énergétiques des bâtiments existants ; ceci s'obtient au travers de leur rénovation énergétique.

Les besoins énergétiques d'un bâtiment sont liés à une grande variété de paramètres : conditions météorologiques, météo, forme du bâtiment, orientation, caractéristiques thermo-radiatives de l'enveloppe, présence de ponts thermiques, aménagement intérieur, présence d'équipements électriques, comportement des usagers,...

Un programme d'appel d'offres pour une construction neuve fait généralement intervenir un très grand nombre de variables de conception et de contraintes, issues :

- du programme de la maîtrise d'ouvrage (occupation, emprise au sol...),
- des règles d'urbanisme, voire du Plan Local d'Urbanisme (PLU) [3] (influençant les solutions de traitement des enveloppes),
- de la réglementation thermique (RT 2012),
- d'une éventuelle volonté de certification environnementale impliquant par exemple des variables de décision environnementales et sanitaires répertoriées dans les référentiels HQE® [4], classées en 14 cibles.

Dans le cas de la réhabilitation la marge de manœuvre des concepteurs, définie par l'espace des valeurs que peuvent prendre les variables de conception (ou variables de décision), est restreinte. Les contraintes sont plus nombreuses que dans le cas de la construction neuve, et ceci entraîne une limitation des objectifs de performance à atteindre.

L'étude des possibilités d'amélioration de la performance énergétique d'un parc de bâtiments existants doit intégrer des éléments d'analyse physique (thermique, mécanique), des contraintes réglementaires et/ou environnementales, des problématiques d'échelle (patrimoine), des contraintes d'évolution temporelle du projet de rénovation (ex : plan de financement). L'étude en question doit faire apparaître une démarche de conception intégrée permettant d'optimiser les choix de conception liés à la réhabilitation.

1.2 Les caractéristiques de la rénovation

Le problème de la réhabilitation énergétique présente généralement certains invariants. La littérature et l'expérience montrent que les solutions de réhabilitation énergétique consistent essentiellement à intervenir sur les éléments décrits ci-dessous [5]:

- Essentiels d'un point de vue technique et/ou réglementaire (imposé):
 - Isolation
 - Remplacement de fenêtres (menuiseries + vitrage)
 - Modernisation du système de chauffage
- Permettant des économies de coût de fonctionnement plus importantes :
 - Ventilation contrôlée avec récupération d'énergie
 - Mesures liées à l'utilisation d'énergies renouvelables
 - Régulation de températures

Il s'agit d'éléments récurrents qui révèlent que les efforts en matière d'économie d'énergie dans la majorité des pays européens reposent en priorité sur la diminution des besoins de chauffage. Toutefois, la liste présentée ci-dessus ne peut être exhaustive et dépend notamment de l'usage des bâtiments (logement, tertiaire,...) et du climat considéré, qui oriente la problématique vers la demande en chaud ou en froid.

1.3 Objectif et méthode

L'objectif d'une série de travaux de recherche et développement engagés par Nobatek et l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie est d'élaborer un outil d'aide à la conception en matière de rénovation énergétique patrimoniale, dont le travail présenté ici constitue une des premières étapes.

La méthode générale est la suivante, plusieurs solutions sont explorées à partir d'un état de référence. Celui-ci (bâtiments existants, équipements et usages associé) correspond à un point de fonctionnement dont il s'agit d'étudier le voisinage. L'analyse du voisinage permet de quantifier les gains de performance et de robustesse liés à des choix de conception/rénovation. Ceux-ci correspondent à des concepts (types d'enveloppes ou de systèmes énergétiques) préalablement définis et modélisés. L'exploration doit hiérarchiser les variables de conception du problème et le processus d'exploration doit être séquentiel au regard de cette hiérarchie.

La première étape d'élaboration de l'outil d'aide à la conception, objet de la présente communication, consiste en le développement d'un modèle physique thermique dédié. Ce modèle doit permettre de réaliser la simulation thermique dynamique du parc de bâtiments étudié, en différenciant contraintes et variables de conception propres au contexte de la réhabilitation énergétique. Il doit aussi intégrer une méthode de calcul d'indicateurs de performances énergétiques ; certains de ces indicateurs pourront servir de comparaison à des valeurs de référence (réglementaires ou non), d'autres pourront servir par la suite aux calculs de variables d'interprétation supplémentaires, économiques (ex : factures énergétiques) ou environnementales (ex : ACV).

2. Modèle développé

2.1 Généralités

Sera désignée par la suite comme « modèle » la partie de l'outil développé sous environnement MATLAB qui concerne les aspects thermiques dynamiques du problème traité.

La fonction du modèle développé est de permettre la simulation thermique dynamique (STD) d'un ensemble de bâtiments relativement homogènes par leur mode de construction, pour des conditions météorologiques correspondant à une année de référence. Cette STD fournit une évaluation des performances énergétiques globales annuelles et dynamiques, pour l'ensemble des bâtiments, pour chaque bâtiment, et pour chaque zone thermique. Cette évaluation se fait en fonction des caractéristiques géométriques du bâtiment, des données physiques décrivant son enveloppe, mais aussi en fonction du renseignement des équipements utilisés et du comportement des occupants. La description rapide et précise du comportement des bâtiments est ainsi rendue possible sous leur forme existante, mais tout aussi facilement la projection de leurs comportements selon les différents scénarios de réhabilitation.

La spécificité de l'outil est de permettre d'effectuer des simulations très rapidement, en simplifiant certains aspects de paramétrage (ex : description de la volumétrie), en réduisant le

choix des variables aux seuls paramètres concernés par la rénovation, et grâce à une description typologique des équipements et des usages de chaque bâtiment.

L'outil se démarque par la rapidité de calcul comparativement à des plateformes de simulation comparables sur le marché, et surtout par la possibilité d'itérer les calculs de manière automatique à partir d'un fichier d'entrée définissant les paramètres des simulations à réaliser.

2.2 Entrées et sorties

Les principales contraintes prises en compte en entrée de modèle sont les suivantes :

- Morphologie (emprises au sol, surfaces d'enveloppe par orientation, éloignement),
- Structure des bâtiments (bois, béton, brique, acier),
- Description des parois,
- Scénarios d'occupation des bâtiments,
- Scénarios d'usage des équipements,
- Milieu extérieur : données météorologiques (température de l'air, rayonnement solaire incident) et de voisinage (ombres portées),
- Contraintes de confort (ex : scénarios de températures de consigne),
- Débits de ventilation minimaux à respecter,

Les principales variables de conception prises en compte ici sont :

- Les choix de modes d'isolation (intérieur ou extérieur, matériau, épaisseur), pour chaque type de paroi considéré (toitures, façades, planchers),
- Le choix d'équipements spécifiques de ventilation (ex : utilisation ou non d'une VMC double-flux, période de l'année où elle est utilisée en by-pass),
- Choix de traitement des ponts thermiques,
- Choix de nouveaux types de fenêtres et de cadres.

Les principales sorties d'observation et d'interprétation de modèle sont :

- Besoins annuels en chauffage et refroidissement pour respecter les températures de consigne,
- Températures d'air intérieur à chaque pas de temps (ex : chaque heure pour une année complète), pour chaque bâtiment et pour chaque zone thermique (ex : bureau ou couloir),
- Puissances d'appel à chaque pas de temps à fournir (en chaud ou en froid) pour respecter les températures de consigne, pour chaque bâtiment et pour chaque zone thermique,
- Certains indicateurs de performance d'enveloppe (ex : Ubat)

A noter que ces sorties peuvent servir pour la plupart au calcul d'autres variables d'interprétation (ex : puissance minimale pour assurer 90 % de la période de chauffage, consommation cumulée).

On rappelle que l'outil développé, même lorsqu'il permet de calculer des valeurs définies de façon semblable à la réglementation, est un outil d'aide à la conception et qu'il n'a pas vocation à être un outil réglementaire.

2.3 Hypothèses et principes

Plusieurs outils, tels que la suite Pleiades+COMFIE [1] ou Energy Plus [2], permettent de simuler la demande dynamique de bâtiments, parfois en différenciant plusieurs zones

thermiques. Ils comprennent une modélisation avancée de l'ensemble des phénomènes thermiques transitoires mis en jeu ; ils intègrent également des scénarios détaillés d'occupation et d'utilisation d'équipements.

Ces outils ne sont toutefois pas spécialement dédiés à la problématique de simulation de bâti ancien, pour laquelle les contraintes et la particularité des possibilités de rénovation rendent parfois difficile la mise en œuvre de la recherche d'amélioration de la performance énergétique.

Le modèle physique présenté ici se base sur des bilans thermiques réalisés à chaque pas de temps en chaque nœud de calcul. L'ensemble des bâtiments à étudier est modélisé de la manière suivante (figure 1) :

- une description physique est définie pour chaque bâtiment, chaque bâtiment correspondant à une classe de la typologie,
- pour chaque bâtiment plusieurs zones thermiques sont définies, chacune correspondant à un usage différent (ex : bureau, salle de réunion, couloirs, etc...) et dont le nombre et la description sont choisis par le modélisateur à partir des éléments définis par la typologie.
- à chaque zone thermique sont associés trois nœuds et à chaque nœud correspond un bilan de flux et une température à calculer.

On remarque que seuls 2 des 3 nœuds par zone thermique concernent les parois, la modélisation de l'enveloppe permet de prendre en compte autant de couches de matériaux que l'on souhaite en intégrant leurs propriétés physiques (épaisseur, conductivité, capacité), prenant en compte autant de couches de matériaux que l'on souhaite en les réduisant selon le modèle proposé par BOUYER [6] en une paroi équivalente ayant des propriétés dynamiques équivalentes (deux capacités, à l'extérieur et à l'intérieur, et une résistance).

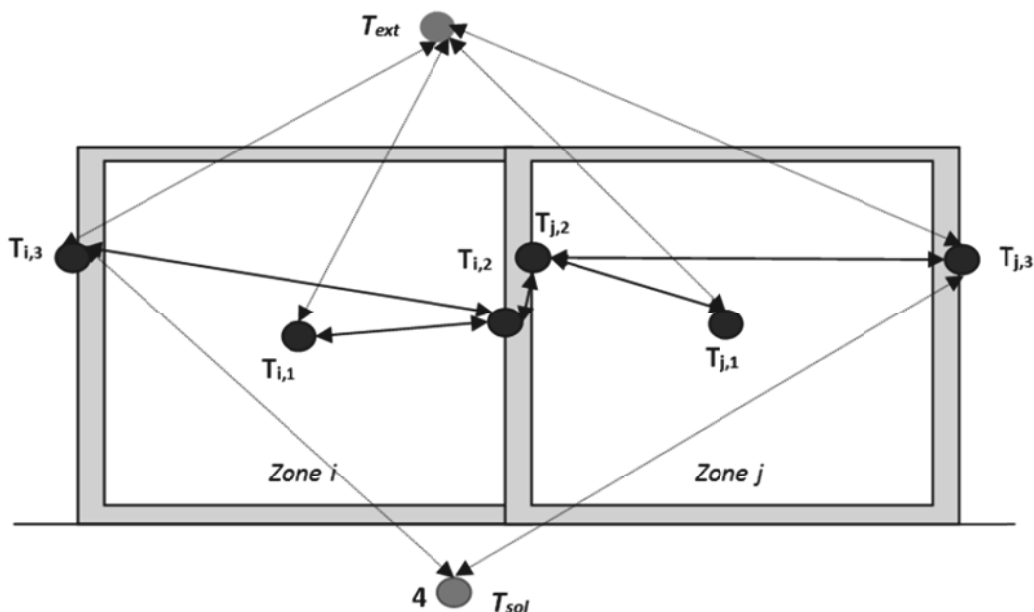


Figure 1 : modélisation des bâtiments, les points noirs sont les températures de nœud à calculer, les points gris sont les températures extérieures (air, et sol)

Le contenu théorique du modèle est proche de celui d'outils STD couramment utilisés pour la STD de bâtiments individuels (ex : COMFIE/PLEIADES). Toutefois, l'outil de STD de patrimoine se distingue essentiellement par le fait qu'il permet de :

- simuler non pas un seul bâtiment, mais un parc entier, en simplifiant le paramétrage par l'intégration dans le modèle de typologies et de scénarios d'utilisation prédéfinis (ex : type administratif, type résidentiel collectif, etc...). La réduction de paramètres d'entrée par le travail sur la typologie limite le nombre de données à récupérer et épargne ainsi un travail fastidieux sur des points peu impactants. La simplification du paramétrage pour ce type de modèles et cette échelle d'étude est justifiée et validée dans d'autres études (on notera par exemple HENON et al, 2011 [7], dans un contexte toutefois différent).

- rendre possible le calcul des températures intérieures et des puissances d'appel, à l'échelle du bâtiment comme à celle du parc, pour toute situation et tout instant choisis.

Si on considère i l'indice de la zone thermique courante et les indices j ceux des zones voisines, les bilans thermiques aux 3 nœuds de la zone thermique i s'écrivent (DUMBLIAUSKAITE, 2011, [8]) :

- **Nœud_{i,1}**

$$(\rho c_{p,air} V)_{i,1} \frac{dT_{i,1}}{dt} = - \left(\sum Sh_{int} \right) (T_{i,1} - T_{i,2}) - \left[(\rho c_p)_{air} \dot{V} + \sum_{fenetres} SU + \sum \psi L \right] (T_{i,1} - T_{ext}) + P_{chauff,i} - P_{clim,i} + f \cdot (A_{sol,i} + A_{int,i})$$

- **Nœud_{i,2}**

$$\sum_{parois} (C_{int} S)_i \frac{dT_{i,2}}{dt} = - \sum Sh_{int} (T_{i,2} - T_{i,1}) - \sum_j SU_{paroi,j} (T_{i,2} - T_{j,2}) - \sum SU_{paroi,ext} (T_{i,2} - T_{i,3}) + (1 - f) \cdot (A_{sol,i} + A_{int,i})$$

- **Nœud_{i,3}**

$$\sum_{parois} (C_{ext} S)_i \frac{dT_{i,3}}{dt} = - \sum Sh_{ext,eq} (T_{i,3} - T_{ext}) - \sum SU_{paroi,ext} (T_{i,3} - T_{i,2}) - S_{plancherext} U_{sol} (T_{i,3} - T_{sol}) + \left(\sum \alpha S_{ext} \phi_{inc} \right)_i$$

A partir des équations écrites précédemment, il est possible de générer les matrices A et B, qui sont telles que pour N zones thermiques :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{12} \\ T_{13} \\ \dots \\ T_{N1} \\ T_{N2} \\ T_{N3} \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{12} \\ T_{13} \\ \dots \\ T_{N1} \\ T_{N2} \\ T_{N3} \end{bmatrix} + B \begin{bmatrix} P_{chauff,1} - P_{clim,1} + f \cdot (A_{sol,1} + A_{int,1}) \\ (1 - f) \cdot (A_{sol,1} + A_{int,1}) \\ (\sum \alpha S_{ext} \phi_{inc})_1 \\ \dots \\ P_{chauff,N} - P_{clim,N} + f \cdot (A_{sol,N} + A_{int,N}) \\ (1 - f) \cdot (A_{sol,N} + A_{int,N}) \\ (\sum \alpha S_{ext} \phi_{inc})_N \\ T_{ext} \\ T_{sol} \end{bmatrix} \Leftrightarrow \frac{d}{dt} T = AT + BU$$

Le vecteur T est de longueur 3N tandis que le vecteur U est de longueur 3N+2.

Les équations (différentielles linéaires du premier degré) sont résolues selon la méthode des différences finies par un schéma centré (ou de Crank-Nicholson). Celui-ci, a priori plus coûteux en temps de calcul, est également plus précis et plus stable que les schémas explicites ou implicites. Le schéma centré est ici retenu car dans notre cas le faible nombre de nœud garantit la rapidité de calcul.

3. Cas d'application

Le modèle développé a déjà été partiellement validé par comparaison avec d'autres modèles sur des cas-tests. Il est actuellement en phase de validation par comparaison à des résultats issus de l'expérimentation. Cette section présente quelques exemples de résultats obtenus sur un cas théorique de rénovation énergétique d'un ensemble de 6 bâtiments présentant des modes de construction similaires, mais de taille, forme, orientation, occupation et usages divers, tels qu'on peut en trouver sur le campus Talence-Pessac-Gradignan. Deux classes de bâtiments apparaissent ici, administratif et résidentiel ; ces classes proviennent de la typologie décrite dans le modèle.

Deux séries de simulations sont réalisées, une pour l'état existant, l'autre pour la rénovation. Elles sont réalisées sur une période d'une année, avec un pas temps d'une heure. Le temps de calcul apparaît comme très raisonnable (moins de 5 secondes par bâtiment pour une configuration PC moyenne : double-core 2.53 GHz, 4.00 Go de RAM).

Bâtiment	1		2		3		4		5		6	
Etat (existant=E, rénové=R)	E	R	E	R	E	R	E	R	E	R	E	R
Besoin annuel (kWh/m²)	47	12	138	19	44	9.4	119	21	50	11	49	13
Puissance max (kW)	842	745	676	522	1990	1710	473	363	1030	890	1200	1060
Ubat (W/K.m²env)	0.80	0.54	0.78	0.53	0.85	0.68	0.51	0.29	0.78	0.62	0.85	0.68

Table 1. Exemple de résultats pour le parc de 6 bâtiments simulés pour une année météorologique de référence à Bordeaux

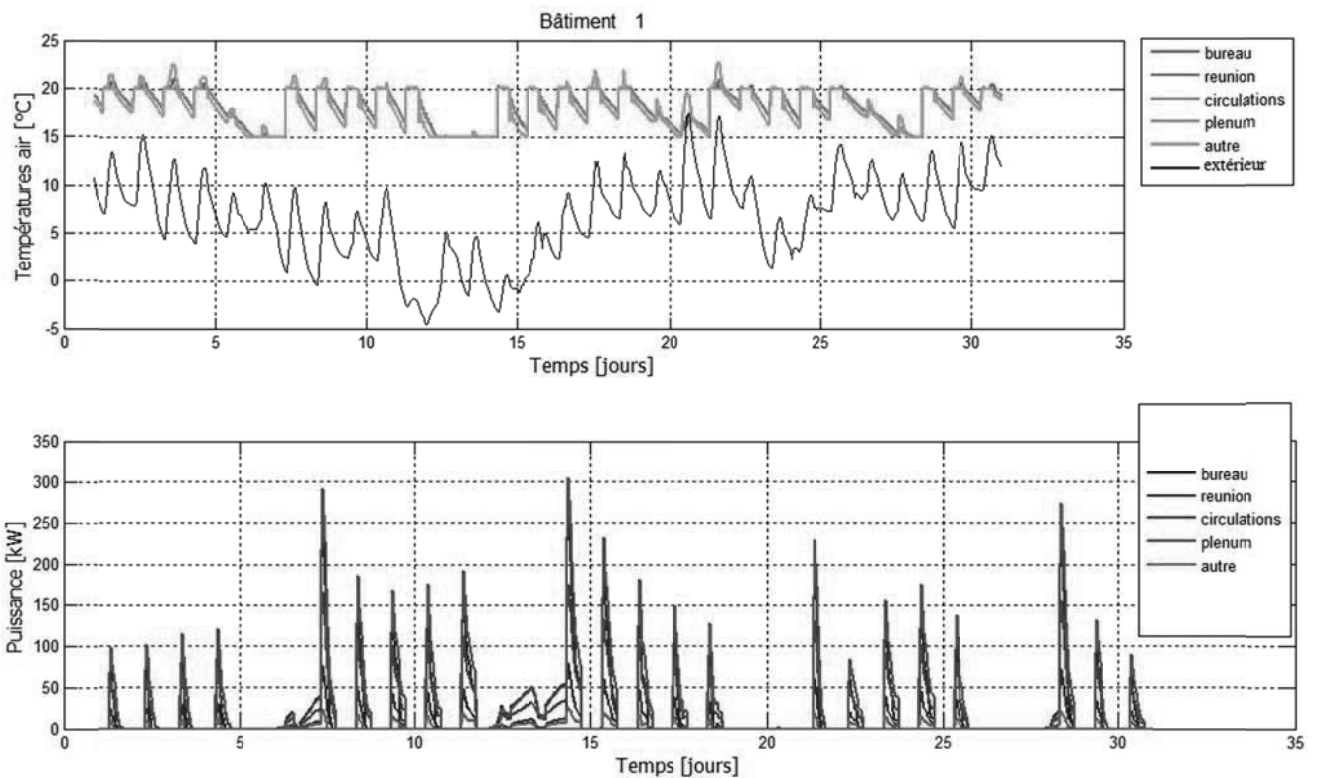


Figure 2 : Evolution des températures intérieures et des appels de puissance de chauffage, pendant un mois de janvier de référence, pour les zones thermiques du bâtiment 1 existant.

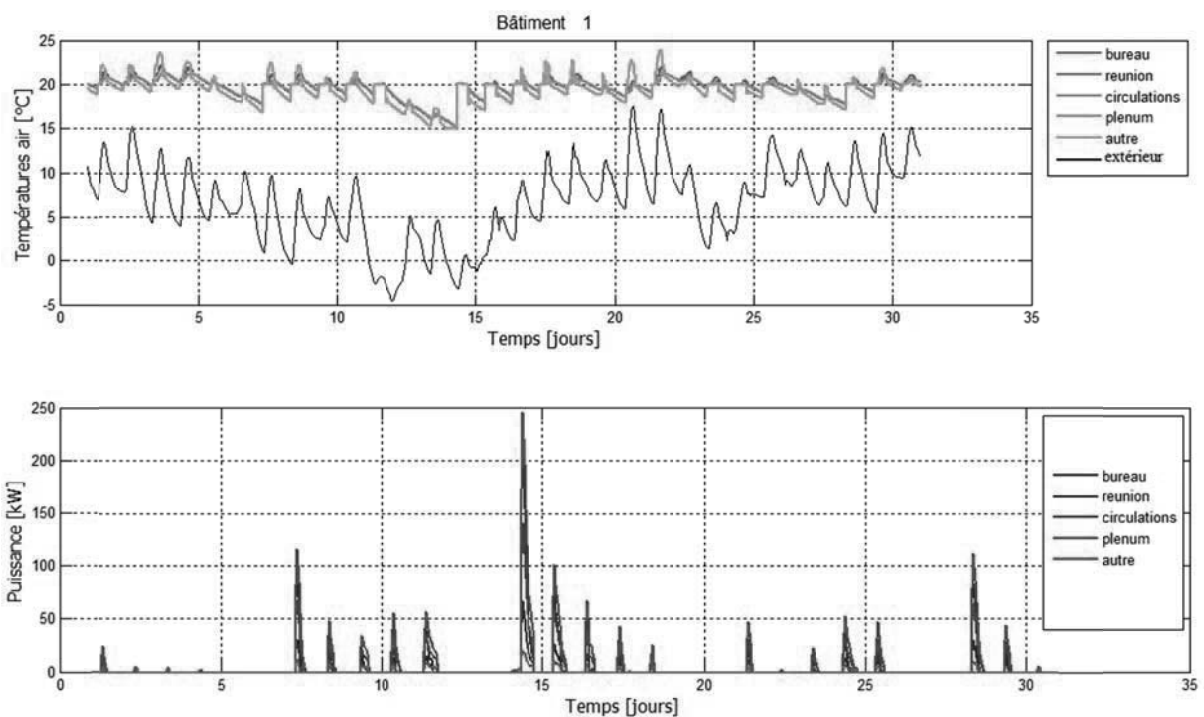


Figure 3 : Evolution des températures intérieures et des puissances de chauffage appelées, pendant un mois de janvier de référence, pour les zones thermiques du bâtiment 1 rénové.

Le tableau 1 et les figures 2 et 3 donnent un aperçu des résultats quantitatifs et qualitatifs qu'il est possible d'obtenir pour le parc de bâtiments étudiés. Ils permettent notamment d'apprécier

l'amélioration des performances énergétiques globales et dynamiques obtenues après la prise en compte d'un scénario de rénovation.

4. Perspectives

Les prochaines étapes de développement du modèle, outre celles concernant les compléments de validation (validation par la méthode BESTSET), consisteront à interpréter en termes économiques et environnementaux les indicateurs de performance énergétique. Il sera également question d'implémenter une méthode d'amélioration des scénarios de rénovation proposés.

5. Références

- [1] PEUPORTIER B., BLANC-SOMMEREUX I., 1994. COMFIE, passive solar design tool for multizone buildings: Manuel des utilisateurs, Version 3.3, Centre d'énergétique, Ecole des Mines de Paris (in French).
- [2] LBNL, Energy Plus Manual, Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory, 2007.
- [3] CASSIN, I., 2007, Le PLU, 3e édition, Le Moniteur Editions.
- [4] CERTIVEA (CSTB) et Association HQE®, Référentiel pour la qualité environnementale des bâtiments, 2008. Disponible sur <http://www.certivea.fr/docs.php?certif=HQE>
- [5] GONZALO, R., HABERMANN, K.J., 2006, Architecture et Efficacité Energétique : Principes De Conception Et De Construction, Ed. Birkhauser
- [6] BOUYER J, INARD C, MUSY M (2011) Microclimatic coupling as a solution to improve building energy simulation in an urban context. *Energy and Buildings* 43:1549-1559.
- [7] HENON A, MESTAYER PG, GROLEAU D, VOOGT J (2011) High resolution thermo-radiative modeling of an urban fragment in Marseilles city center during the UBL-ESCOMPTE campaign, *Building and Environment* 46:1747-1764.
- [8] DUMBLIAUSKAITE Monika, 2011. Simulation thermique dynamique d'un bâtiment. Communication professionnelle interne.

Cinétiques de cristallisation non-isothermes et fusion de polymères de type polytétrahydrofuranes (pTHF)

Damien WLODARCZYK¹, Youssef ZERAOULI², Tarik KOUSKSOU², Kamal EL OMARI², Stéphanie REYNAUD¹, Bruno GRASSL¹, Conchita PENALOSA³, Belén ZALBA³, Yves LE GUER^{2,*}

¹IPREM – Equipe de Physique et Chimie des Polymères - UMR CNRS 5254 - Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Technopôle HélioParc, Av. du Président Angot, 64053 Pau Cedex, France.

²Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Electrique (SIAME – Fédération CNRS IPRA), Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA) - IUT des Pays de l'Adour – Département GTE - Av. de l'Université, 64000 Pau, France.

³Aragón Institute for Engineering Research (I3A), Thermal Engineering and Energy Systems Group (GITSE), University of Zaragoza, Torres Quevedo Building, C/Maria de Luna 3, 50018 Zaragoza, Spain.

*(auteur correspondant : yves.leguer@univ-pau.fr)

Mots Clés : Changement de phase, stockage latent, calorimétrie, polymères semi-cristallins.

Résumé – Les propriétés thermocinétiques de polymères semi-cristallins de type polytétrahydrofurane (pTHF) de différentes masses moléculaires ont été étudiées afin d'envisager leur possibilité d'utilisation comme matériau à changement de phase (MCP) pour des applications de stockage de l'énergie thermique. L'évaluation des masses molaires des deux pTHF et leur distribution a été réalisée par chromatographie d'exclusion stérique. Les cinétiques de fusion et de cristallisation des polymères ont été étudiées par calorimétrie différentielle à balayage. Les températures de transition, les chaleurs latentes de changement d'état, les capacités thermiques massiques des phases liquides et solides ont été déterminées. Un degré de surfusion (retard à la cristallisation) assez important a pu être mis en évidence. Des éléments de réponses quant à l'utilisation de ces polymères en tant que MCP sont esquissés.

1. Introduction

Le travail présenté concerne l'étude de la possibilité d'utilisation de polymères semi-cristallins, de type polytétrahydrofuranes (pTHF), de différentes masses moléculaires comme matériau à changement de phase (MCP) pour des applications de stockage de l'énergie thermique [1]. Ces MCP polymères font partie de la grande classe des MCP organiques au même titre que les paraffines et les acides gras [2]. L'intérêt pour l'utilisation des polymères et des pTHF en particulier provient du fait que la température de changement de phase des polymères peut être ajustée en fonction de la longueur des chaînes moléculaires [3] et aussi en raison de la possibilité de produire les pTHF à partir de ressources renouvelables comme la bagasse de canne à sucre par exemple. Ces polymères pourraient donc constituer des substituts aux dérivés pétroliers utilisés actuellement comme MCP.

Maintenant il est nécessaire de vérifier que ces polymères ont des propriétés thermocinétiques suffisamment intéressantes pour être utilisés en tant que MCP (c'est à dire une chaleur latente de changement d'état assez élevée et un faible degré de surfusion). C'est ce que nous avons entrepris en étudiant plus particulièrement, à partir de mesures calorimétriques, les chaleurs latentes de changement d'état, les cinétiques de fusion et de cristallisation ainsi que l'importance du phénomène de surfusion. Les capacités calorifiques massiques sont également déterminées pour les phases liquides et solides des deux pTHF choisis. Au préalable, des mesures de chromatographie d'exclusion stérique (SEC) sont réalisées pour évaluer les masses molaires des deux pTHF (qui traduisent la longueur des chaînes) et l'hétérogénéité des distributions obtenues.

2. Méthodes expérimentales

2.1 Produits

L'homopolymère pTHF est constitué d'une chaîne plus ou moins longue du même monomère, le THF (tétrahydrofurane). Ici, deux polymères pTHF de qualité industrielle, le pTHF650 et le pTHF1000 fournis par BASF ont été choisis en fonction de leur température de fusion, convenables pour des applications de stockage de l'énergie dans l'habitat.

2.2 Chromatographie d'exclusion stérique (SEC)

Les pTHF de qualité industrielle ont d'abord été caractérisés par chromatographie d'exclusion stérique (SEC) en phase liquide [4] pour déterminer leur masse molaire moyenne en nombre M_n , mais aussi pour connaître l'indice de polymolécularité I_p qui traduit l'hétérogénéité des masses molaires, puisqu'il représente la largeur de la distribution. Si cet indice est égal à 1, toutes les chaînes polymériques ont la même longueur. Cette méthode d'analyse permet de séparer et d'identifier des macromolécules en fonction de leur volume hydrodynamique. Chaque pTHF étudié est dilué dans un solvant approprié avant d'être injecté dans la colonne de chromatographie qui contient un gel présentant une structure poreuse. En fonction de leur volume lié à leur masse molaire, les macromolécules mettront plus ou moins de temps à traverser la colonne. A chaque instant, en sortie de colonne, un réfractomètre différentiel permet de mesurer la quantité de molécules qui sortent.

2.3 Calorimétrie différentielle à balayage (DSC)

Un calorimètre différentiel à balayage DSC Q100 de marque TA Instruments a été utilisé pour étudier les cinétiques de cristallisation et le comportement lors de la fusion des différents pTHF. Dans des capsules en aluminium serties, des échantillons de masses comprises entre 5 et 10 mg ont été encapsulés pour analyse par DSC. Des cycles de refroidissement et de chauffage ont été appliqués aux échantillons pour différentes vitesses de balayage en température β (en °C/min). Les masses des échantillons sont suffisamment petites pour que l'on puisse considérer une température uniforme au sein de ces derniers lors des phases de chauffage ou de refroidissement. Cette hypothèse rend possible l'utilisation d'une méthode simple qui permet l'évaluation des capacités thermiques massiques pour les phases liquide et solide des pTHF étudiés [5, 6].

3. Résultats et discussion

3.1 Résultats de chromatographie

Chacun des deux produits est constitué d'une multitude de chaînes polymériques de longueurs différentes. Ils ont donc chacun une distribution de tailles de chaînes donnée, centrée autour d'une certaine valeur de masse moléculaire. Les masses moléculaires respectives annoncées des deux pTHF sont égales à 650 et 1000 g/mol. La Figure 1 présente les chromatogrammes des pTHF650 et pTHF1000. Les distributions en masse sont en forme de « cloche » avec une traînée vers les petites masses molaires. Les pics observés vers les petites masses molaires sont caractéristiques de la présence d'oligomères (polymères de petites tailles, c'est-à-dire présentant un faible degré de polymérisation).

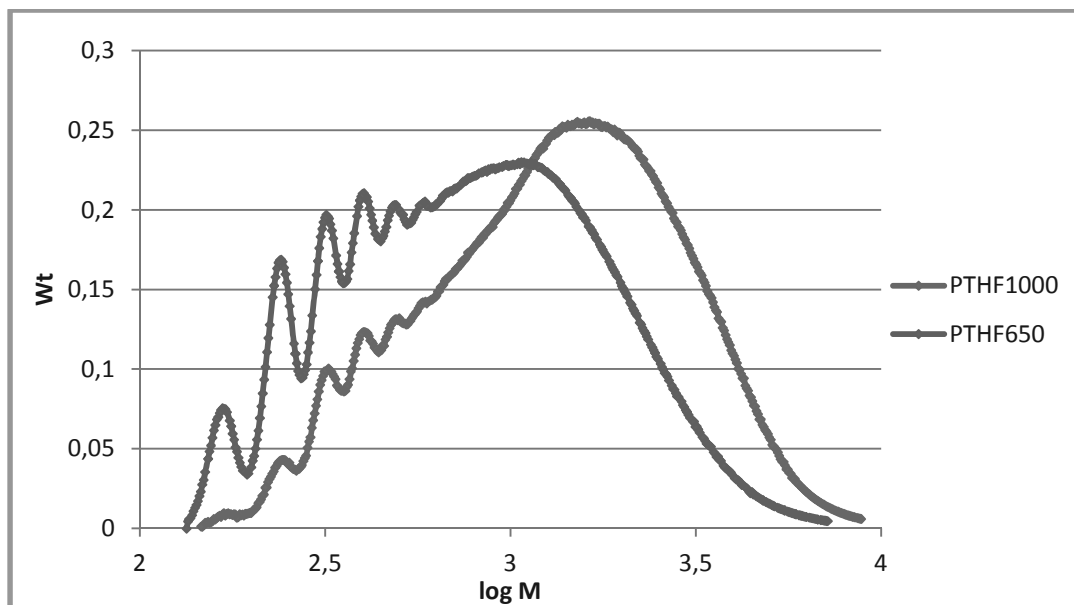


Figure 1 : Chromatogrammes des pTHF650 et pTHF1000. En abscisse on trouve le logarithme de la masse molaire en nombre M_n et en ordonnées le titre massique W_t .

L'exploitation des résultats de chromatographie (cf. Figure 1 et Tableau 1) permet d'obtenir les masses molaires moyenne en nombre M_n et en masse M_w ainsi que l'indice de polymolécularité I_p des pTHP.

Produit	M_n (g/mol)	M_w (g/mol)	$I_p = M_w/M_n$
pTHF650	590	1083	1.835
pTHF1000	941	1686	1.792

Tableau 1 : Masses molaires moyenne en nombre M_n , en masse M_w et indice de polymolécularité I_p obtenus par chromatographie d'exclusion stérique.

Les chromatogrammes de la Figure 1 ainsi que les résultats du Tableau 1 nous permettent de confirmer que ces pTHF sont des produits industriels qui n'ont pas subis d'étape de séparation entre les oligomères et les macromolécules. La désignation industrielle (650 ou 1000) est plus proche de la valeur trouvée pour la masse molaire moyenne en nombre M_n que de la valeur en masse M_w . Les fortes valeurs des indices de polymolécularité traduisent des distributions en masse étalées qui correspondent à la présence de chaînes macromoléculaires de longueurs différentes dans le matériau.

3.1 Résultats d'analyse thermique différentielle (DSC)

Les phénomènes de fusion et de cristallisation des deux pTHF ont été étudiés pour différentes vitesses (de réchauffement et de refroidissement) allant de 10 à 0,3 °C/min. Un exemple typique des cinétiques de fusion et de cristallisation observées est illustré par les thermogrammes de la Figure 2. D'une manière générale, on peut relever que : le pTHF650 présente des températures de fusion et de cristallisation plus basses que celles du pTHF1000, que les chaleurs latentes du pTHF1000 sont plus importantes que celle du pTHF650 et que les deux présentent un phénomène de surfusion (retard à la cristallisation).

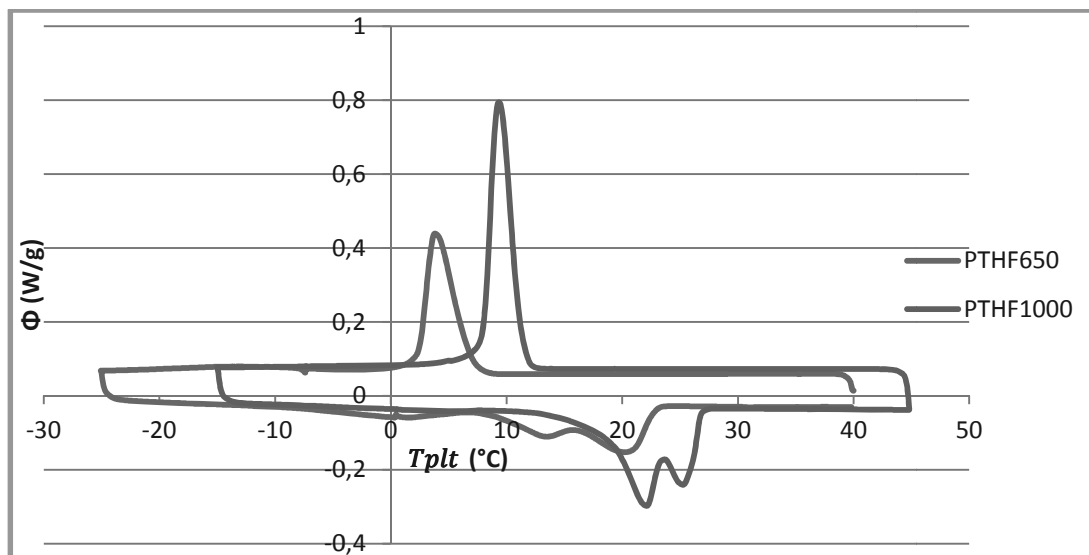


Figure 2 : Thermogrammes obtenus pour le pTHF650 (de -25 à 40°C) et le pTHF1000 (de -15 à 45°C) pour une vitesse de refroidissement ou de réchauffement égale à 1 °C/min.

La Figure 3 montre les thermogrammes obtenus pour le pTHF1000 pour des cycles de refroidissement et de réchauffement exécutés à différentes vitesses comprises entre 10 et 0,5 °C/min (les pics ayant des amplitudes les plus importantes correspondent aux plus fortes vitesses). Lors des balayages en température, nous nous assurons de bien revenir aux états liquides et solides du matériau, c’est à partir de ces états d’équilibre que les capacités thermiques massiques pourront être évaluées.

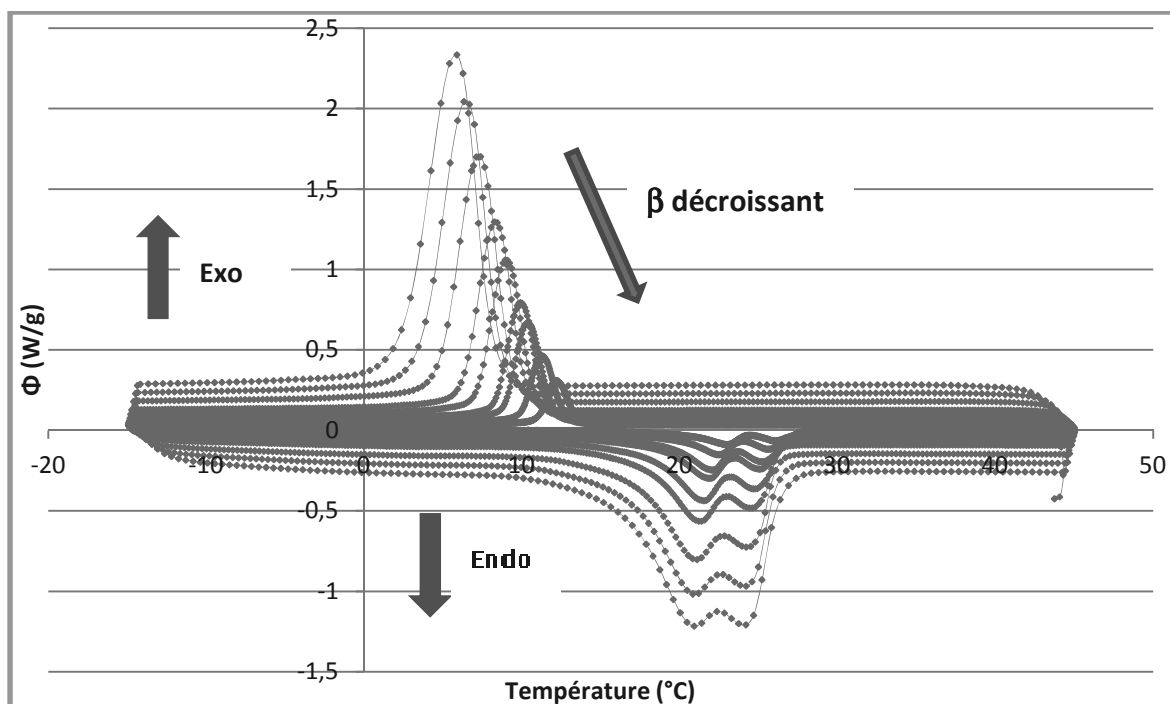


Figure 3 : Thermogrammes obtenus pour le pTHF1000 pour plusieurs vitesses de balayage en température ($\beta = 5; 4; 3; 2; 1,5; 1; 0,8; 0,5^\circ\text{C}/\text{min}$) entre -15 et 45°C.

Le domaine de fusion observé est très étalé. Il est dû à la polymolécularité en structure et en composition des pTHF. Les thermogrammes présentent une courbe sur laquelle deux pics apparaissent de façon plus ou moins marquée en fonction de la vitesse de réchauffement. Ce

phénomène est caractéristique d'un processus de recristallisation avec formation d'une phase cristalline métastable lors de la fusion. Le second pic endothermique qui apparaît lors du réchauffement correspond à la fusion de cristaux qui se sont formés à la température du premier pic de fusion [7].

Les températures de fusion et de cristallisation des deux pTHF ainsi que leur enthalpie de fusion ont été consignées dans le Tableau 2.

β	pTHF650			pTHF1000		
	T_{fusion}	$T_{\text{cristallisation}}$	ΔH_{fusion}	T_{fusion}	$T_{\text{cristallisation}}$	ΔH_{fusion}
10 °C/min	10,77 °C	-0,25 °C	64,29 J/g	15,32 °C	6,17 °C	89,34 J/g
8 °C/min	11,20 °C	0,67 °C	62,49 J/g	15,55 °C	6,85 °C	90,13 J/g
5 °C/min	11,93 °C	2,41 °C	60,66 J/g	16,12 °C	8,15 °C	90,13 J/g
4 °C/min	12,24 °C	3,22 °C	60,11 J/g	16,47 °C	8,70 °C	90,13 J/g
3 °C/min	12,68 °C	4,07 °C	58,14 J/g	16,86 °C	9,36 °C	89,22 J/g
2 °C/min	13,24 °C	5,16 °C	57,10 J/g	17,44 °C	10,23 °C	89,31 J/g
1,5 °C/min	13,65 °C	5,93 °C	56,28 J/g	17,92 °C	10,78 °C	88,32 J/g
1 °C/min	14,00 °C	7,00 °C	55,14 J/g	18,42 °C	11,53 °C	89,39 J/g
0,8 °C/min	14,06 °C	7,59 °C	55,72 J/g	18,89 °C	11,92 °C	89,32 J/g
0,5 °C/min	14,75 °C	8,80 °C	53,52 J/g	19,40 °C	12,70 °C	89,99 J/g
0,3 °C/min	15,31 °C	9,87 °C	45,26 J/g	20,02 °C	13,53 °C	88,97 J/g

Tableau 2 : Résultats de l'analyse calorimétrique pour les pTHF650 et pTHF1000 pour différentes vitesses de refroidissement ou de réchauffement.

La Figure 4 donne les évolutions des températures de fusion et de cristallisation en fonction de β (la vitesse de refroidissement ou de réchauffement). Celles-ci ne sont pas linéaires, nous observons que les températures de fusion et de cristallisation sont d'autant plus élevées que la vitesse de refroidissement est petite.

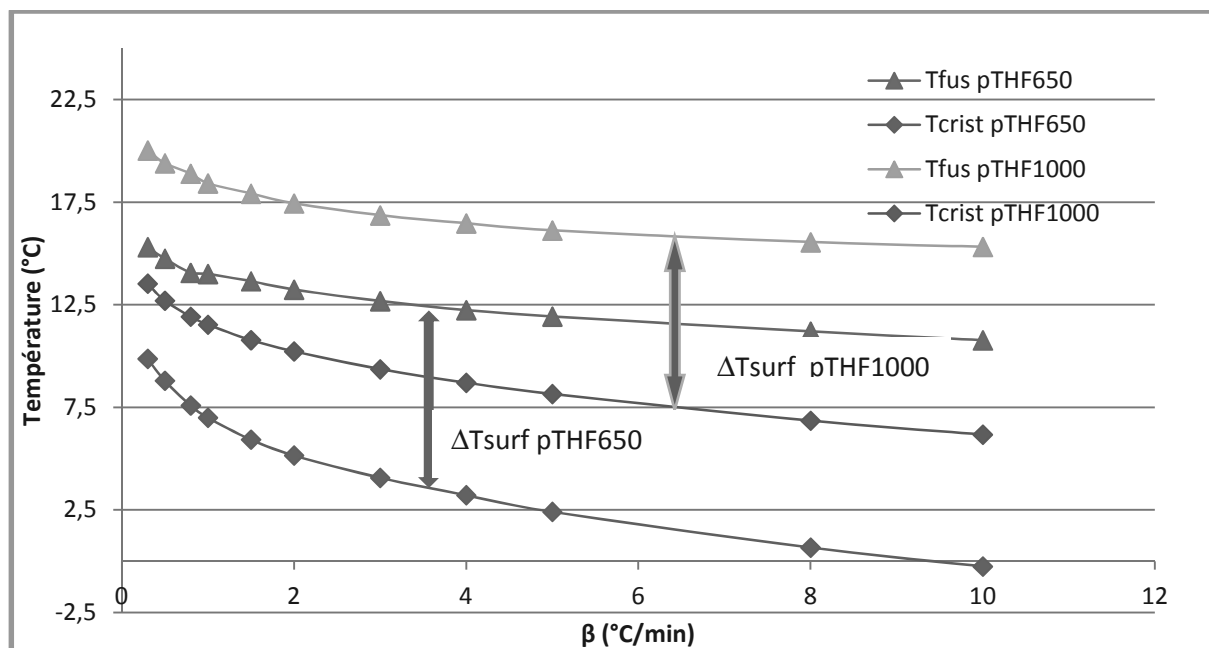


Figure 4 : Evolution des températures de fusion et de cristallisation des pTHF650 et pTHF1000 pour différentes valeurs de β .

Nous constatons également l'existence d'un degré de surfusion relativement grand, et d'autant plus important que les vitesses de balayage en température sont élevées (environ 10 °C pour

$\beta = 10 \text{ }^\circ\text{C/min}$). Ce degré de surfusion devient plus petit à mesure que β diminue (environ 5 à $7 \text{ }^\circ\text{C}$ pour $\beta = 0,3 \text{ }^\circ\text{C/min}$). Les capacités thermiques massiques des deux pTHF ont été évaluées pour les phases liquide et solide selon la méthode décrite par Kousksou et al. [5, 6] en considérant différentes vitesses de balayage en température β . Ces valeurs sont comparables à celles obtenues pour les alcanes utilisés comme MCP dans les mêmes gammes de température [5].

	$C_{p_{sol}} [\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$	$C_{p_{liq}} [\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$
pTHF650	2710 (à -20°C)	1890 (à 30°C)
pTHF1000	3310 (à -10°C)	2390 (à 40°C)

Tableau 3 : Capacités thermiques massiques $C_{p_{liquide}}$ et $C_{p_{solide}}$ calculées pour les pTHF650 et pTHF1000.

4. Conclusion

Nous avons caractérisé les propriétés thermocinétiques de deux polymères semi-cristallins (les pTHF650 et pTHF1000) dont les températures de fusion et de cristallisation se trouvent être dans une plage intéressante pour le stockage de l'énergie thermique dans le domaine de l'habitat. Nous avons montré que les températures de fusion et de cristallisation des pTHF sont dépendantes de la cinétique de chauffe ou de refroidissement imposée au matériau polymère, plus celles-ci sont rapides, plus les températures de changement de phase sont basses et plus le degré de surfusion est important (jusqu'à $10 \text{ }^\circ\text{C}$). Ce degré de surfusion descend à environ $5 \text{ }^\circ\text{C}$ pour une vitesse de balayage en température égale à $0,3 \text{ }^\circ\text{C/min}$, ce qui correspond encore à une vitesse très rapide par rapport aux fluctuations de températures journalières que l'on peut classiquement observer. Les chaleurs latentes de changement de phase ne sont pas très élevées (pour le pTHF1000, de l'ordre de $1/3$ de la valeur de celle de l'hexadécane par exemple [5]). Cet inconvénient peut être compensé par une utilisation d'une quantité plus importante de pTHF (sous réserve d'un coût acceptable). Des travaux supplémentaires sont entrepris pour évaluer le taux de transformation (la fraction de volume cristallisée) qui dépend de la vitesse de refroidissement du polymère.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'un programme de collaboration transfrontalière Aquitaine-Aragon financé par la Région Aquitaine.

Références

- [1] K. EL OMARI, Y. LE GUER, T. KOUSKSOU, Y. ZERAOULI, J. MAZO, P. DOLADO. Modélisation du comportement thermique d'un mur à inclusions de MCP. *Congrès Français de Thermique*. Bordeaux - 29 mai au 1^{er} juin 2012 (ce volume).
- [2] B. ZALBA, J.M. MARIN, L.F. CABEZA, H. MEHLING. Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications. *Appl. Therm. Eng.* 23(3), 251-283, 2003.
- [3] L. MANDELKERN. Crystallization of polymers (2nd Ed). Cambridge University Press, 2004.
- [4] P. PRADYOT. Dean's Analytical Chemistry Handbook (2nd Ed.). McGraw-Hill, 2004.
- [5] T. KOUSKSOU, A. JAMIL, Y. ZERAOULI. Nouvelle technique pour la détermination des capacités thermiques massiques par calorimétrie à balayage. *Congrès Français de Thermique*. Vannes – 26-29 mai 2009.
- [6] T. KOUSKSOU, A. JAMIL, Y. ZERAOULI. Use of multiple heating rates DSC to determine the specific heat capacity. *High Temp. - High Press.* 39(2), 165-179, 2010.
- [7] M. TSHUCHIYA, T. KOJIMA. The double endothermic phenomenon of polytetrahydrofurans in the melting temperature region. *J. of Therm. Anal. and Cal.*, 80 159-162, 2005.

Impact des propriétés radiatives de revêtements de toiture sur la consommation énergétique d'un bâtiment industriel

Lilian CLERJAUD^{1,2}, Abdelkrim TRABELSI³, Emmanuel BOZONNET¹, Patrick SALAGNAC^{1*}, Rafik BELARBI¹, Rémi PERRIN²

¹ LaSIE, Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau - 17042 La Rochelle Cedex 1

² SOPREMA, 14 rue de Saint-Nazaire, 67025 Strasbourg Cedex 01

³ CETHIL, 9 rue de la physique, INSA de Lyon, 69261 Villeurbanne Cedex

* patrick.salagnac@univ-lr.fr

Résumé - L'étude présentée dans cet article traite des effets des caractéristiques thermo-optiques et des ouvrants du composant toiture d'un bâtiment industriel ou commercial. Elle s'intéresse plus particulièrement à l'impact sur la performance énergétique de bâtiment industriel. Dans une première partie expérimentale, nous analysons les effets induits par des matériaux à haute réflectivité solaire (dits 'cool roof') sur la température de surface. Dans la deuxième partie, un modèle numérique nous permet d'analyser l'impact de ces propriétés radiatives et des autres paramètres sur un bâtiment de référence. L'analyse multicritères réalisée à partir d'un code de simulation dynamique montre l'intérêt de ce type de solution pour des objectifs de confort thermique d'été, de réduction de la demande énergétique et des besoins d'éclairage naturel.

Nomenclature

T	température, K	GLO	grandes longueurs d'onde
<i>Symboles grecs</i>		i, j	indice de matériau
ε	émissivité	max	maximum
φ	densité de flux, $W.m^{-2}$	moy	moyenne
ρ	réflectivité	op	opérative
<i>Indices et exposants</i>		$réf$	référence
CLO	courtes longueurs d'onde	s	surface
		sol	solaire

1. Introduction

En France, le secteur du bâtiment est aujourd'hui le plus gros consommateur d'énergie (70 millions de tep), représentant 43% de l'énergie totale consommée. Dans ce contexte, la directive 2010/31/UE demande qu'au 31 décembre 2020, tous les nouveaux bâtiments soient à consommation d'énergie *quasi nulle* et de renforcer par ailleurs la réhabilitation thermique visant une réduction par quatre de la demande énergétique totale du secteur en 2050. Ce changement de paradigme demande des efforts de recherche décuplés, que ce soit dans le secteur des matériaux, des composants, des enveloppes, des systèmes ou de la maîtrise des ambiances intérieures.

Dans l'étude présente, nous nous intéressons aux bâtiments industriels dont les surfaces de toiture sont importantes, avec de grands volumes chauffés et climatisés. Du fait de l'importance de la surface de toiture dans les composants d'enveloppe et de la typologie de bâtiment retenue, une partie de la solution peut être traitée en modifiant les propriétés radiatives afin de minimiser la consommation énergétique des bâtiments et, de réduire les charges anthropiques sur l'environnement proche (microclimat urbain) et l'inconfort d'été. En effet, l'augmentation de l'albédo permet de diminuer les températures de surface du bâtiment en période d'été lorsque les consommations de climatisation sont

maximales. Sous certaines conditions détaillées plus loin, cet abaissement de température restreint les échanges convectifs entre les bâtiments et la canopée urbaine, diminue les besoins en rafraîchissement et limite l'inconfort d'été ([1], [2]).

Une étude expérimentale de différents revêtements de toitures est donc tout d'abord menée, avec une classification de leur niveau de performance liée aux températures de surface. Une étude paramétrique numérique plus complète est présentée dans une seconde partie sur un bâtiment type en analysant les variations de ces températures, le confort intérieur et la demande énergétique liée à la climatisation, et enfin la performance liée à l'éclairage artificiel et naturel.

2. Propriétés radiatives de toiture et performances énergétiques liées aux températures de surface observées

2.1. Technique des « cool roofs » pour la performance énergétique d'été

Les techniques de revêtements « cool roof » ont été développées pour la performance énergétique des bâtiments, mais également pour limiter le phénomène d'îlot de chaleur urbain (ICU). Les ICU se caractérisent dans les zones urbaines denses par des pics de températures par rapport aux zones rurales environnantes, avec des écarts mesurés pouvant atteindre 8 et 12°C [3]. Ce phénomène, lié à l'urbanisation, peut s'expliquer par la modification des échanges radiatifs et convectifs entre la zone et son environnement proche [4]. Cette augmentation de la température en zone urbaine n'est donc pas sans conséquence sur la consommation énergétique et le confort en été. Une étude de simulation s'appuyant sur des relevés météorologiques de la ville d'Athènes en Grèce a montré que ces températures élevées pouvaient tripler la demande électrique journalière du fait de l'augmentation de la puissance des installations de climatisation installées dans les quartiers résidentiels [5]. Une autre étude montre que l'ICU serait responsable à hauteur de 5 à 10% du pic de demande électrique dans les villes Nord-Américaines [6]. La modification des propriétés radiatives de toiture fait donc partie des solutions envisagées pour limiter l'ICU [7] et améliorer la performance énergétique des bâtiments.

Une toiture dite « cool roof » est donc un revêtement de toiture permettant de limiter l'absorption de l'éclairement solaire par un fort albédo ρ_{CLO} (ou réflectivité solaire) ; tout en émettant la chaleur accumulée vers la voûte céleste de par son émissivité thermique élevée ε_{GLO} (émissivité dans les grandes longueurs d'ondes). Ainsi, la température de surface de l'élément considéré est moins élevée que d'autres matériaux moins réfléchissants ou moins émissifs. Le flux net de grande longueur d'onde émis par la toiture vers la voûte céleste est particulièrement important par ciel clair. Cette température en surface de toiture reste donc basse, ce qui limite la quantité de chaleur transmise dans le bâtiment, et donc l'inconfort d'été ou la consommation de climatisation [8]. Bien qu'en conditions hivernales les apports solaires de toiture soient moins conséquents (faibles hauteurs solaires, couverture nuageuse, etc.), les gains sur la période d'été sont parfois contrebalancés par ces pertes supplémentaires pour les zones climatiques ayant recours au chauffage. La Figure 1 classe ces matériaux « cool » en fonction de ces deux propriétés radiatives parmi les matériaux les plus couramment utilisés en construction.

2.2. Observations des températures de surface de toiture pour différents matériaux de couverture

Les travaux d'études portent donc sur la caractérisation de cinq types de revêtements d'étanchéité fabriqués par l'entreprise SOPREMA : une membrane synthétique *FLAGON EP PR* blanche en polymère TPO et quatre revêtements bitumeux recouverts de différents composants (un classique en paillettes d'ardoises : *Sopralene Flam 180 AR*, aluminium gaufré : *Sopralast Alu*, films de polymère structurés différemment : *Soprasolin Star* et *Soprapstar*). Ces deux derniers matériaux ainsi que la membrane synthétique peuvent être qualifiés de revêtements « cool ». Les méthodes et les résultats des estimations d'albédo et d'émissivité ont été traités dans un précédent article [9]. Les résultats sont rappelés sur la Figure 1. Nous présenterons ici une étude comparative sur les mesures de températures de surface des différents échantillons obtenus sur la période de novembre 2010 à juillet 2011.

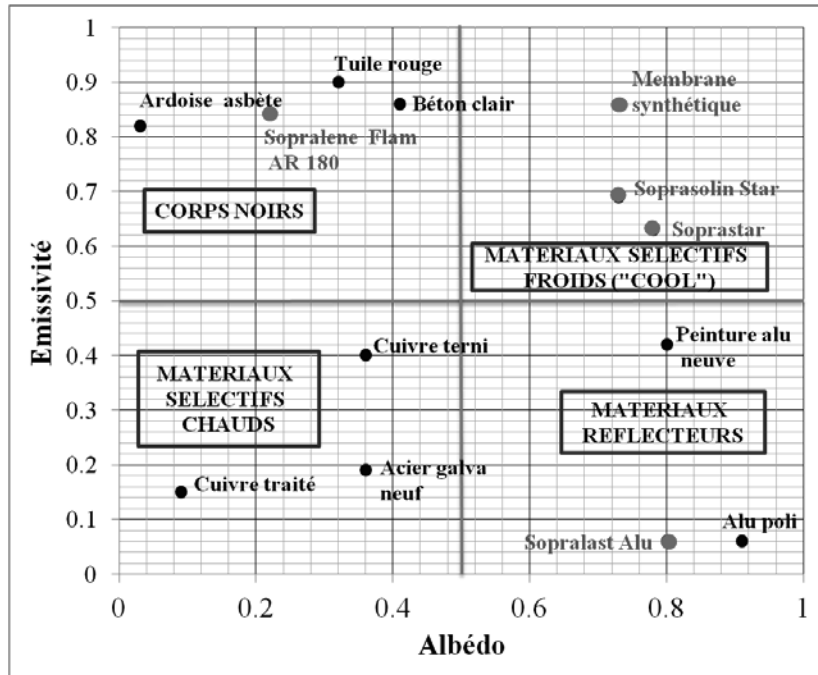


Figure 1 : Émissivités (GLO) et réflectivité (CLO) des différents revêtements étudiés.

Sur la Figure 2, les courbes d'évolution de l'écart de température entre $T_{s_{ref}}$, température de surface du revêtement classique servant de référence (*Sopralene Flam 180 AR*) et T_{s_i} , température de surface d'un des autres échantillons ont été retranscrites pour une journée ensoleillée de Juin 2011 (Figure 2a) et pour une journée d'hiver de Novembre 2010 (Figure 2b). Ces résultats expérimentaux montrent bien l'écart de température de surface qui peut exister entre des revêtements « cool » et un revêtement classique. Pour l'été, l'écart maximum se situe ici autour de 25°C pour un maximum de 14°C en hiver comme le confirme les valeurs du Tableau 1. Les écarts de températures des différents échantillons sont quasiment nuls la nuit. Nous avons donc considéré un indice de performance sur l'écart de température lié à l'ensoleillement φ_s et pour lequel nous prenons en référence le matériau dont le ratio $(T_{s_{ref}} - T_{s_i})/\varphi_{sol}$ est maximal, soit un classement relatif des différents échantillons selon l'indice $I_{\Delta T}$ défini par :

$$I_{\Delta T} = \frac{\left(\frac{T_{s_{ref}} - T_{s_i}}{\varphi_{sol}}\right)_{moy}}{A} \quad \text{avec} \quad A = \max \left(\left(\frac{T_{s_{ref}} - T_{s_j}}{\varphi_{sol}}\right)_{moy} \right) \quad (1)$$

Cet indice (Tableau 1) pour la membrane synthétique et les revêtements polymères *Soprasolin Star* et *Soprastar* présentent des caractéristiques d'un revêtement « cool » ($I_{\Delta T}$ proche de 100%). Les valeurs d'indicateur variant entre 50% et 23% pour le *Sopralast Alu* tendent à prouver que son comportement réel est plus proche d'un matériau classique que d'un matériau « cool » malgré sa forte réflectivité solaire. En effet, d'émissivité très faible (valeur de 0,06), ce matériau ne permet pas de favoriser les échanges radiatifs avec le ciel comme expliqué à la section 2.1.

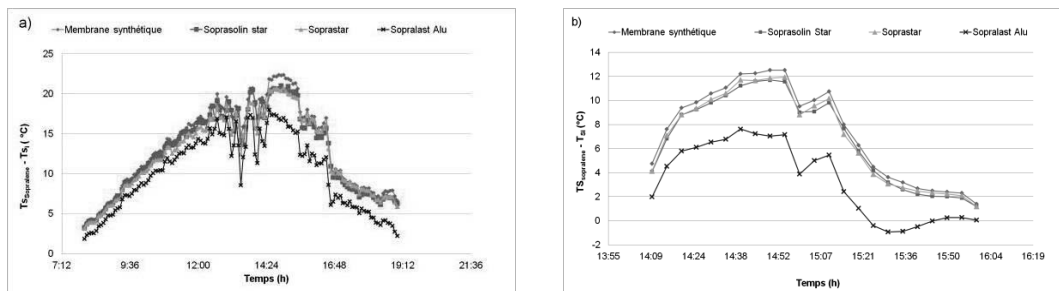


Figure 2 : Évolution de l'écart de température ($T_{s_{ref}} - T_{s_i}$) - a) été - b) hiver.

	Pour $\varphi_{sol} > 50 \text{ W/m}^2$	Membrane synthétique	Soprasolin Star (« cool »)	Soprastar (« cool »)	Sopralast Alu
Été	$\Delta T_{max} \text{ (K)}$	24,9	25,1	23,5	23,5
	$\Delta T_{moy} \text{ (K)}$	6,8	6,8	6,9	5,2
	$I_{\Delta T} \text{ (\%)} $	100	98,4	97,1	57,2
Hiver	$\Delta T_{max} \text{ (K)}$	14,2	14,6	13,7	10,4
	$\Delta T_{moy} \text{ (K)}$	3,3	2,7	3,1	0,8
	$I_{\Delta T} \text{ (\%)} $	100	81	95,5	23,8

Tableau 1 : Températures de surface et indices de performance de différents revêtements en été et en hiver.

3. Simulation thermique dynamique et étude paramétrique des transferts thermiques de toiture d’un bâtiment industriel

3.1. Typologie étudiée et modèle numérique

Pour quantifier l’effet de l’utilisation d’un revêtement « cool » en toiture, il convient de savoir le caractériser mais aussi de pouvoir évaluer son impact en termes de performance énergétique ou de confort d’été. Mis à part l’étude in situ sur un bâtiment instrumenté (en cours de réalisation), l’utilisation d’outil de simulation dynamique thermique est idéale pour mener une étude « multicritères ». A l’aide du logiciel TRNSYS©, une configuration de bâtiment de type industriel a été modélisée. Les caractéristiques de ce dernier ont été validées d’après un cahier des charges précis pour répondre aux besoins d’un fabricant de revêtements. Ce bâtiment est donc constitué d’une ossature métallique de forme parallélépipédique sur un seul niveau tel que représenté sur la Figure 3. Ces dimensions sont de $36 \times 36 \times 7 \text{ m}^3$. Il repose sur un dallage en béton armé disposé sur terre plein non isolé. L’épaisseur du dallage est de 160 mm. La toiture est munie de 16 lanterneaux de 1,4 m de côté qui permettent d’assurer l’apport d’éclairage naturel et le rafraîchissement nocturne par ventilation naturelle en été. L’ensemble de l’enveloppe est isolé de manière optimale (240 mm d’isolant en moyenne) avec une perméabilité à l’air de $0,5 \text{ m}^3/(\text{m}^2.\text{h})$. Les apports de chaleur par l’éclairage ont été estimés à 8 W.m^2 . Le chauffage de ce bâtiment est assuré par des convecteurs électriques. Ce dernier peut être climatisé.

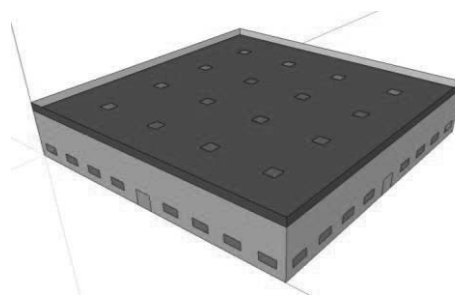


Figure 3 : Vue en perspective du bâtiment industriel.

Pour illustrer l’impact de différents climats locaux (froid ou chaud), les sites de Paris et de Marseille ont été sélectionnés. Pour ces deux sites, le Tableau 2 répertorie les différents scénarios testés pour montrer les effets sur la consommation énergétique et les températures (surfaces, opératives) de l’albédo (revêtement classique, $\rho_{clo} = 0,3$ et revêtement « cool », $\rho_{clo} = 0,8$), la prise en compte ou non de la climatisation, de la ventilation naturelle nocturne ou du contrôle de l’éclairage artificiel. Pour le site de Marseille, un scénario avec un revêtement de type intermédiaire ($\rho_{clo} = 0,5$) a été ajouté.

	Site	Albédo toiture	Climatisation	Ventilation nocturne	Contrôle de l'éclairage
Standard 1	Paris	0,3			
S1a		0,8			
S1b			x		
S1c				x	
S1d			x	x	x
Standard 2	Marseille	0,3			
S2a		0,8			
S2b			x		
S2c				X	
S2d			x	X	x
S2e		0,5			

Tableau 2 : Configurations étudiés.

3.2. Impact de l'albédo de toiture sur les températures opératives intérieures

En Figure 4, les températures de surface des scénarios standards et revêtements « cool » utilisés seuls ont été tracées. Il apparaît que l'utilisation de revêtement « cool » ou intermédiaire entraînent effectivement des abaissments maximum de températures de surface pouvant aller de 13°C (albédo de 0,5) à 33°C selon le Tableau 3. En écart moyen constaté, l'écart (6°C) est plus du double entre les régions de Paris et de Marseille. Ce constat corrobore donc l'utilité de tels matériaux principalement pour des climats chauds.

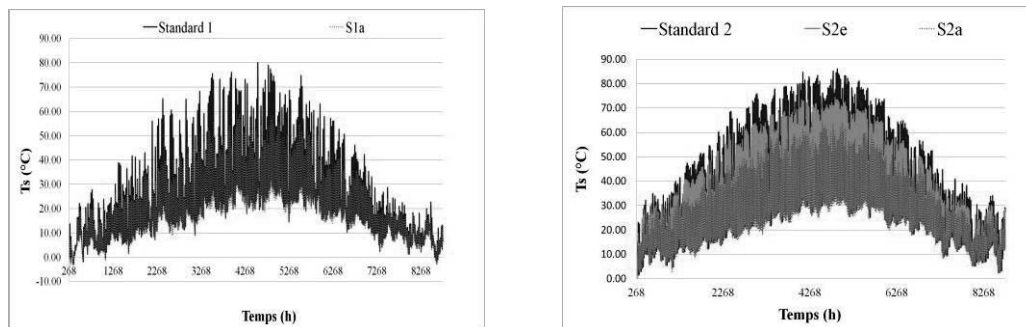


Figure 4 : Températures de surface de la toiture pour différents scénarios.

	$(\Delta T_s)_{max}$	$(\Delta T_s)_{moy}$	$(\Delta T_{op})_{max}$	$(\Delta T_{op})_{moy}$
S1 – S1a	32,5	3,1	2,2	1
S1 – S1b	32,6	3,2	10,5	2,9
S1 – S1C	32,8	3,2	21,7	5,7
S1 – S1d	32,8	3,2	22,1	7,2
S2 – S2a	33,3	6,3	3,7	2,1
S2 – S2b	33,5	6,4	17,8	5,9
S2 – S2c	33,6	6,5	22,5	7
S2 – S2 d	33,6	6,5	22,9	9,2
S2 – S2e	13	2,5	1,4	0,8

Tableau 3 : Écarts moyens et maximums constatés pour T_s et T_{op}

Sur la Figure 5 sont représentées, pour une journée type, les températures opératives avec ou sans système de climatisation ou de ventilation nocturne. Outre l'effet évident sur le confort intérieur d'un système actif de climatisation (avec des écarts maximum par rapport au cas de référence de l'ordre de 21°C), on note ici l'intérêt de la ventilation naturelle nocturne comme système de rafraîchissement passif. Concernant l'impact de l'albédo seul (cas S1a et S2a) en toiture on note des gains nets de

l'ordre de 2 à 4°C, ce qui contribue au rafraîchissement passif et à la limitation des pics de chaleurs, mais qui n'est pas déterminant dans ce cas de toiture fortement isolée.

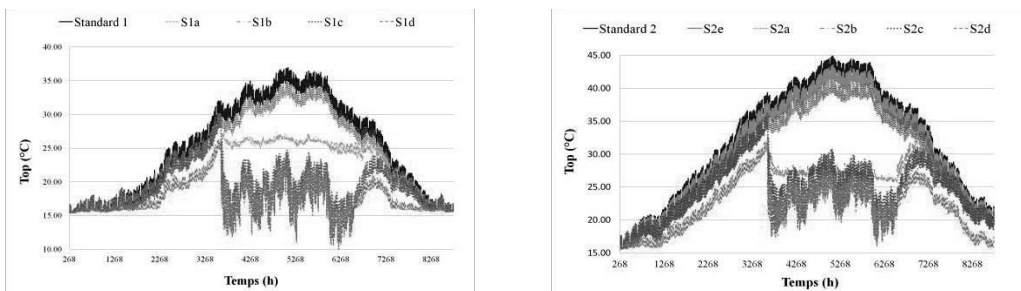


Figure 5 : Température opérative du bâtiment pour les différents scénarios.

3.3. Étude des conditions d'ambiance thermique d'été et d'hiver

3.3.1. Couplage de l'albédo avec la climatisation et/ou la ventilation naturelle nocturne

Dans le Tableau 4, les consommations exprimées en énergie primaire C_{EP} et le taux d'inconfort en été (correspondant au pourcentage d'heures ouvrés en été où la température opérative dépasse 28°C) ont été répertoriés pour l'ensemble des scénarios étudiés. Pour le cas d'une toiture fortement isolée, l'utilisation d'un revêtement « cool » n'a pas d'impact significatif sur la performance énergétique ou sur le taux d'inconfort en été. Par contre, l'utilisation de la ventilation nocturne en été serait à préconiser compte tenu de son impact bénéfique sur le taux d'inconfort visible sur la Figure 5. Pour un bâtiment situé en région parisienne, cette solution pourrait être envisagée en lieu en place d'un système de climatisation compte tenu de l'inutilisation de ce dernier dans le scénario S1d.

	CEP (kWh/m²/an)					Taux d'inconfort en été en %
	Chauffage	Climatisation	Eclairage	VMC	Total	
Standard 1	18.9	0.0	64.6	5.2	88.7	100.0
S1a	20.3	0.0	64.6	5.2	90.1	99.3
S1b	20.3	15.0	64.6	5.2	105.0	0.0
S1c	20.6	0.0	64.6	5.2	90.4	0.0
S1d	38.2	0.0	1.7	5.2	45.1	0.0
Standard 2	5.7	0.0	64.6	5.2	75.5	100.0
S2a	6.3	0.0	64.6	5.2	76.1	100.0
S2b	6.3	31.2	64.6	5.2	107.3	1.6
S2c	6.3	0.0	64.6	5.2	76.1	25.5
S2d	11.1	3.5	0.1	5.2	19.9	0.0
S2e	5.9	0.0	64.6	5.2	75.7	100.0

Tableau 4 : CEP et taux d'inconfort en été pour les différents cas étudiés.

3.3.2. Couplage albédo-isolation sur scénario S2 (Marseille)

Afin de quantifier les gains énergétiques et d'évaluer le confort estival pour une solution revêtement « cool », un ensemble de simulations (56 au total) ont été effectuées sur le cas type de Marseille en combinant des valeurs d'albédo (0,2 ; 0,3 ; 0,6 et 0,8), des épaisseurs d'isolation en toiture (4 ; 6 ; 8 ; 10 ; 15 ; 20 et 24,2 cm) avec climatisation ou ventilation naturelle nocturne. Des effets bénéfiques sur le C_{EP} total sont observables uniquement en configuration climatisée comme le montre la Figure 6. Deux constats contradictoires peuvent être notés. D'une part, le gain en consommation sur la climatisation est notable dès que l'on augmente l'albédo en toiture. Les gains constatés entre un revêtement classique et cool diminuent avec une meilleure isolation. Ainsi, pour une isolation de 4 cm, l'économie réalisée est de 42% entre un albédo de 0,2 et de 0,8 contre 22% avec une isolation de 24,2 cm. A l'inverse, la consommation C_{EP} des postes chauffage-éclairage-VMC augmente légèrement avec l'albédo. Cette augmentation principalement due au poste chauffage (15% de l'ensemble) s'estompe et s'inverse avec un renforcement de l'isolation (augmentation de 10% pour 4 cm et diminution de moins de 1% pour 24,2 cm). Cette augmentation de la demande en chauffage a pour cause évidente la perte des apports solaires par l'augmentation de la réflectivité en toiture. Au-

delà d'une épaisseur de 10 cm, cette perte est compensée par la diminution des déperditions en toiture mais aussi en partie par les apports de l'éclairage qui sont également piégés. En terme de bilan global sur le C_{EP} , cette augmentation de consommation du poste chauffage modère un peu les économies énergétique réalisables avec un revêtement cool mais laissent envisager des gains variant de 20% à 8% entre des revêtements cool et classique pour des isolations allant de 4 à 24,2 cm.

D'après la , l'utilisation de la ventilation naturelle nocturne est une alternative intéressante pour agir sur le taux d'inconfort en été avec des abaissments du taux de l'ordre de 30% quelque soit l'épaisseur d'isolation. Toutefois, les gains en confort seront moindres que ceux obtenus par une solution classique par climatisation comme le montre la a (écarts variant de 30 à 93 % entre les deux solutions selon les cas).

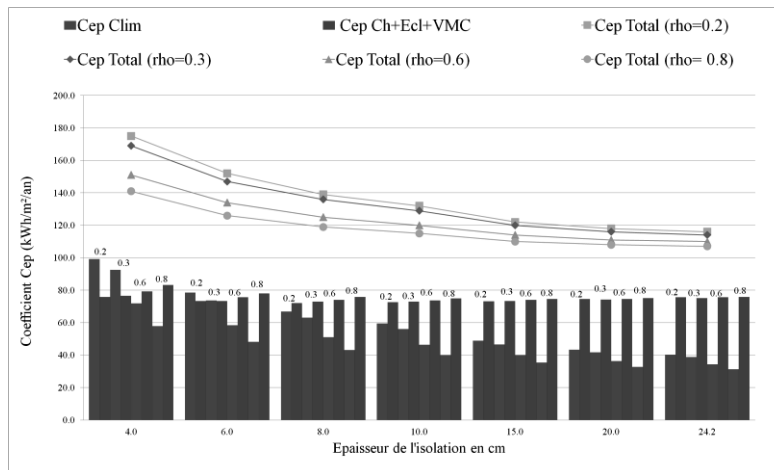


Figure 6 : Influence du couplage albédo – épaisseur d'isolation sur les Cep en scénario S2 climatisé.

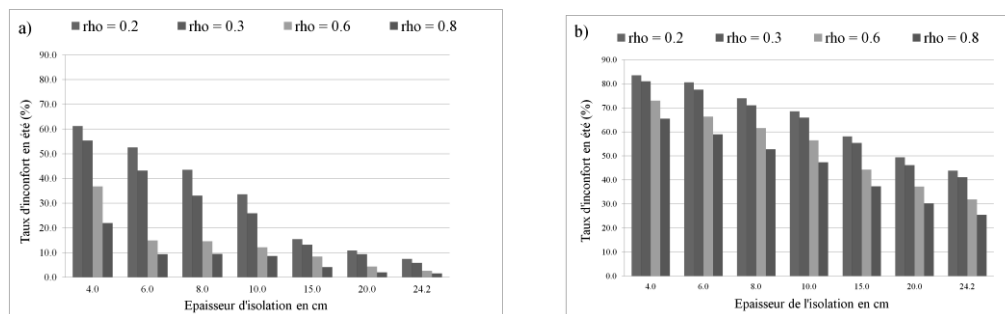


Figure 7 : Influence du couplage albédo-isolation sur le taux d'inconfort été avec climatisation (Fig. a) ou avec ventilation naturelle nocturne (Fig. b).

3.4. Performance énergétique liée à l'éclairage naturel des ouvrants de toiture

Le bénéfice des lanterneaux en toiture sur l'éclairage naturel est étudié par une modélisation de la distribution de l'éclairement dans le bâtiment sous ciel couvert par le biais du logiciel DIALux[®]. Le niveau d'éclairement obtenu pour une surface de lanterneaux représentant 2,4% de la superficie totale de la toiture et pour un ciel clair correspondant à une journée typique du mois de juillet est d'environ 597 lux. Pour cette surface de lanterneaux, le facteur de lumière du jour (FLJ) est égal à 0,59%. Dans ces conditions, un niveau d'éclairage satisfaisant peut être obtenu en faisant appel que très partiellement à l'éclairage artificiel. La stratégie adoptée consiste donc à éclairer artificiellement uniquement si l'éclairement moyen sur le plan de travail dû à la lumière naturelle ne dépasse pas le minimum recommandé par les règlements. L'éclairement moyen sur le plan de travail est calculé de façon simplifiée en multipliant le FLJ par l'éclairement extérieur sur une surface horizontale obtenue à

partir de bases de données météorologiques. Comme le montre le Tableau 4, la mise en place de cette stratégie de commande automatique de l'éclairage permet d'abaisser fortement le coefficient C_{EP} de ce poste et de ramener le C_{EP} total au-dessous des 50 kWh_{EP}/m²/an requis par la RT 2012.

4. Conclusion

En conclusion, les objectifs de cette étude nous ont permis de montrer sur un exemple type de bâtiment industriel l'impact d'un revêtement « cool » et le cadre où son utilisation peut être judicieuse. Dans une première partie, nous avons rappelé les effets des propriétés radiatives sur les performances énergétiques et le confort. Nous nous sommes focalisé ensuite sur une étude expérimentale de revêtements « cool » par des mesures analysées sur cinq échantillons représentatifs d'un panel de revêtements standard à « cool » ; nous avons confirmé l'impact des propriétés radiatives sur les températures de surface et par un coefficient indicateur quantifié les niveaux de performance de chacun d'entre eux.

A partir de ces résultats, la deuxième partie de notre étude s'est portée sur l'analyse d'un cas de référence d'un bâtiment industriel. L'influence de l'albédo sur la consommation d'énergie primaire a été constatée. Toutefois, pour respecter les critères de C_{EP} en dessous de 50 kWh_{EP}/m²/an, il sera nécessaire de coupler ce revêtement « cool » avec une stratégie sur l'éclairage artificiel, poste qui reste le très énergivore.

Afin de confirmer ces résultats, une étude sur un bâtiment instrumenté équipé de revêtement « cool » est en phase d'achèvement afin de valider le modèle développé.

Références

- [1] A. Synnefa, M. Santamouris, and H. Akbari, Estimating the effect of using cool coatings on energy loads and thermal comfort in residential buildings in various climatic conditions, *Energy and Buildings*, 39-11 (2007), 1167-1174.
- [2] A. Kondo, M. Ueno, A. Kaga, and K. Yamaguchi, The influence of urban canopy configuration on urban albedo, *Boundary-Layer Meteorology*, 100- 2 (2001), 225-242.
- [3] A. Tsangrassoulis and M. Santamouris, Numerical estimation of street canyon albedo consisting of vertical coated glazed facades, *Energy and Buildings*, 35-5 (2003), 527-531.
- [4] H. Swaid and M. E. Hoffman, Thermal effects of artificial heat sources and shaded ground areas in the urban canopy layer, *Energy and Buildings*, 15 (1990), 253-261.
- [5] M. Santamouris et al., On the impact of urban climate on the energy consumption of buildings, *Solar Energy*, 70-3 (2001), 201-216.
- [6] H. Akbari and S. Konopacki, Calculating energy-saving potentials of heat-island reduction strategies, *Energy Policy*, 33-6 (2005), 721-756.
- [7] M. Giguère, Mesures de lutte aux îlots de chaleur urbains, *Institut national de santé publique du Québec (INSPQ)*, (2009).
- [8] Akbari, Evolution of cool roof standards in the United States, *Advances in Building Energy Research*, 2 (2008), 1-32.
- [9] A. Trabelsi, M. Doya, E. Bozonnet, P. Salagnac, R. Belarbi, and R. Perrin, Caractérisation expérimentale de propriétés radiatives de revêtements de toiture: Application à un bâtiment industriel, *Société Française de Thermique*, 19-2, (Perpignan, 24-27 Mai 2011), 661-666.

Remerciements

Nous tenons à remercier le conseil régional d'Alsace de l'aide apportée au financement de ce projet.

Etude du comportement thermophysique de composites à base de matériaux à changement de phase à l'état solide et liquide

Sana Sari-Bey¹, Magali Fois¹, Laurent Ibos¹, Boumèdiène Benyoucef², Yves Candau¹

1 CERTES EA 3481 – Centre d'Etude et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes, Université Paris Est, 61 av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil cedex, France,

2 URMER – Unité de Recherche Matériaux et Energies Renouvelables, Université Aboubakr Belkaid, Faculté des sciences, 13000 Tlemcen, Algérie,

*(sanaa_electronique@yahoo.fr)

Résumé – Ce travail porte sur l'étude des propriétés thermophysiques de matériaux composites contenant des matériaux à changement de phase (MCP) dispersés dans une matrice polymère. Le MCP utilisé est une paraffine possédant une température de changement de phase de 26°C, microencapsulé dans du PMMA. Des composites à base de matrice polycaprolactone ont été réalisés pour plusieurs concentrations en charge de MCP. Une partie des composites a été réalisée avec des microcapsules de MCP métallisées afin d'optimiser le transfert de chaleur dans les composites. La conductivité et la diffusivité thermique ont été étudiées pour différentes concentrations en charge (jusqu'à 50% en masse) à 15°C et 35°C. Ces températures ont été choisies afin de comparer le comportement thermophysique des composites pour l'état solide et l'état liquide des MCP.

Nomenclature

k	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
a	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	T	Température, K
Cp	Capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	BT	Basse Température
ω	Fraction massique en microcapsules	HT	Haute Température

1. Introduction

Les recherches dans le domaine des matériaux innovants possédant une meilleure efficacité énergétique représentent un enjeu environnemental majeur. Un des moyens de réduire la consommation d'énergie liée à la climatisation des bâtiments est d'utiliser les matériaux à changement de phase (MCP) [1]. En été, dans la journée, le MCP fond ce qui empêche la température d'augmenter. La nuit, le bâtiment se refroidit et l'énergie stockée est restituée.

Les paraffines sont un des matériaux à changement de phase étudiés depuis longtemps. Ils ont été microencapsulés et placés dans des matériaux de construction de type plâtre ou béton cellulaire en particulier par la société BASF[®]. Cependant ces matériaux posent encore des problèmes : en particulier la faible conductivité thermique des paraffines limite le transfert de chaleur. Afin d'obtenir des composites possédant une bonne conductivité thermique, plusieurs solutions technologiques ont par le passé été envisagées et étudiées. L'augmentation de la conductivité thermique des composites peut passer par l'adjonction de particules conductrices ou comme nous allons essayer de le faire par la métallisation des particules qui sont ici des microcapsules de paraffine.

2. Fabrication des échantillons

Les microcapsules sont constituées de paraffine encapsulée dans du PMMA hautement réticulé. Elles sont commercialisées par BASF® pour des applications bâtiments (Micronal DS 5001X).

Les microcapsules ont été mélangées à du PCL pour former des composites. Le PCL utilisé est un polyester connu sous le nom de polycaprolactone Capa® 6800 de haut poids moléculaire dérivé de monomère caprolactone. Il a une masse moléculaire de 80 000 g/mol et une température de fusion comprise entre 58°C et 60°C. Différents échantillons à de pourcentages massiques variables ont été réalisés. Les mélanges ont été réalisés dans un malaxeur.

Certaines microcapsules ont été métallisées avec de l'argent puis mélangées au polymère. La métallisation des microcapsules a été réalisée en utilisant une réaction d'oxydoréduction. Deux solutions ont été préparées, la solution A était constituée de nitrate d'argent (30g) dissout dans 1L d'eau distillée et la solution B obtenue par dissolution du tartrate de sodium-potassium (50g) dans de l'eau distillée (900mL). Le bain a été préparé en mélangeant 100mL de la solution A et 20mL de la solution B à température ambiante.

Les microcapsules ont été enrobées avec de l'argent à température ambiante pendant 20 minutes, puis lavées en utilisant de l'eau distillée, filtrées et séchées à 60°C dans un four pendant 12 heures. La distribution en taille des microcapsules métallisées et non métallisées est présentée sur la figure 1. Des composites possédant des concentrations massiques en charges allant de 10 à 50% ont été réalisés et étudiés à 15°C et à 35°C.

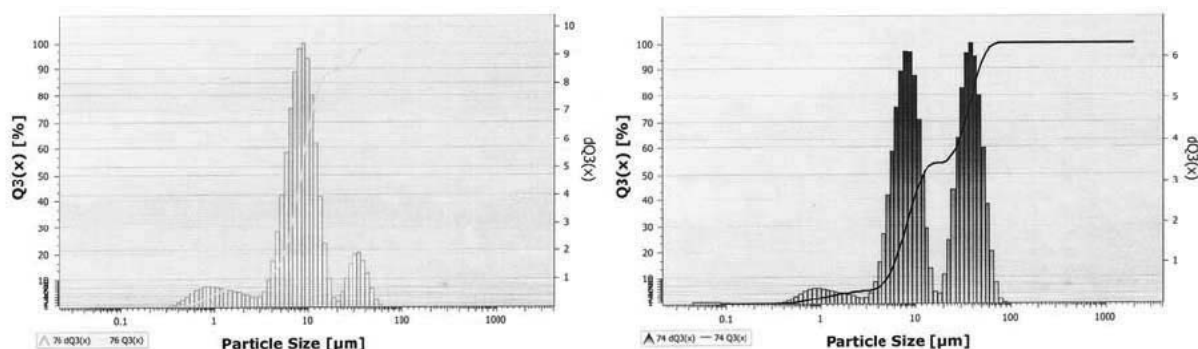


Figure 1 : Distribution en taille des microcapsules de paraffine encapsulée dans du PMMA non métallisées (à gauche) et métallisées (à droite).

3. Méthode de mesure

Les mesures des propriétés thermophysiques des composites étudiées dans ce travail sont réalisées en utilisant deux méthodes.

3.1. Propriétés thermophysiques (dispositif DICO)

Une méthode périodique développée au laboratoire CERTES a été utilisée pour l'estimation simultanée des conductivités et diffusivités thermiques des composites à deux températures différentes [2,3]. Le principe de la mesure est de placer un échantillon parallélépipédique entre deux plaques métalliques (de dimensions : 44mm×44mm×10mm). La plaque inférieure est modulée en température grâce à un module à effet Peltier. La sollicitation thermique imposée à la plaque inférieure est une somme de cinq sinusoïdes dont on choisit l'amplitude et la fréquence. Le transfert de chaleur dans l'épaisseur de l'échantillon conduit à une variation de température dans la plaque supérieure. Les paramètres thermiques

(la conductivité et la diffusivité thermique) sont alors estimés par méthode inverse à partir de l'enregistrement des variations de température en entrée et en sortie.

3.2. DSC

Une DSC Diamond de Perkin Elmer a été utilisée. Elle a été calibrée en température avec de l'indium, de l'étain et du benzil. Un intracooleur III permet d'atteindre une température de -90°C. Des échantillons ont été sertis dans des coupelles à solide en aluminium pour faire l'étude des changements de phase. Les échantillons n'ont pas été sertis pour faire les mesures de capacité thermique massique.

4. Résultats

4.1 DSC

La figure 2 présente l'ensemble des résultats obtenus pour le PCL et les composites obtenus à partir des microcapsules non métallisées, étudiés entre -20°C et 75°C à 10°C/min. Le même type de courbe est obtenu avec les microcapsules métallisées.

Le PCL étant un polymère semicristallin, on observe sa fusion autour de 60°C. Pour les microcapsules de paraffine encapsulées dans du PMMA, deux pics endothermiques sont observés. Le premier, proche de 0°C, de moindre amplitude par rapport au second, correspond probablement à une transition de phase solide-solide comme on peut l'observer sur le n-heptadecane [4]. Le second pic correspond à la fusion de la paraffine, avec une température d'onset proche de 26°C.

Pour les composites, on retrouve l'ensemble des phénomènes endothermiques associés aux transitions des différents constituants, l'amplitude des pics varie proportionnellement avec leurs fractions massiques.

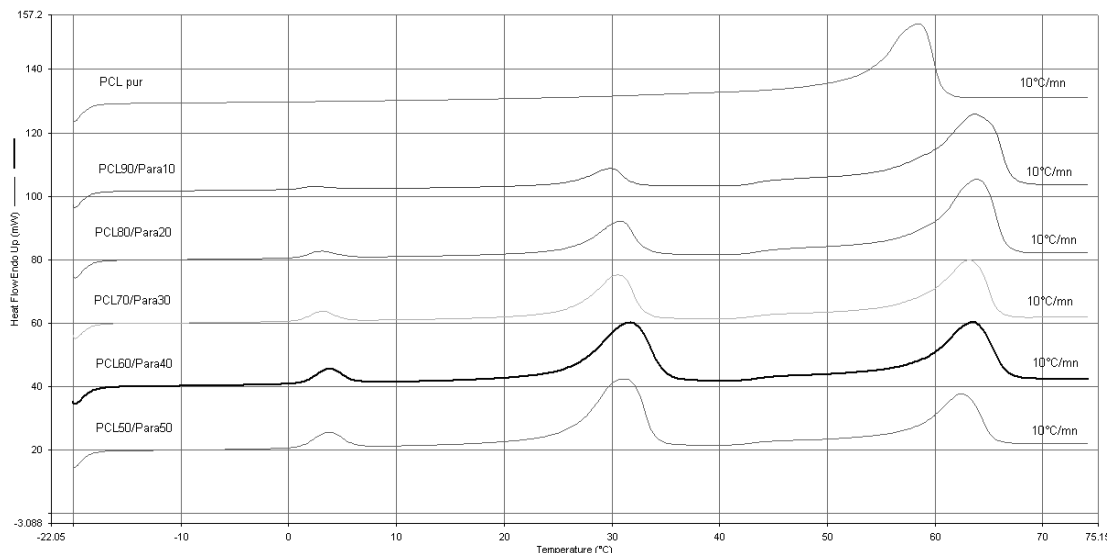


Figure 2 : Etude en DSC du PCL et des composites pour différentes fractions massiques.

La capacité thermique massique a été mesurée en DSC, elle est présentée sur la figure 3 pour l'échantillon à 20% en masse de microcapsules. Les valeurs de C_p n'ont été relevées que dans les zones de température dans lesquelles aucun phénomène endothermique n'est observé. On constate que le C_p augmente avec la température. Au-delà de la température de fusion de la paraffine le C_p diminue légèrement.

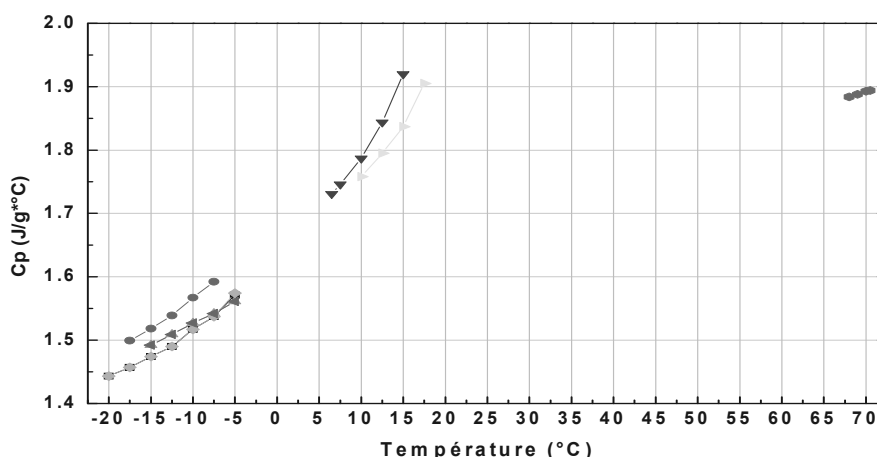


Figure 3 : C_p massique du composite PCL / microcapsules (80/ 20% massique)

Les aires des pics endothermiques des composites incluant des particules non métallisées et métallisées ont été reportées dans les tableaux 1 et 2. L'exploitation de ces résultats nécessitant une bonne connaissance des fractions massiques des divers constituants, le pourcentage massique de paraffine a été recalculé à partir des pics de fusion du PCL. Un écart de 4% maximum est observé par rapport à la valeur théorique. Des mesures en Analyse Thermogravimétrique sont envisagées pour compléter ces résultats.

Les enthalpies de fusion des microcapsules de paraffine ont été calculées en divisant l'aire du second pic (pic à 26°C) par la masse des microcapsules recalculée. Pour les composites réalisés avec les microcapsules, on obtient des valeurs proches des 110 J.g⁻¹, fournie par le fabricant. Dans le cas des composites obtenus avec des microcapsules métallisées, on obtient à peu près la moitié. Cela indique que les microcapsules métallisées contiennent en moyenne deux fois moins de paraffine que les microcapsules non métallisées pour une même fraction massique en particules.

Lorsque les microcapsules métallisées et non métallisées sont étudiées seules, les aires des pics de fusion permettent de calculer la fraction massique d'argent dans les microcapsules métallisées. Une fraction massique de 50,6% d'argent est obtenue. L'utilisation des valeurs de masse volumique donne un résultat comparable de 50% en masse et 8% en volume d'argent pour les microcapsules métallisées. La masse volumique mesurée a été obtenue pour les microcapsules avec un pycnomètre de 5mL. Pour les composites, les masses volumiques ont été calculées à partir des mesures de masse et des dimensions des échantillons utilisés dans le dispositif DICO.

La masse volumique théorique a été calculée à partir de la loi des mélanges, en utilisant la relation suivante :

$$\rho_{composite} = \rho_p (1 - \varphi_{micronal}) + \rho_{micronal} \varphi_{micronal} \quad (1)$$

Où : ρ_p est la masse volumique du PCL, $\rho_{micronal}$ est la masse volumique des microcapsules et $\varphi_{micronal}$ est la fraction volumique théorique des microcapsules.

Pour les valeurs de masse volumique, les écarts sont au maximum de 4% entre les valeurs théoriques et les valeurs calculées avec les fractions massiques obtenues à partir de la DSC. Les valeurs de densité peuvent être utilisées pour calculer les valeurs de ρC_p et les comparer aux valeurs obtenues avec le dispositif DICO (cf. tableau 3). Pour une fraction massique théorique de 20% en microcapsules, on obtient une capacité thermique massique de 1,967 J.g⁻¹.K⁻¹ et on obtient une valeur expérimentale moyenne de 1,87 J.g⁻¹.K⁻¹ (cf. figure 3).

Valeurs avec % massique théorique									Valeurs avec % massique calculé				
PCL	% microcapsules	M _{échantillon}	M _{microcapsules}	Densité théorique	Aire du 1 ^{er} pic	Aire du 2 ^{ème} pic	Aire du 3 ^{ème} pic	Aire du 2 ^{ème} pic/M _{microcapsules}	M _{PCL} recalculée à partir de l'aire du pic de fusion	M _{microcapsules}	% microcapsules	Aire du 2 ^{ème} pic/M _{microcapsules} recalculée	Densité mesurée
(%)	(% massique)	(mg)	(mg)	(g/cm ³)	(mJ)	(mJ)	(mJ)	(J/kg)	(mg)	(mg)	(% massique)	(J/kg)	(g/cm ³)
0	100	6.12	6.12		63.3	676		110444	0				0.92
50	50	16.77	8.39	1.00	69.9	797	646	95026	9.02	7.75	46	102764	1.02
60	40	17.99	7.20	1.02	63.7	732	798	101753	11.14	6.85	38	106855	1.01
70	30	14.92	4.48	1.04	45.2	455	763	101549	10.64	4.28	29	106297	1.08
80	20	17.06	3.41	1.06	31.5	344	1001	100744	13.97	3.09	18	111325	1.09
90	10	17.04	1.70	1.09	14.8	174	1096	102248	15.30	1.74	10	100205	1.1
100	0	18.46	0	1.11			1323		18.46				1.13

Valeurs avec % massique théorique									Valeurs avec % massique calculé				
% PCL	% microcapsules métallisées	M _{échantillon}	M _{microcapsules métallisées}	Densité théorique	Aire du 1 ^{er} pic	Aire du 2 ^{ème} pic	Aire du 3 ^{ème} pic	Aire du 2 ^{ème} pic/M _{microcapsules métallisées}	M _{PCL} recalculée à partir de l'aire du pic de fusion	M _{microcapsules métallisées}	% microcapsules métallisées	Aire du 2 ^{ème} pic/M _{microcapsules métallisées}	Densité mesurée
(%)	(% massique)	(mg)	(mg)	(g/cm ³)	(mJ)	(mJ)	(mJ)	(J/kg)	(mg)	(mg)	(% massique)	(J/kg)	(g/cm ³)
0	100	5.76	5.76		35.2	314		54523	0				1.69
50	50	17.75	8.88	1.34	38.0	416	637	46817	8.89	8.86	50	46891	1.34
60	40	16.83	6.73	1.29	27.0	333	695	49424	9.69	7.14	42	46614	1.30
70	30	18.98	5.69	1.24	25.7	293	924	51501	12.90	6.08	32	48232	1.27
80	20	17.46	3.49	1.19	16.9	184	990	52700	13.82	3.64	21	50494	1.20
90	10	15.67	1.57	1.15	4.6	68	1008	43510	14.07	1.60	10	42659	1.15

Tableau 1 et 2 : Aires des pics de fusion et enthalpies de fusion des composites réalisés à partir de microcapsules non métallisées et métallisées.

	Cp mesuré	Cp _{calculé} pour les composites							
		ω _{microcapsules} = 10%					ω _{microcapsules} = 40%		
		PCL J.g ⁻¹ .K ⁻¹	Microcapsules J.g ⁻¹ .K ⁻¹	Cp J.g ⁻¹ .K ⁻¹	ρ g.cm ⁻³	ρCp J.m ⁻³ .K ⁻¹	Cp J.g ⁻¹ .K ⁻¹	ρ g.cm ⁻³	ρCp J.m ⁻³ .K ⁻¹
Microcapsules non métallisées	15°C	1.85	2.5	1.915	1.1	2.10	2.11	1.01	2.13
	35°C	2.05	1.95	2.085	1.1	2.29	2.04	1.03	2.10

Tableau 3 : Valeurs de Cp et ρCp calculées à partir des valeurs de Cp du PCL et des microcapsules mesurées par DSC

4.2 Mesures des propriétés thermophysiques

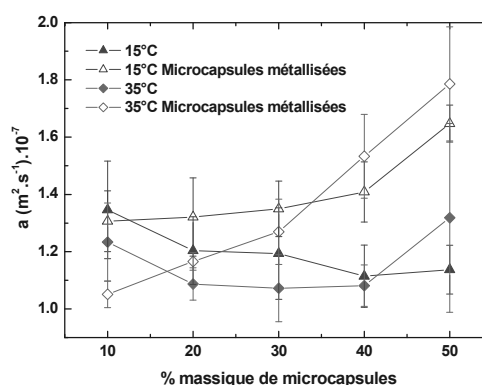
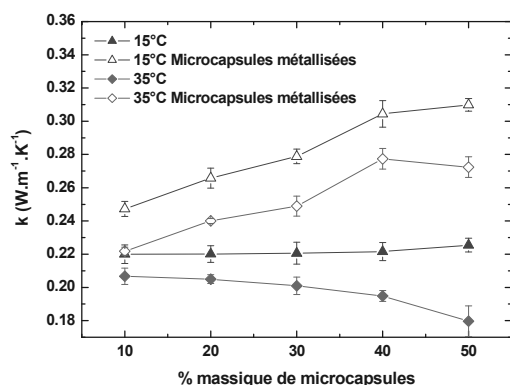
Les mesures de conductivité (*k*) et diffusivité (*a*) thermiques ont été réalisées pour tous les composites à deux températures différentes (15°C et 35°C). Ces températures ont été choisies car aucune transition n'est observée à ces températures. L'objectif initial était d'une part d'obtenir ces propriétés thermophysiques lorsque la paraffine est solide ou liquide et, d'autre part, de voir si la métallisation des particules permet d'augmenter significativement la conductivité thermique. Les valeurs des propriétés thermophysiques et des températures de changement de phase des constituants des composites sont présentées dans le tableau 4. Les résultats sont présentés sur les figures 4 et 5.

	Conductivité thermique $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Diffusivité thermique $\times 10^{-7} \text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	C_p $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Masse volumique $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	Température de changement de phase $^{\circ}\text{C}$
Paraffine	BT : 0.24 HT : 0.15 [5]				Fusion : 26
PMMA	0.21 [6,7]			1.18	Transition vitreuse : 90-100
PCL	15°C :	0.227 ± 0.006	1.407 ± 0.19	1.45 ± 0.20	Transition vitreuse : 60 à 65 Fusion : 58 - 65
	35°C :	0.219 ± 0.006	1.231 ± 0.15	1.60 ± 0.20	
Ag	427	1730	0,235	10.49	

Tableau 4 : Propriétés thermiques et températures de changement de phase des constituants des composites (PCL : mesures DICO)

On observe que la conductivité thermique diminue quand la température augmente ce qui est normal car, d'une part, pour un polymère semicristallin, la conductivité thermique diminue régulièrement avec l'augmentation de température en dessous du point de fusion [6] et, d'autre part, comme on peut le voir sur le tableau 4, la paraffine voit également sa conductivité thermique diminuer en particulier quand elle passe de l'état solide à l'état liquide (soit au dessus de 26°C).

On observe aussi globalement une diminution de la diffusivité thermique (a) lorsque la température augmente. Les incertitudes relatives obtenues sur les valeurs identifiées de la diffusivité thermique sont plus importantes (10% au maximum) que sur la conductivité thermique (3% au maximum) mais elles restent toutefois acceptables.



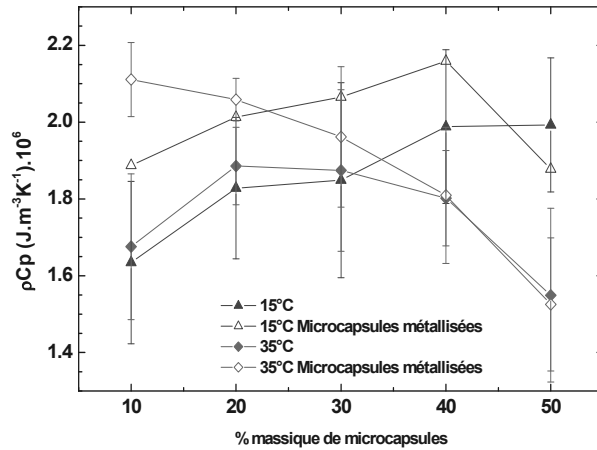
Figures 4 et 5 : Conductivité et diffusivité thermique des composites en fonction de la fraction massique en microcapsules de paraffine

La métallisation des microcapsules avec de l'argent induit une augmentation de la conductivité et de la diffusivité thermique aux deux températures, hormis pour les échantillons contenant 10% de particules. Le faible taux de charge est probablement à l'origine de ce phénomène. De plus la masse de paraffine est en réalité plus faible dans le cas des microcapsules métallisées à pourcentage massique en particules égal.

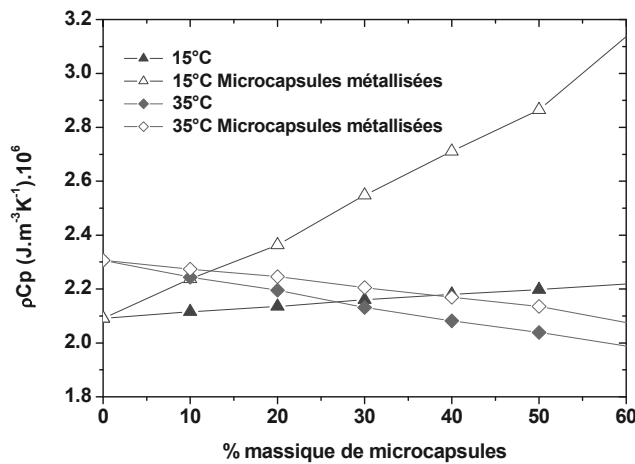
La conductivité thermique augmente quasiment linéairement avec la fraction massique de microcapsules métallisées. A un taux de charge de 40% la conductivité thermique a augmenté

de 41%. Les variations des propriétés thermiques obtenues pour les microcapsules métallisées seront ultérieurement mises en relation avec le seuil de percolation électrique.

A partir des valeurs de conductivité et de diffusivité thermique obtenues avec le dispositif DICO ρCp peut être calculé ($\rho Cp = k/a$). Les résultats sont présentés sur la figure 6.



Figures 6: Cp volumique des composites calculé à partir des mesures DICO



Figures 7: Cp volumique des composite calculé à partir des Cp obtenus en DSC et des densités du PCL et des microcapsules

Afin de pouvoir commenter l'évolution des Cp volumiques des composites, des calculs ont été effectués à partir des valeurs de Cp obtenues en DSC. Les résultats sont présentés sur la figure 7. Les différences de valeurs entre les valeurs obtenues avec la DICO et celles obtenues en DSC devront être analysées plus en profondeur. Globalement on retrouve l'augmentation de ρCp à 15°C et des valeurs plus élevées pour les microcapsules métallisées.

Sur la figure 7, à 35°C ρCp diminue lorsque la fraction massique en microcapsules augmente et coupe les valeurs de ρCp à 15°C autour de 30%. On observe la même variation sur la figure 6, sauf pour l'échantillon à 10% de microcapsules non métallisées. Pour les

microcapsules métallisées à 35°C, les valeurs de ρC_p sont légèrement supérieures à celles des microcapsules non métallisées.

A 15°C pour les microcapsules non métallisées, la capacité thermique volumique augmente avec le taux de charge (cf. figure 6 et 7). Ceci résulte de la combinaison entre la diminution de la densité et l'augmentation de la capacité thermique massique. En effet, des mesures de C_p réalisées en DSC nous ont permis d'obtenir des valeurs de C_p du PCL et des microcapsules et de voir que la capacité thermique massique des microcapsules est supérieure à celle du PCL (cf. tableau 3). A 35°C la capacité thermique massique des microcapsules est inférieure à celle du PCL. L'expansion volumique de la paraffine lors de son changement d'état induit également une diminution de la densité des microcapsules. L'ensemble résulte en une diminution de ρC_p avec l'augmentation du pourcentage massique de microcapsules.

Pour les microcapsules métallisées, à 35°C, C_p et ρ diminuent par conséquent ρC_p diminue également. Globalement, la métallisation des microcapsules augmente les valeurs de ρC_p et diminue les valeurs de C_p des composites pour une même fraction massique en charges.

5. Conclusion

L'étude en DSC complète bien l'étude des propriétés thermophysiques en fonction de la température : en effet, la DSC permet de connaître à la fois les températures et les enthalpies de changement de phase ainsi que les valeurs de C_p . Les taux de charges ont pu être recalculés à partir des pics de fusion du PCL. Le dispositif DICO donne accès aux conductivités et diffusivités thermiques et donc à la capacité thermique volumique. Le calcul de la capacité thermique massique nécessite de connaître les valeurs de densité à différentes températures.

Lorsque la paraffine passe à l'état liquide (35°C), sa conductivité thermique et sa capacité thermique massique diminuent, alors que pour le PCL la conductivité thermique diminue et le C_p augmente. Parallèlement les densités diminuent. L'ensemble de ces variations donne des évolutions complexes des capacités thermiques.

Sur les composites, la métallisation des microcapsules augmente les valeurs de conductivité thermique et de capacité thermique volumique (ρC_p).

Références

- [1] M. Kenisarin, K. Mahkamov, Solar energy storage using phase change materials, renewable and sustainable energy reviews, 11, 1913-1965, Elsevier, 2007.
- [2] A. Boudenne, L. Ibos, E. Gehin, Y. Candau, A simultaneous characterisation of thermal conductivity and diffusivity of polymer materials by a periodic method. J Phys D: Appl Phys 2004; 37:132-9.
- [3] A. Boudenne, L. Ibos, Y. Candau, Analysis of uncertainties on thermophysical parameters of materials obtained from a periodic method. Meas Sci Technol, 17, 1870-6, 2006.
- [4] A. Sari, C. Alkan, A. Karaipekli, Preparation, characterization and thermal properties of PMMA/n-heptadecane microcapsules as a novel solid-liquid microPCM for thermal energy storage, Applied energy, 87, 1529-1534, Elsevier, 2010.
- [5] B. Zalba, J. Marin, L. Cabeza, H. Mehling, Review on thermal energy storage with phase change : materials, heat transfer analysis and applications, Applied Thermal Engineering, 23, 251-283, 2003.
- [6] Physical properties of polymers handbook, Books of the American institute of physics, Ed. James E. Mark.
- [7] J. Shackelford, W. Alexander, Materials science en engineering handbook, third edition, CRC Press.

L'enjeu du réseau de chaleur dans un campus universitaire : une réponse aux attentes des différents usagers

Claudia VALDERRAMA ULLOA^{1*}, François SCHOTT²

¹ Pontificia Universidad Católica de Chile

Avenida Vicuña Mackenna N°4860 /Macul /Santiago /Chile – CP: 782-0436

² NOBATEK - Plateau ECOCAMPUS

Esplanade des Arts et Métiers / 33405 TALENCE Cedex / France

* Auteur correspondant : crvalder@uc.cl

Résumé

Une méthodologie pour mettre en relation la consommation énergétique, le contexte climatique (DJU), les usagers (attente de confort), les usages (type d'occupation des bâtiments) et les systèmes de production et de distribution est proposée et illustrée dans le cas d'un campus. En découle un modèle liant toutes ces variables et permettant de comprendre leurs interactions et la hiérarchisation qu'un gestionnaire peut en faire. Les différentes étapes conduisant à partir de la demande de l'utilisateur à la production de la chaudière centrale sont commentées.

1. Introduction

Le réseau de chaleur est le lien entre l'unité de production et l'utilisateur, il est souvent oublié dans la logique saine de minimisation des consommations tout en satisfaisant les besoins des utilisateurs et ce que l'on soit à l'échelle d'une maison, d'un ensemble tertiaire voire d'une ville. Le support des réflexions présentées dans cette communication est le campus Sciences et Technologies de l'Université Bordeaux, campus qui s'étale sur une superficie de 143 200 m² et dont la facture énergétique s'élève aujourd'hui à plus de 2 000 000 €ttc par an.

Cette consommation regroupe principalement trois angles d'action que l'on peut résumer dans le contexte climatologique auquel on associe la sensation de confort et demande de chauffage ou de climatisation, ensuite le système de chauffage et tous les éléments qui le constitue chaudières, tuyauteries, sous-station, pompes, réseau et radiateurs, enfin, et dans notre cas d'étude c'est un angle d'action assez complexe, les usages et les usagers. La complexité de cet angle est liée à l'hétérogénéité des éléments qui le constitue : typologies des bâtiments, patrimoine bâti entre les années 40, 60 et actuel, type d'occupation différenciée avec des bâtiments de recherche, d'administration et d'enseignement, périodes d'occupation diverses liées à l'activité pédagogique ou de recherche et enfin à l'administration.

Dans la littérature on peut trouver des travaux mettant en avant la pertinence des relations entre chaque variable. Par exemple la consommation est liée au contexte climatique et aux attentes des usagers, que le comportement des systèmes de production est fonction du réseau et des opérateurs qui le gèrent. Mais malheureusement presque toutes ces analyses ne sont menées qu'en ne considérant qu'un seul chemin d'interaction.

Dans le cas du contexte climatique il est possible de citer une étude qui analyse l'impact des Degré Jour Unifiés (DJU) sur le comportement de divers appareils électroménagers, mais il est montré que les DJU ne suffisent pas à eux seuls pour décrire la problématique de la consommation [1]. Une autre étude [2], décrit l'impact de trois mécanismes d'échanges thermiques dus au vent, ces impacts étant à moduler en fonction de l'usage du bâtiment. Le coût de consommation peut être associé à un contexte climatique adapté pour différents types de bâtiments comme montré dans l'étude [3]. Pour l'angle d'action usagers un certain nombre de travaux mettent en évidence que les différences de mentalité vis-à-vis du confort et leur adaptabilité au climat [4], les générations [5], ce qui on peut être corrélé avec les différentes

généralisations présentent sur le campus, le comportement vis-à-vis de la problématique mondiale de l'énergie [6], ou encore les différences d'adaptabilité quant à l'utilisation de vêtements [7] sont des éléments à prendre en compte. Et l'importance du réseau sur le temps de réponse des équipements, et donc sur le confort des usagers, est étudié [8], un modèle est développé pour améliorer la réponse aux demandes de chauffage [9] et diminuer les coûts de combustibles. Quelques indicateurs de gestion énergétique peuvent être mis en avant à partir de l'analyse à différentes échelles d'observation [10] qui mettent en évidence des relations entre le comportement énergétique et les usagers d'un campus universitaire.

Cette communication attaque la problématique de la gestion du réseau de chaleur sous ces trois angles de manière simultanée, pour obtenir un modèle de consommation le plus proche possible de la réalité. Afin d'y parvenir, on se propose d'étudier le contexte climatologique de la consommation hivernale, les types d'attentes des usagers et leurs comportements et enfin le type de réponses du réseau de chaleur, ici sous une vision statique, pour donner les premiers éléments prioritaires pour la compréhension de une gestion dynamique.

2. Différents éléments de contexte

2.1 L'énergie au sein du campus

Les unités de production d'énergie au sein du campus Sciences et Technologies sont deux chaudières à gaz de 5 MW chacune, avec un débit de 50-420 m³/h, rendement 90%, une chaudière de cogénération à gaz de 1,2 MW, rendement 92% et une chaufferie bois de 1,3 MW avec un débit de 160 m³/h et un rendement de 80%. Ces unités sont utilisées dans un contexte climatique spécifique (Figure 1). Cela se traduit par des périodes d'utilisation et des quantités d'énergie utilisées différentes pour chaque système énergétique. Le réseau associé à la production de chaleur est long de 6 km. A ce système est associé un réseau d'électricité.

Saison	Réseau Energétique		GWh _P	GWh _T	Temps d'use	Facture (€)	
Eté	Electricité Facturée		4	15	5 mois	850 000	
Hiver	Electricité Facturée		11		7 mois		
	Gaz Facturée	Cogénération	Electricité Consommée	3,6	11	5 mois	1 250 000
			Pertes	2,9			
			Production Thermique	4,5			
	Production Thermique		11	22	7 mois + 1 climat		
Bois Facturée et Consommée		5	7 mois + 1 climat	120 000			

Figure 1 : Le système énergétique de l'université

2.2 Le contexte climatologique

La caractéristique décrivant la météo la plus fréquemment utilisée est le Degré Jour Unifié. Il s'agit de la valeur absolue de la différence entre la moyenne des températures limites journalières et une température de confort, 18°C à Bordeaux. La répartition des DJU_{mensuels}, moyennes des DJU_{journaliers}, des années 2008, 2009 et 2010 est reportée Figure 2. L'organisation ascendante des DJU_m permet de mettre en évidence une période de climatisation et une de chauffage. Ces périodes se déclinent en mois d'hiver, mois de transition et mois d'été. Cette répartition conduit à définir trois modes de gestion du système énergétique en fonction de la température extérieure. Dans l'étude présentée ici seule la période de chauffage est analysée car directement liée à l'utilisation de chaleur.

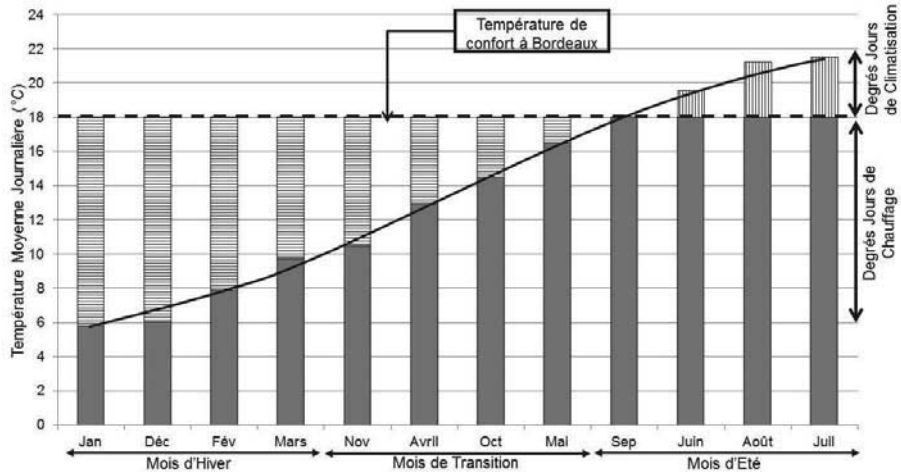


Figure 2: La tendance du comportement climatique de Bordeaux

2.3 Les usages et l’occupation comme indicateurs de la consommation d’énergie

Dans le campus se côtoient plusieurs types d’usagers représentant plusieurs tranches d’âges et générations, cependant dans l’étape d’étude présentée ici nous nous limitons à un comportement moyen. De plus, chaque catégorie d’usagers a des périodes d’occupation différenciées liées aux cours normaux, examens, vacances, jours ouverts sur la semaine. De manière générale, les bâtiments du campus (45 bâtiments) peuvent être classés en trois catégories : administration (21 000 m² SHON – 3 170 kW de puissance installée), recherche (66 000 m² – 7 680 kW) et enseignement (56 200 m² – 7 200 kW). Cette information est présentée au travers de deux visions de consommation, un profil mensuel et autre hebdomadaire.

Le profil mensuel (Figure 3) de consommation de gaz du campus, moyenné sur les années 2008, 2009 et 2010, pour un mois type d’hiver (janvier). Dans cette courbe on observe le comportement hebdomadaire, semaines types du lundi au vendredi et fin de semaine, les différentes descentes du mercredi et les augmentations du mardi et jeudi (pour les cours normaux). On note aussi des augmentations correspondant à des retours de vacances.

Le profil hebdomadaire (Figure 4) de la puissance électrique appelée pour un bâtiment de recherche, pour un mois type (janvier) de la période d’hiver de l’année 2008. A partir de cet enregistrement l’usage horaire, journalier et hebdomadaire ressort, usage que l’on doit mettre en relation avec les usagers. Dans le graphique on observe la ligne base de fonctionnement (150 kW), les différents profils hebdomadaires et journaliers, les utilisations entre les différents jours de la semaine et la fin de semaine et finalement les jours dédiés au cours avec un impact sur la recherche (lundi et vendredi) et les « pauses » de midi.

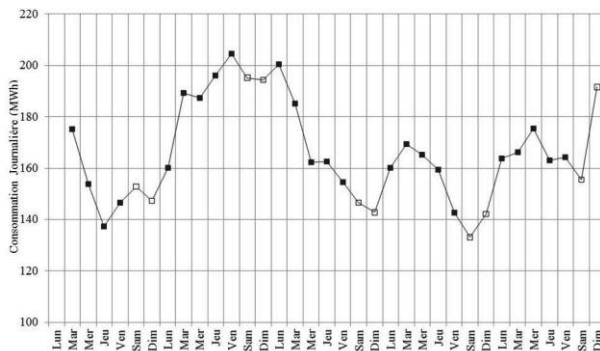


Figure 3: La consommation et le lien avec l’occupation

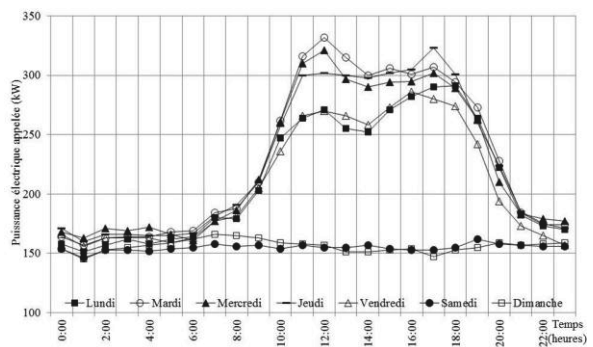


Figure 4: Profil type d’un bâtiment de recherche

3. La consommation totale

La consommation mensuelle normalisée (à la consommation de gaz de janvier 2010 égale à 6 070 071 kWh) de gaz, de bois et de l'électricité pour les années 2008, 2009 et 2010 est tracée dans le *Figure 5*. A partir de l'organisation du comportement climatologique de la *Figure 2* et du regroupement de la consommation énergétique on constate qu'il y a une forte similarité de comportement entre la météo et la consommation énergétique. On note de plus que la consommation d'électricité facturée *Figure 5* est quasi constante pendant les 2 périodes de l'année. La consommation de gaz, augmente progressivement et est directement liée au changement saisonnier. Enfin, on observe que la consommation de bois commence en octobre et pour atteindre seulement 12% de l'énergie totale consommée sur le campus. Cette ressource, conçue pour compléter et / ou remplacer l'utilisation du gaz, n'atteint jamais son maximum de production et reste assez constante, sauf en début et fin de la période de chauffe.

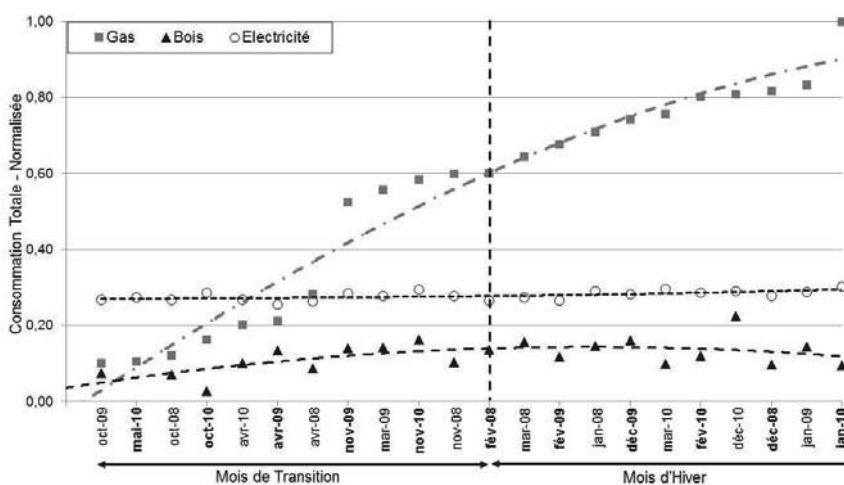


Figure 5 : La tendance de la consommation énergétique

3.1. Problématique de la consommation hivernale (mois d'hiver et de transition)

Les *Figure 6*, *Figure 7* et *Figure 8* montrent la consommation journalière normalisée (à partir de la consommation de gaz, 252 789 kWh, janvier 2010) des trois ressources pouvant assurer le chauffage, la consommation a été mise en relation avec les DJU_j de chaque année, 2008, 2009 et 2010.

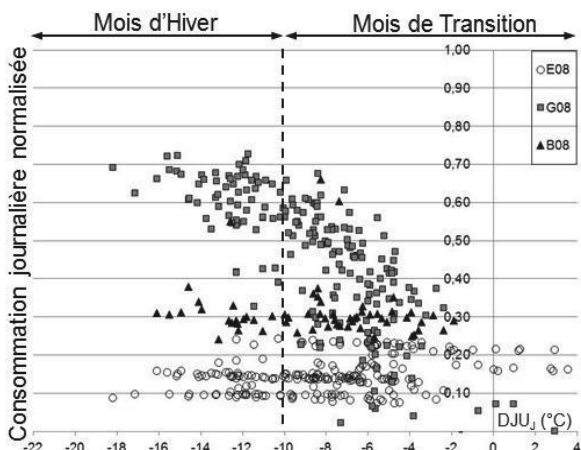


Figure 6 : La consommation hivernale - 2008

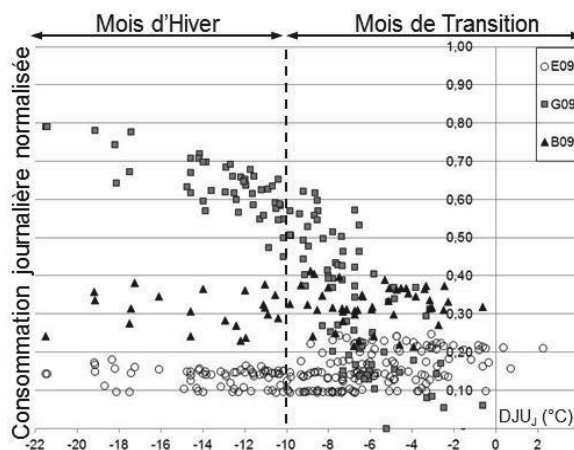


Figure 7 : La consommation hivernale - 2009

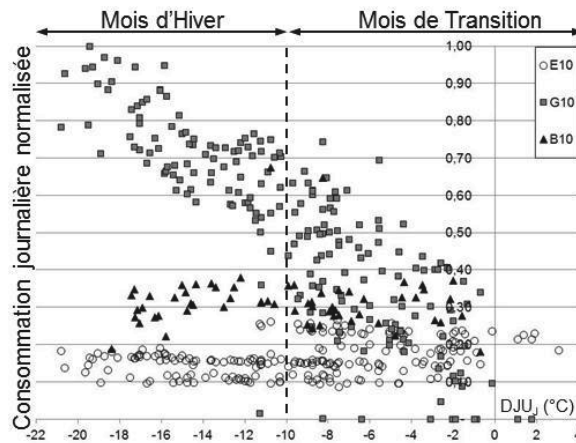


Figure 8: La consommation hivernale - 2010

Pour la consommation d'électricité facturée, trois profils de comportement ressortent :

- une consommation base (10%) qui correspond à l'utilisation constante d'équipements (ordinateurs, serveurs) pendant les fins de semaine et les jours fériés,
- une consommation d'utilisation à 20% qui correspond aux jours normaux du lundi au vendredi,
- une consommation individuelle autour de 20%, toujours dans la période de transition, qui correspond aux périodes durant lesquelles le système de chauffage n'est pas capable à lui seul, de répondre à la demande de confort.

Pour la consommation de gaz, on observe une augmentation en 2010 et qui est à mettre en relation avec le comportement climatologique, puisque des trois années effectivement l'hiver 2010 a été le plus froid. On peut conclure que la consommation de gaz est liée assez fortement au climat. Ceci est confirmé par la relation directe entre consommation et DJU.

Finalement, pour la consommation de bois on observe qu'il n'existe pas de profil type de consommation, la production d'énergie est toujours en dessous de 40% et sans différence significative entre les mois d'hiver et les mois de transition. Pour cette production on déduire que le comportement est à 100% lié au type des installations et au système de suivi (opérateurs).

4. Mise en relation des trois variables du problème

On vient de montrer que le contexte climatique, les usages et usagers et la gestion des unités de production sont de paramètres qui agissent sur la consommation. Il est intéressant de regarder s'il existe des interactions entre ces paramètres et la consommation énergétique du campus et ce dans le but de trouver quelles sont les données d'entrée d'une telle problématique. Cela permettra de hiérarchiser les paramètres afin de dégager une modélisation du réseau chaleur la plus simple possible. Le synoptique de la relation entre les différents paramètres du problème est donné Figure 9 et détaillé ci-après.

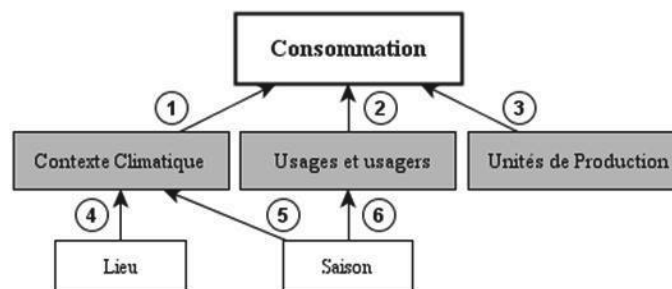


Figure 9 : La consommation et ses variables d'interaction

La consommation est fonction du : **(1)** contexte climatique et donc les DJU (*Figure 2*), **(2)** des usages et des occupants des bâtiments (*Figure 3 et Figure 4*), la philosophie des usagers est aussi à prendre en compte et **(3)** liée au réseau et à sa qualité de façon générale, mais peut aussi être fonction de la consigne donnée par l'opérateur (chaufferie bois, *Figure 6, Figure 7 et Figure 8*). Le contexte climatique dépend : **(4)** du lieu (Bordeaux $T_{confort} = 18^{\circ}\text{C}$) et **(5)** de la saison (périodes de chauffage et de climatisation) et **(6)** les usages et les usagers dépendent aussi d'une donnée temporelle. Les emplois du temps des différents bâtiments sont donc une donnée d'entrée nécessaire à la résolution du problème.

4.1 Modèle

Le réseau est composée d'une partie production (chaudières gaz et bois et l'apport thermique de la cogénération), d'une partie distribution (tuyauterie du réseau primaire et secondaire et 23 sous-stations), et d'une partie consommation (sensation de confort des usagers à l'intérieur de chaque bureau, de chaque bâtiment connecté au réseau chaleur). Le modèle schématique de la problématique incluant le réseau et ses connections, les usagers et les usages ainsi que la vision climatique, est proposé *Figure 10*.

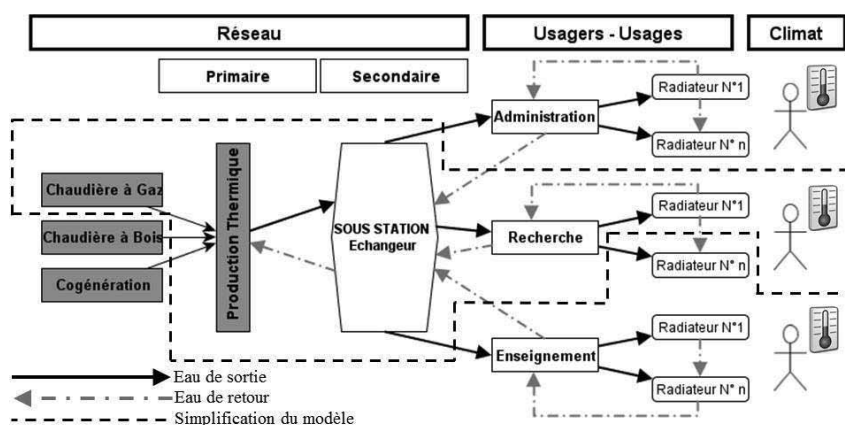


Figure 10 : La problématique et son modèle

Dans une première analyse de la problématique le modèle est simplifié en un seul système de production de chaleur (gaz) qui alimente un seul type de bâtiment (recherche) occupé par un seul usager qui aura la possibilité d'ajuster sa température de confort à l'intérieur de son bureau sur une plage définie. Les différentes relations sont alors détaillées dans la *Figure 11*.

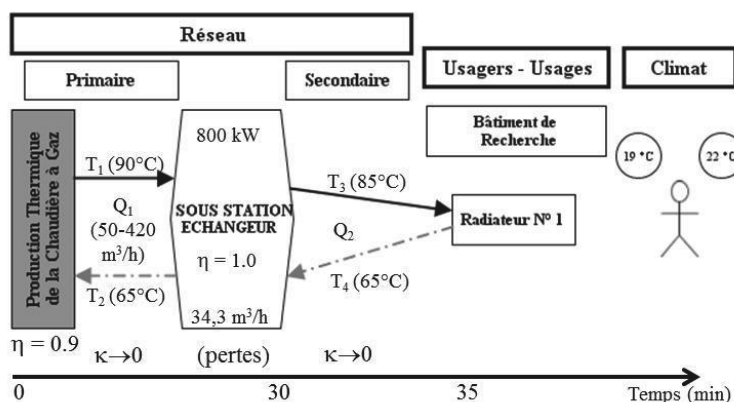


Figure 11: La simplification du modèle

Les principales hypothèses du modèle réduit sont, tout d'abord liées à la non prise en compte d'un stockage intermédiaire, un fonctionnement à flux tendu puis, une limite dans la plage de fonctionnement qui se décline en une température de consigne du radiateur comprise entre 19°C et 22°C et donc un débit minimum et un débit maximum dans le circuit

secondaire. La relation $P = Q \cdot \rho \cdot Cp \cdot \Delta T_{S,R} + k$ est générique pour caractériser les puissances de chauffage appelées. Cette relation est ensuite déclinée pour chaque composant du système. Les grandeurs Q (débit volumique d'eau) et $\Delta T_{S,R}$ (écart de température sortie-retour) sont les variables principales du problème. Les pertes seront ici supposées négligeables ($k \rightarrow 0$). Les différentes étapes de résolution du modèle sont indiquées ci-après :

1. L'utilisateur a la possibilité de régler le débit pour fixer la température à 19°C ou 22°C. Cette température de consigne est fonction de l'usage du bâtiment, de la volumétrie de la pièce, de l'emplacement du radiateur, du comportement de l'usager et de la météo. On obtient alors les deux valeurs extrêmes de puissance appelée par l'usager :

19°C $\rightarrow P_{min} = Q_{2min} \cdot \rho \cdot Cp \cdot (T_3 - T_4)$ et 22°C $\rightarrow P_{max} = Q_{2max} \cdot \rho \cdot Cp \cdot (T_3 - T_4)$. Les puissances P_{min} et P_{max} des radiateurs étant disponibles dans la documentation technique, on peut en déduire les débits correspondants dans le circuit secondaire.

2. Au niveau de la chaudière et dans le circuit primaire, la puissance utile est égale à : $P_{utile} = Q_1 \cdot \rho \cdot Cp \cdot (T_1 - T_2)$ et l'on évalue alors la puissance totale comme la puissance utile corrigé d'un facteur de rendement (η) : $P_{totale} = P_{utile} / \eta$.

3. Il est maintenant nécessaire de relier la puissance de chauffage dans le circuit secondaire à la puissance utile dans le circuit primaire pour en déduire la puissance totale de la chaudière. Etant donné que le rendement de l'échangeur est considéré égal à 1, la puissance utile du circuit primaire est entièrement transformée en puissance de chauffage distribuée à tous les radiateurs. Autrement dit, le débit dans le circuit primaire est égal au débit dans le circuit secondaire multiplié par le nombre de radiateurs ($N_{radiateur}$), c'est-à-dire : $Q_1 = Q_2 \cdot N_{radiateur}$

4. Finalement la puissance totale du système sera mise en relation avec la demande de température dont l'usager a besoin dans son bureau (Q_2), ce qui se résume par :

$$P_{totale} = Q_2 \cdot N_{radiateur} \cdot \rho \cdot Cp \cdot (T_1 - T_2) / \eta$$

Ce résultat, basé sur une masse d'eau à chauffer, est correct pour la modélisation du système à un instant donné. Pour une résolution dynamique, il est nécessaire de prendre en compte la vitesse, la longueur de tuyauterie, le temps que l'eau passe dans chaque sous système et enfin de la dynamique d'appel de chaque utilisateur.

5. Conclusion

Les différents points à considérer pour répondre à l'attente des usagers et donc gérer le réseau de chaleur dans sa globalité ont été : le climat qui dépend de la zone géographique et de la saison. Des études statistiques permettent aujourd'hui de comprendre, d'anticiper son évolution et de simplifier son utilisation à travers de fichiers météos [1] et [3], dans notre étude cette variable est représentée par les DJU.

Le réseau dont nous avons vu, que sa performance est un paramètre important régissant la consommation (Figure 6, Figure 7 et Figure 8). La performance du réseau peut être caractérisée par les pertes tout au long des tuyauteries, le rendement des systèmes (chaudières, échangeurs et radiateurs), l'amélioration du temps de réponse de la production [9] ou encore le suivi et la maintenance.

L'usager qui constitue le point le plus complexe à traiter. Pour comprendre l'impact de l'usager, il est nécessaire de séparer l'approche en deux parties : une approche physique - temporelle du problème qui permet d'évaluer la fonction des bâtiments, les types d'usages, les effectifs présents dans les bâtiments, le taux d'occupation, leur volumétrie, la performance de leur enveloppe thermique, c'est-à-dire comprendre leurs relations [10]. Et une seconde

approche moins quantifiable qui considère le comportement de l'utilisateur lui-même. Il s'agit d'une approche psychologique et sociale [4] et [6], qui permet de prendre en compte le comportement de chaque individu, son ressenti, sa sensation de confort et sa capacité d'adaptation. Cela permet aussi de prendre en compte le comportement d'un groupe d'individus. Toutes les générations n'ont pas, en effet, la même sensibilisation à la crise de l'énergie [5] et donc l'envie de participer à l'amélioration de la problématique sera différente.

La façon de traiter la problématique de gestion d'un réseau de chaleur sous les trois angles : le contexte météorologique (impactant la sensation de confort est donc la consigne que l'utilisateur peut fixer, ici entre 19°C et 22°C), les usages et le comportement des usagers (ce comportement va impacter le débit dans le circuit secondaire) ainsi que les caractéristiques du circuit permettent d'arriver à une modélisation simple du réseau chaleur (chaudières, échangeur et radiateurs) grâce à des hypothèses très réductrices en une première étape, permettant de résoudre ce problème dynamique.

Références

- [1] M. Hart et R. de Dear, *Weather sensitivity in household appliance energy end-use*, Energy and Buildings, 36 (2), 161-174, (2004).
- [2] E. A. Arens et P. B. Williams, *The effect of wind on energy consumption in buildings*, Energy and Buildings, 1 (1), 77-84, (1977).
- [3] E. Mahmoud A.T., *An iterative approach for weather-correcting energy consumption data*, Energy Economics, 18 (3), 221-230, (1996).
- [4] B. Cao, Y. Zhu, Q. Ouyang, X. Zhou, et L. Huang, *Field study of human thermal comfort and thermal adaptability during the summer and winter in Beijing*, Energy and Buildings, 43 (5), 1051-1056, (2011).
- [5] O. Santin Guerra, *Behavioural Patterns and User Profiles related to energy consumption for heating*, Energy and Buildings, 43 (10), 2662-2672, (2011).
- [6] C. Seligman, J. M. Darley, et L. J. Becker, *Behavioral approaches to residential energy conservation*, Energy and Buildings, 1 (3), 325-337, (1978).
- [7] N. Guy R., *Clothing as a thermal comfort moderator and the effect on energy consumption*, Energy and Buildings, 26 (3), 283-291, (1997).
- [8] V. D. Stevanovic, B. Zivkovic, S. Prica, B. Maslovaric, V. Karamarkovic, et V. Trkulja, *Prediction of thermal transients in district heating systems*, Energy Conversion and Management, 50 (9), 2167-2173, (2009).
- [9] D. Basciotti, F. Judex, O. Pol, et R.-R. Schmidt, *Sensible heat storage in district heating networks: a novel control strategy using the network as storage*, présenté à 6th International Renewable Energy Storage Conference and Exhibition, Berlin, sp, (2011).
- [10] C. Valderrama Ulloa, A. Cohen, P. Lagiere, et J.-R. Puiggali, *Análisis del comportamiento energético en un conjunto de edificios multifuncionales. Caso de estudio: un campus universitario*, Revista de la Construcción, 10 (19), 26-39, (2011).

Développement et mise au point d'une technique de mesure du facteur d'absorption solaire à haute température

V. Scoarnec*, M. Grélard, J. Hameury, B. Hay, D. Raulet

Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE)
Direction Métrologie Scientifique et Industrielle
29 Avenue Roger Hennequin - 78197 Trappes Cedex
*(auteur correspondant : vincent.scoarnec@lne.fr)

Résumé - Le Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) a développé une installation permettant de mesurer le facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale de matériaux à haute température (23 °C à 900 °C) dans le domaine spectral de l'émission solaire. La technique de mesure utilise la méthode par comparaison à un matériau étalonné en réflexion. Le facteur d'absorption solaire en fonction de la température est ainsi déterminé par calcul. Le système de mesure emploie une sphère intégrante refroidie associée à un dispositif rotatif pour les mesures des corrections de substitutions. Les incertitudes de mesures sont de $\pm 0,03$ sur le facteur d'absorption solaire.

1. Introduction

Le facteur d'absorption solaire est un paramètre essentiel qui est systématiquement requis pour la réalisation de bilans énergétiques d'éléments exposés au rayonnement solaire. Il intervient dans l'efficacité énergétique des systèmes de captation d'énergie solaire (panneaux solaires ou centrales solaires à concentration). La connaissance de ce paramètre est également importante pour la réalisation de bilans thermiques d'équipements ou de matériels stockés passivement en extérieur (cas des conteneurs de déchets radioactifs par exemple), pour lesquels il est nécessaire de calculer la température d'équilibre afin d'anticiper toute dégradation.

Ce paramètre est généralement déterminé par spectrophotométrie à partir de la mesure du facteur de réflexion spectrale. La mesure est classiquement réalisée à température ambiante dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre 280 et 2500 nm correspondant à la quasi-totalité du spectre d'émission solaire au niveau du sol. Le facteur d'absorption solaire peut alors être calculé à partir des données de distribution spectrale de l'éclairement solaire incident. Cependant, la technologie des spectrophotomètres commerciaux n'est pas conçue pour la réalisation des mesures de facteur de réflexion spectrale aux températures supérieures à l'ambiante. Les sphères intégrantes utilisées, souvent pourvues d'un revêtement de type polymère (par exemple en Spectralon[®]), sont mises en contact avec les éprouvettes à caractériser. Ces sphères ne peuvent donc pas supporter des éprouvettes chauffées au-delà de 100 °C sans risques de dégradation. Or en situation d'usage, les matériaux à caractériser en absorption solaire peuvent être à des températures élevées (400 °C à 500 °C pour les centrales solaires voire jusqu'à plus de 1000 °C pour certains concentrateurs). Compte tenu de la limite de température d'utilisation des sphères intégrantes « commerciales », les utilisateurs sont souvent contraints de faire l'hypothèse que l'absorption solaire ne varie pas avec la température.

Dans un contexte de développement des énergies renouvelables, l'usage des technologies à absorption solaire s'est fortement développé ces 15 dernières années. Face à une demande

industrielle nécessitant des données fiables de facteur d'absorption solaire en fonction de la température, le LNE a conçu un dispositif capable de répondre à cette problématique.

Cet article décrit la technique de mesure utilisée, les principales caractéristiques de l'installation du LNE ainsi que des résultats obtenus sur un matériau absorbeur solaire et sur une peinture « haute température ».

2. Technique de mesure

2.1. Définition du facteur d'absorption solaire

Le facteur d'absorption solaire (noté $\alpha_{solaire}$) est défini par la norme EN 410 [1] comme étant la fraction du rayonnement solaire incident qui est absorbé par une surface. Ce coefficient est égal au ratio du flux énergétique du rayonnement solaire absorbé par une surface par rapport au flux énergétique du rayonnement solaire incident :

$$\alpha_{solaire} = \frac{\varphi_{solaire\ absorbé}}{\varphi_{solaire\ incident}} \quad (1)$$

Certaines sources de rayonnement capables de simuler approximativement le rayonnement solaire pourraient permettre d'élaborer une technique de mesure du facteur d'absorption solaire directement à partir de la relation 1. Néanmoins, l'éclairement solaire, dont le spectre s'étend de l'ultraviolet au proche infrarouge, a une distribution spectrale assez particulière. Celle-ci varie si l'on se trouve au niveau du sol ou hors atmosphère (Figure 1). Lorsque le rayonnement solaire arrive au niveau du sol, sa distribution spectrale est fortement modifiée par l'absorption atmosphérique qui est essentiellement due à la présence d'humidité dans l'air. Il est donc très difficile de reproduire des sources de rayonnement fidèles à cette répartition spectrale. C'est pourquoi la méthode la plus fiable de détermination du facteur d'absorption solaire consiste à mesurer le facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale [2]. Le facteur d'absorption spectrale est ensuite calculé à partir de la loi de conservation de l'énergie suivant la relation 2 dans le cas d'un matériau opaque. Le facteur d'absorption solaire est alors déterminé par intégration de la distribution spectrale relative de l'éclairement solaire entre 280 et 2500 nm suivant la relation 3. Les paramètres présentés dans les relations ci-après sont définis pour une direction de faisceau incident ayant une direction particulière (proche de la normale, en général 8°) et pour une géométrie de réflexion hémisphérique (toutes les directions).

$$\alpha'_\lambda = 1 - \rho'_\lambda \quad (2)$$

$$\alpha'_{solaire} = \frac{\int_{280nm}^{2500nm} E_{solaire}(\lambda) \cdot \alpha'_\lambda \cdot d\lambda}{\int_{280nm}^{2500nm} E_{solaire}(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (3)$$

avec :

$E_{solaire}(\lambda)$: distribution spectrale relative de l'éclairement solaire incident

λ : longueur d'onde en nm

α'_λ : facteur d'absorption directionnelle spectrale

ρ'_λ : facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale

Le facteur de réflexion solaire est calculé, suivant les recommandations de la norme NF EN 60068-2-5 [3], en utilisant la distribution spectrale relative de l'éclairement solaire incident définie dans la publication CIE n° 85 [4]. Le facteur d'absorption solaire peut ainsi être déterminé pour différents types d'éclairagements solaires (terrestre, extra-terrestre suivant les applications recherchées, voire à différentes coordonnées géographiques si les distributions spectrales sont connues). Dans cet article, tous les calculs de facteur d'absorption solaire sont réalisés pour un éclairement solaire reçu au niveau du sol terrestre à l'équateur (masse volumique de l'air = 1).

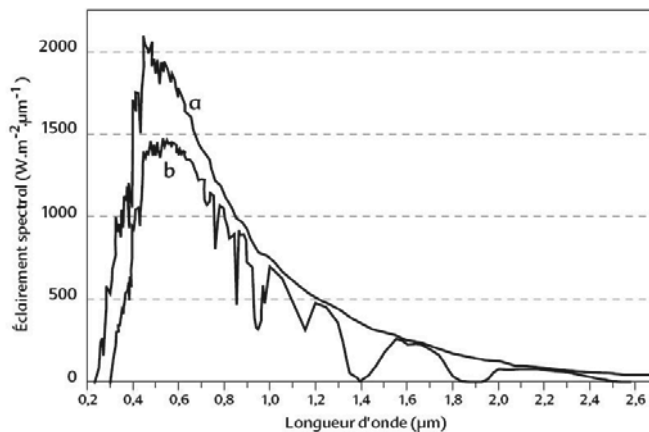


Figure 1 : Exemple de distribution spectrale de l'éclairement solaire - a : extra-terrestre - b : terrestre

Des appareils commerciaux ont été conçus afin de réaliser des mesures rapides à l'aide de réflectomètres solaires portables [5] dont le principe consiste à mesurer le facteur d'absorption à 4 longueurs d'onde dans le spectre d'émission du rayonnement solaire (380 nm, 500 nm, 650 nm, et 1220 nm). Cette méthode, pratique et relativement peu coûteuse, est moins fiable car elle n'intègre pas la totalité du spectre solaire. La technique de référence pour la détermination du facteur d'absorption solaire reste la méthode par la mesure du facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale sur tout le spectre solaire.

Quelles que soient les techniques de mesures utilisées, celles-ci sont généralement réalisées sur les matériaux à température ambiante. Il est très difficile de se procurer des dispositifs permettant de faire des mesures sur les matériaux aux températures supérieures à l'ambiante. Dans la plupart des cas, il est d'usage d'utiliser les valeurs de facteur d'absorption solaire mesurées à température ambiante pour les applications en température (cas des absorbeurs solaires par exemple). Néanmoins, il arrive parfois que le facteur d'absorption varie de manière assez significative en fonction de la température, surtout dans le cas des matériaux métalliques sujets à des phénomènes d'oxydation. Dans ces cas, il est préférable de réaliser des mesures en température.

2.2. Principe de mesure du réflectomètre haute température

2.2.1 Description du réflectomètre

Les mesures de facteur d'absorption solaire à température ambiante sont généralement réalisées à l'aide de spectrophotomètres commerciaux munis d'une source lumineuse, d'un monochromateur et d'une sphère intégrante pourvue de détecteurs. Le schéma optique de

l'équipement du LNE (Figure 2) est de conception relativement similaire. Le réflectomètre diffère par la sélection spectrale qui nécessite des filtres interférentiels et par une configuration optique de type « simple faisceau » modulé en fréquence. L'appareillage permet la mesure du facteur de réflexion spectrale sur la plage de température de 23 °C à 900 °C. Il est constitué d'une source de rayonnement monochromatique et d'un système de chauffage d'éprouvette associé à une sphère intégrante refroidie. La source de rayonnement est une lampe Quartz/Halogène dont la sélection spectrale est réalisée à l'aide de filtres interférentiels. La sphère intégrante, de diamètre 100 mm, est recouverte d'un revêtement diffusant et très réfléchissant dans le spectre solaire. L'ensemble est monté sur un système mécanique rotatif permettant de modifier l'incidence d'entrée du faisceau dans la sphère afin de corriger les effets de substitution.

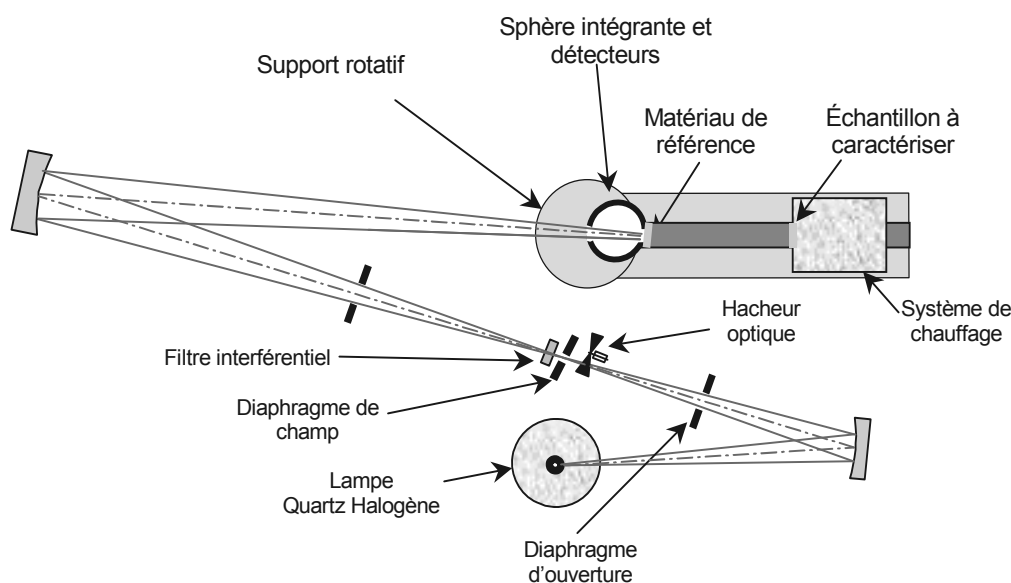


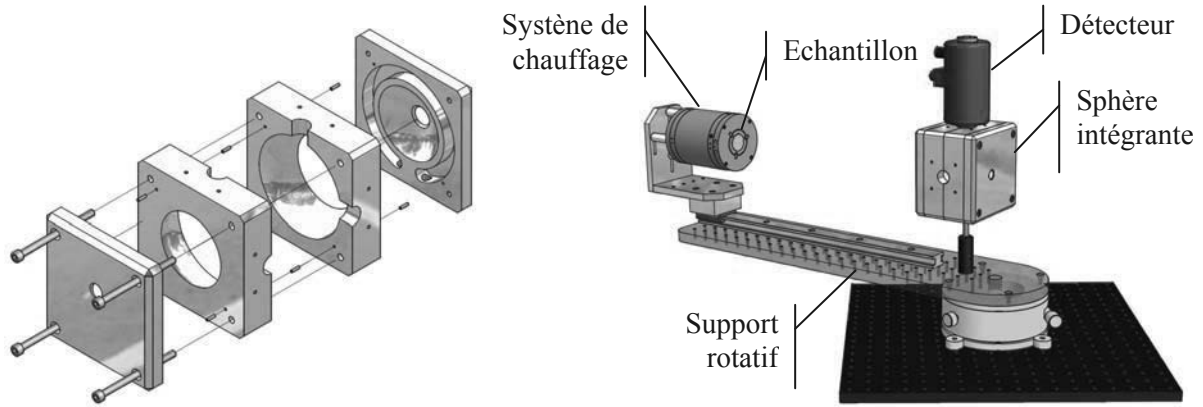
Figure 2 : Schéma optique de l'installation conçue par le LNE

La spécificité de l'équipement développé par le LNE réside essentiellement dans :

- La conception de la sphère intégrante (Figure 3a), qui est munie d'une circulation d'eau pour sa régulation en température. Elle est montée sur un plateau rotatif dont le port d'entrée est positionné sur l'axe de rotation du plateau. Le support rotatif permet de réaliser les corrections de substitution qui sont indispensables pour les fonctionnements en simple faisceau.
- L'usage d'un système de chauffage porte échantillon (Figure 3b) disposé sur un système de translation afin d'alterner le positionnement sur la sphère intégrante entre le matériau de référence et l'échantillon régulé en température.

Les caractéristiques techniques de l'installation de mesure sont :

- Température de mesure : 23 à 900°C
- Dimension des échantillons : diamètre 30x10 mm
- Incidence de faisceau : 8° par rapport à la normale
- Surface d'analyse : diamètre 5 mm
- Domaine spectral : 400 à 2500 nm
- Détecteurs : Silicium ou InGaAs refroidi
- Sélection spectrale : filtres interférentiels
- Largeur spectrale : 20 à 40 nm
- Résolution spectrale : 100 à 250 nm



a : Vue éclatée de la sphère intégrante refroidie b : Vue d'ensemble du système de détection

Figure 3 : Présentation des éléments spécifiques au réflectomètre développée par le LNE

Le domaine spectral de l'appareillage couvre plus de 95% du spectre d'émission solaire. La bande de 280 à 400 nm qui n'est pas couverte est déterminée par extrapolation. L'erreur liée à l'extrapolation est prise en compte dans le bilan d'incertitudes.

2.2.2 Procédure de mesure

La mesure est réalisée par comparaison de la réflexion de l'échantillon à caractériser à celle d'un matériau de référence très réfléchissant (céramique blanche diffusante). La procédure de mesure est la suivante :

- Une longueur d'onde est sélectionnée à l'aide d'un filtre interférentiel.
- Le matériau de référence est mis en contact de la sphère intégrante (Figure 4a), le détecteur délivre le signal de référence $S_{réf}$.
- L'échantillon à caractériser, régulé à la température T par le dispositif de chauffage, est ensuite mis au contact de la sphère intégrante à la place du matériau de référence via le système de translation (Figure 4b). Le détecteur délivre alors le signal "échantillon" $S_{éch}$.
- Le facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale est calculé par la relation 4. L'opération est répétée pour toutes les longueurs d'onde du domaine spectral.

$$\rho_{\lambda}^{\prime\prime} = \frac{1}{\rho_{réf}^{\prime\prime}} \frac{S_{éch}}{S_{réf}} \quad (4)$$

avec :

$\rho_{réf}^{\prime\prime}$: facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectral du matériau de référence

Remarque : la procédure de correction de substitution des matériaux n'est pas décrite dans ce document dans un souci de simplification de présentation.

$$Ecart = \rho_{réflectomètreLNE} - \rho_{L900} \tag{5}$$

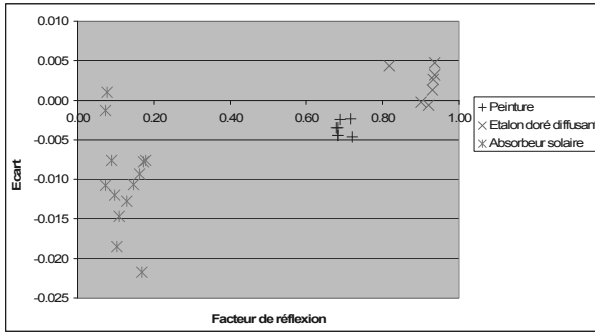


Figure 6 : Ecart en fonction du facteur de réflexion

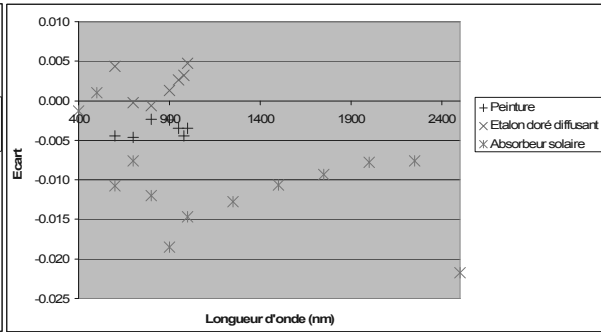


Figure 7 : Ecart en fonction de la longueur d'onde

Les écarts mesurés sont inférieurs à 0,005 pour la peinture et l'étalon doré. Ils sont inférieurs aux incertitudes de mesure de l'appareillage L900. Néanmoins, l'écart est plus significatif dans le cas de l'absorbeur solaire. Cet écart est probablement dû au fait que la surface du matériau est très fragile et donc probablement non homogène. De surcroît, ce problème d'homogénéité peut être accentué par le fait que la surface d'analyse du spectrophotomètre L900 est environ 5 fois supérieure à celle du réflectomètre haute température.

Les écarts de mesure constatés sont conformes aux objectifs d'incertitudes de mesure recherchés sur le facteur d'absorption solaire. Le réflectomètre haute température est ainsi validé pour l'intégralité du domaine spectral et l'ensemble des niveaux de réflexion mesurables avec cet appareillage.

3. Résultats de mesure

Des mesures ont été réalisées en température sur un matériau métallique pourvu d'un revêtement absorbeur solaire de type « sélectif » dont la température maximale de tenue en température est de 550 °C. Les valeurs de facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale mesurées à 23 °C, 300 °C et 550 °C sont présentées sous forme de courbes ci-après (Figure 8). Les incertitudes sont présentées sur la série de mesure à 23 °C. Les facteurs d'absorption solaires correspondants sont présentés dans le tableau 2.

Température (°C)	Facteur d'absorption solaire
23	0,901
300	0,896
550	0,904

Tableau 2 : Facteurs d'absorption solaire en fonction de la température

Les incertitudes de mesure sur le facteur d'absorption solaire sont estimées à ± 0,030 (k =2). Ces incertitudes tiennent compte du bruit de mesure, de la linéarité du système de détection, des hypothèses liées aux interpolations et extrapolations ainsi que des incertitudes d'étalonnages du matériau de référence. Les défauts d'uniformités du matériau n'ont pas été quantifiés et n'ont donc pas pu être intégrés à ce bilan d'incertitude.

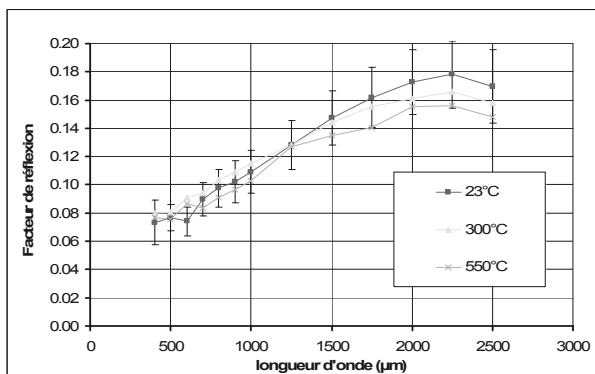


Figure 8 : Facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale à 3 niveaux de température

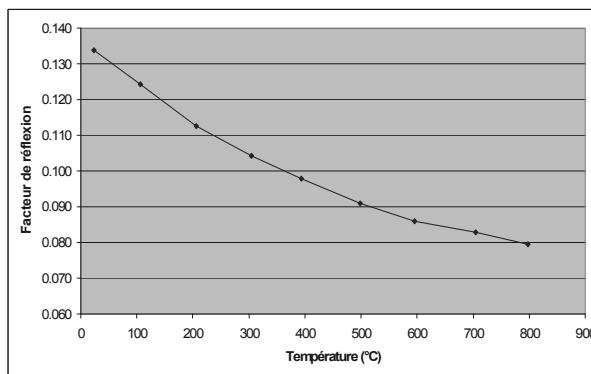


Figure 9 : Facteur de réflexion à 980 nm d'une peinture en fonction de la température

Les résultats de mesure du facteur de réflexion directionnelle hémisphérique spectrale entre 23 et 550 °C montrent une variation avec la température relativement faible au regard des incertitudes de mesure (Figure 8). Toutefois, la variation de réflexion est significative entre 1500 et 2500 nm mais a peu d'influence sur le facteur de réflexion solaire calculé en raison de la faible contribution du spectre solaire dans cette bande spectrale. On peut donc conclure que ce matériau possède une bonne conservation de ses propriétés d'absorption solaire dans la gamme de température étudiée. Néanmoins, certains matériaux peuvent varier fortement en absorption en fonction de la température. C'est le cas d'une peinture « haute température » pour laquelle une série de mesure du facteur de réflexion à 980 nm est présentée figure 9 en fonction de la température dans la gamme allant de 23 à 800 °C.

4. Conclusions

Un réflectomètre haute température permettant de faire de mesures de facteur d'absorption solaire entre 23 et 900°C a été conçu et mis au point par le LNE. Les mesures ont été validées par comparaison à un spectrophotomètre étalonné. Ce dispositif permet de valider la conservation des propriétés d'absorption des matériaux qui sont en général caractérisés pour des températures proches de l'ambiante. Des mesures sur des matériaux métalliques sujets à l'oxydation seront réalisés prochainement jusque 900 °C.

Références

- [1] NF EN 410 Détermination des caractéristiques lumineuses et solaires des vitrages (Avril 2011)
- [2] ASTM E903-96 Standard Test Method for Solar Absorptance, Reflectance, and Transmittance of Materials Using Integrating Spheres
- [3] NF EN 60068-2-5 Rayonnement solaire simulé au niveau du sol et guide pour les essais de rayonnement solaire (Juin 2011)
- [4] CIE n° 85, 1st Edition 1989 "Solar Spectral Irradiance"
- [5] ASTM C1549-09 Standard Test Method for Determination of Solar Reflectance Near Ambient Temperature Using a Portable Solar Reflectometer

Modèle dynamique d'un compresseur centrifuge à palier magnétique fonctionnant avec de la vapeur d'eau

Marwan CHAMOUN^{1*}, Romuald RULLIERE¹, Philippe HABERSCHILL¹, Jean-Francois BERAIL²

¹ Université de Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne, F-69621, France, Université Lyon 1, F-69622, France

² EDF R&D, Eco-efficiency & Industrial Process Department, Moret sur Loing, F-77818, France

* (auteur correspondant : Marwan.chamoun@insa-lyon.fr)

Résumé –

Afin d'améliorer l'efficacité énergétique dans l'industrie, une pompe à chaleur à haute température utilisant l'eau comme fluide frigorigène est en cours de développement. La faisabilité de cette PAC est liée à la levée de verrous technologiques associés à la compression. De ce fait, un nouveau compresseur centrifuge à paliers magnétiques a été développé. Cet article présente un modèle dynamique analytique de ce compresseur. Il est basé sur l'estimation des différentes pertes énergétiques (incidences et frottements) du compresseur. Ce modèle est développé en langage Modelica sous environnement Dymola. Les simulations permettent d'aider à la compréhension du comportement du compresseur suite à des variations brusques des variables externes (vitesse de rotation, débits et températures des sources).

NOMENCLATURE

A	Section de passage m^2	Δ	Différence
D	Diamètre, m	<i>Indices et exposants</i>	
C	Coefficient de surface,-	0	Arrêt
c_p	Chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	1	Entrée
h	Enthalpie massique, Jkg^{-1}	2	Sortie
l	Longueur m	b	conception
\dot{m}	Débit massique, $kg.s^{-1}$	d	Diffuseur
N	Vitesse de rotation $tr.min^{-1}$	f	Frottement
P	Pression, Pa	H	Hydraulique
T	Température, K	i	Incidence
w	Vitesse angulaire de rotation, $rd.s^{-1}$	is	Isentropique
<i>Symbole Grecs</i>		min	Minimale
α	Angle d'entrée, $rd.$	r	Roue
β	Angle relatif des aubages, $rd.$	<i>Abréviation</i>	
γ	Coefficient isentropique, -	CMV	Compression mécanique de la vapeur
η	Rendement, -	GWP	Global Warming Potential
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$	ODP	Ozone Depletion Potential
ψ	Taux de compression, -	PAC	Pompe à chaleur
		THT	Très Haute Température

1. Introduction

L'augmentation inéluctable du prix des énergies fossiles avec leur épuisement et la diminution souhaitée des rejets de gaz à effet de serre font de l'amélioration de l'efficacité énergétique des systèmes une préoccupation majeure.

Au niveau européen, on distingue le pack « 20-20-20, 2020 » dont le principal objectif est d'atteindre à l'horizon 2020 les objectifs suivants: une réduction de 20 % des émissions de gaz à effets de serre, une amélioration de 20 % de l'efficacité énergétique et une part de 20 % d'énergies renouvelables dans le mix énergétique. Une autre initiative aux Etats-Unis [1] dans le cadre du programme technologique industriel vise une réduction de 25 % de l'énergie consommée industriellement à l'horizon de 2020. Ces facteurs politiques, environnementaux et économiques imposent une recherche systématique d'économie d'énergie notamment dans le domaine industriel. La récupération des pertes énergétiques représente une part très importante des potentialités de gain d'efficacité énergétique dans l'industrie [2, 3, 4, 5, 6]. La valorisation de cette chaleur fatale représente un gisement d'efficacité énergétique énorme.

Plusieurs études de marché ont identifié sur le même site des rejets calorifiques à 80-90°C et des besoins calorifiques à un niveau de température supérieur soit dans l'intervalle 120-130°C dans plusieurs secteurs industriel (chimie, papeterie, séchage...). L'usage d'une pompe à chaleur industrielle à haute température exploitant ces rejets thermiques et assurant ces besoins apparaît comme une piste d'amélioration de l'efficacité énergétique globale du site. Cette pompe permettra la réduction de la consommation de l'énergie fossile par récupération des rejets calorifiques au niveau de l'évaporateur et restitution de la chaleur à un niveau de température plus élevé au niveau du condenseur.

Actuellement, les pompes à chaleur existantes sur le marché sont limitées à un niveau de température de 100 à 120 °C environ. Le développement d'une pompe à chaleur pouvant satisfaire les niveaux de températures supérieures est conditionné par le choix du fluide frigorigène et du compresseur correspondant. Dans le cadre du projet ANR PACO, des études [5, 7] ont conduit à adopter l'eau comme fluide de travail pour cette PAC à haute température. L'eau est le fluide naturel par excellence, sans conséquences environnementales (ODP=0 ; GWP<1 ; Non toxique ; inflammable...). Elle présente de hautes performances à haute température et est facilement disponible.

Les machines de compression de la vapeur d'eau disponible sur le marché actuel sont très spécifiques et présentent des problèmes d'étanchéité des garnitures, de jeux, de dilatation thermique, et surtout présentent des taux de compression insuffisants ... Le développement d'un nouveau compresseur de vapeur d'eau est devenu un verrou à lever pour la réalisation de cette pompe à chaleur. De plus, ce compresseur pourrait être utilisé en CMV dans le domaine de la concentration par évaporation, voir celui du séchage... Dans le domaine des compresseurs centrifuges, l'utilisation de paliers magnétiques est de plus en plus fréquente car elle permet de résoudre aisément les problèmes de graissage et d'étanchéité tout en préservant le fluide de la présence d'huile. Ceci justifie l'adaptation qui a été réalisée de ce type de machine afin de satisfaire le niveau de pression demandé pour la nouvelle PAC THT.

Un modèle dynamique du compresseur a été développé, Les simulations obtenues permettent d'aider à la compréhension du comportement du compresseur suite à des variations brusques des variables externes (vitesse de rotation, débits et températures des sources). Le modèle permet également de mettre en évidence les conditions de fonctionnement ou les transitions qui conduisent à l'aspiration de liquide par le compresseur et les événements qui doivent être évités lors de l'exploitation de celui-ci.

2. Stratégie de modélisation

2.1. Etude bibliographique

En se basant sur les travaux de Greitzer [8] sur la modélisation des compresseurs axiaux, Hansen et al. [9] a montré l'applicabilité de ces modèles modifiés aux compresseurs centrifuges. Fink et al. [10] a présenté un modèle centrifuge à vitesse variable en se basant sur le principe du modèle de Greitzer [8].

Gravdahl et Egeland [11] ont fourni un résumé des stratégies de modélisation des compresseurs centrifuges et de leur régulation en se basant sur les travaux de Greitzer et Fink et al. [8, 10]. En outre, ils ont développé un modèle de compresseur prenant en compte l'effet des pertes internes dans le compresseur (pertes par frottement et par incidence). Ils se sont basés sur les travaux de Ferguson [12] et de Watson et Janota [13] pour la modélisation des pertes. Cette démarche est également utilisée par Li et al. [14]. D'autres approches basées sur des approximations polynomiales du 4ème degré ou sur des régressions multilinéaires à partir des champs de caractéristiques expérimentales ont été développées. Ces approches de comportement permettent le calcul, par identification, des paramètres de la fonction de lissage de la courbe caractéristique du compresseur [15, 16] issue des données expérimentales fournis par le constructeur. Dans ce travail, le modèle du compresseur est basé sur la géométrie du compresseur ce qui permet de simuler le comportement du compresseur sans aucune information expérimentale. Ce modèle a été développé sur la base des travaux de Gravdahl et Egeland [17] afin d'être intégré dans un modèle complet de pompe à chaleur.

2.2. Caractéristiques du modèle

Le modèle présenté est basé, en particulier, sur le calcul des pertes énergétiques dans les différents composants du compresseur. Le fluide qui traverse le compresseur voit son énergie cinétique augmenter du fait de son entraînement entre les aubages de la roue. Cette énergie cinétique est convertie en énergie de pression dans le diffuseur. Plusieurs pertes surviennent lors du passage du fluide dans les différents composants. Les pertes par frottement et par incidence sont les pertes principales qui apparaissent essentiellement entre les aubages de la roue et dans le diffuseur. Les fuites et d'autres pertes notamment dans la volute, sont minimales et prisent en compte, en général, par une réduction du rendement.

Dans un premier temps, l'énergie cinétique maximale fournie par les aubages du compresseur au fluide est calculée en supposant qu'il n'y a pas de pertes pour connaître le maximum de quantité de mouvement qui peut être transmis. Dans un second temps, l'énergie perdue par le fluide est calculée en fonction des pertes internes dont on déduit un rendement isentropique en fonction de l'énergie totale transmise et des pertes. En supposant que le fluide est un gaz parfait, l'analyse isentropique du compresseur permet de déduire l'équation caractéristique du compresseur $\psi(w, \dot{m})$ en fonction des paramètres géométriques et de la vitesse de rotation. Le débit et l'enthalpie du fluide au refoulement du compresseur est déduit de ces équations par itération.

2.3. Modèle du compresseur

2.3.1. Energie fournie au fluide

A partir du théorème d'Euler appliqué à l'écoulement du fluide dans la roue du compresseur, le travail transmis au fluide est calculé. En supposant une entrée radiale (sans pré-rotation), l'enthalpie spécifique totale fournie au fluide par le compresseur est :

$$\Delta h_{o, total} = \sigma \frac{1}{4} D_2^2 w^2 \left(1 - \frac{2 \cot g(\beta_{2b}) \dot{m}}{\rho_1 A_1 D_1 w} \right) \quad (1)$$

2.3.2. Energie perdue par le fluide

Les pertes énergétiques dans le compresseur ne sont pas constantes, elles varient en fonction des différentes conditions de fonctionnement. Selon [12, 13, 18], les pertes dominantes dans un compresseur centrifuge sont les pertes par incidences et par frottements.

Ces pertes apparaissent dans la roue et dans le diffuseur. D'autres, comme les pertes par frottement du disque, les pertes par fuites et les pertes dans la volute sont négligées devant les pertes importantes d'incidences et de frottements du fluide. Les pertes par incidences et par frottements peuvent être calculées d'une façon similaire dans la roue et dans le diffuseur [13].

Pour le calcul des pertes par incidences, l'approche (NASA Shock loss theory) est utilisée. Cette théorie étudiée par Whitfield et Wallace [19] est basée sur les pertes d'énergie cinétique suivant la composante tangentielle de la vitesse. Les pertes d'incidence totale s'écrivent selon [12, 13, 17, 18] sous la forme :

$$\Delta h_i = \frac{D_1^2}{4} \left(w - \dot{m} \frac{2 \cot(\beta_{1b})}{\rho_{o1} A_1 D_1} \right)^2 \quad (2)$$

Gravdahl and Egeland [11] suppose que les pertes par frottement sont quadratiques en fonction du débit et indépendante de la vitesse de rotation de la roue. Selon Ferguson [12], les pertes par frottement sont calculées de la même manière dans la roue et dans le diffuseur.

$$\Delta h_{0f} = \left(C_1 \frac{l_r}{2D_H \rho_1^2 A_1^2 \sin^2(\beta_{1b})} + C_2 \frac{l_d \sin^2(\alpha_{2b})}{2D_H \rho_2^2 A_2^2} \right) \dot{m}^2 \quad (3)$$

2.3.3. Modèle de transfert

En supposant une compression isentropique entre les pressions P_{01} et P_{02} suivit d'une évolution isobare (figure 1), la variation d'enthalpie Δh_{0is} dans le compresseur isentropique est calculée en fonction de l'énergie fournie par le rotor diminuée des pertes internes calculées ci-dessus.

$$\Delta h_{0is}(w, \dot{m}) = \Delta h_{o,totale}(w, \dot{m}) - \Delta h_{0i}(w, \dot{m}) - \Delta h_{0f}(\dot{m}) \quad (4)$$

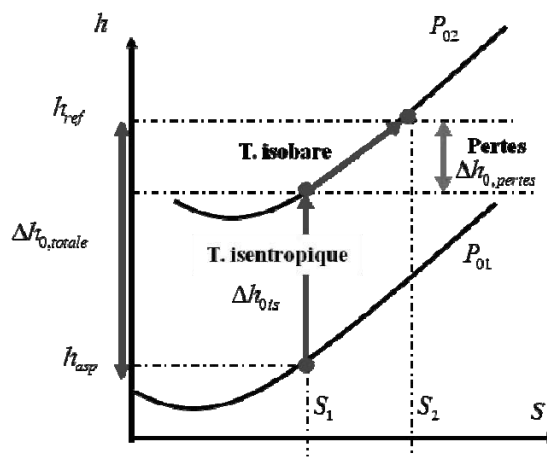


Figure 1 : Transformations isentropique et isobare pendant la compression

2.3.4. Rendement du compresseur

Le rendement isentropique du compresseur correspond au rapport entre la variation d'enthalpie isentropique et le travail total fourni par le compresseur. En supposant un gaz parfait à c_p constante, le taux de compression du compresseur s'écrit en fonction du rendement isentropique :

$$\psi(w, \dot{m}) = \frac{P_2}{P_{o1}} = \left(1 + \frac{\eta_{is}(w, \dot{m}) \Delta h_{o,total}}{c_p T_{o1}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{5}$$

3. Simulation et discussion

La résolution de ces différentes équations sous Dymola donne deux solutions différentes pour le débit traversant le compresseur. La plus grande est la solution stable qu’il faut retenir et la petite correspond à la zone de pompage qu’il faut éviter. Le fait de calculer ces deux valeurs différentes du débit donne une idée de l’emplacement de la courbe de pompage. Sur la figure 2, les deux solutions sont présentées en fonction du taux de compression paramétré en vitesses de rotation.

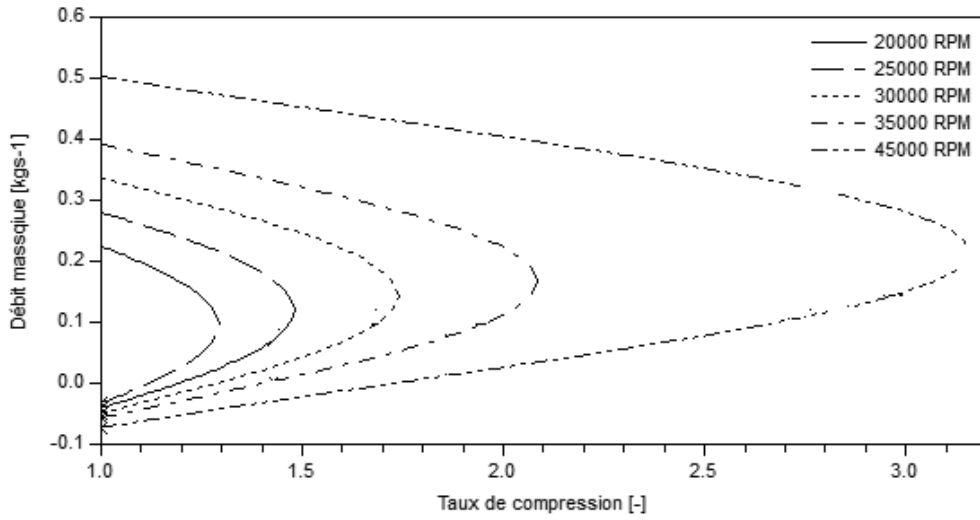


Figure 2. Courbes caractéristiques du compresseur paramétrées en vitesse de rotation

En supposant que les coefficients de frottement sont constants, le développement des équations ci-dessus abouti à une équation à deux variables du second degré :

$$cm^2 - dN\dot{m} + (b - a)N^2 + \phi_0 = 0 \tag{6}$$

Où a, b, c et d sont des constants et ϕ_0 est une fonction du taux de compression et de la température d’entrée du fluide dans le compresseur. Afin d’avoir une solution pour cette équation, il faut avoir un déterminant Δ positive ou égale à zéro :

$$\Delta = (dN)^2 - 4(c)((b - a)N^2 + \phi_0) \geq 0 \tag{7}$$

Alors la vitesse de rotation doit être supérieure à une limite inférieure dépendante du taux de compression :

$$N \geq N_{\min} = \left(\frac{4(c)\phi_0}{(d^2 - 4(c)(a - b))} \right)^{1/2} \tag{8}$$

La vitesse minimale N_{\min} calculée ci-dessus est la vitesse de rotation qui détermine la ligne de pompage pour un taux de compression donnée. Alors en augmentant le taux de compression pour une vitesse de rotation fixe implique une approche de la vitesse limite minimale et un risque de passer en zone de pompage. Cette équation donne la limite de la courbe de pompage. Ainsi, pour la sécurité du compresseur il faut vérifier que la vitesse de rotation est supérieure à cette limite.

La simulation du comportement d’un étage de compression en fixant les valeurs de la pression à l’aspiration (fixé dans le cas de la PAC par l’évaporateur) et au refoulement (fixé dans le cas de la PAC par le condenseur) et en imposant différentes vitesses de rotation est représentée sur la figure 3. On remarque que la quantité d’énergie massique isentropique reste constante en fonction de la

vitesse de rotation mais augmente avec le taux de compression. L'énergie massique totale fournie par le compresseur au fluide croît avec la vitesse de rotation car elle est proportionnelle à la vitesse périphérique de la roue. Tandis que les pertes augmentent avec la vitesse de rotation à cause de l'accroissement du débit qui est lié en générale à une diminution du taux de compression.

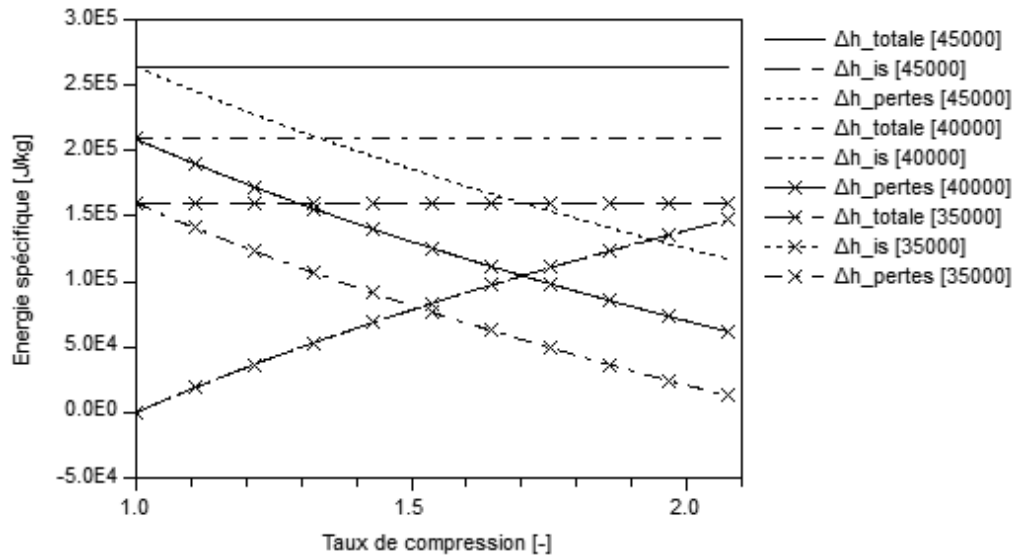


Figure 3. Energie massique fourni et perdu en fonction du taux de compression pour différentes vitesses de rotation

Le rendement isentropique du compresseur centrifuge augmente en s'approchant de la courbe de pompage, soit pour un débit ou un taux de compression décroissant. Selon la figure 4, on remarque que pour un débit donné, une augmentation de la vitesse de rotation augmente le rendement isentropique.

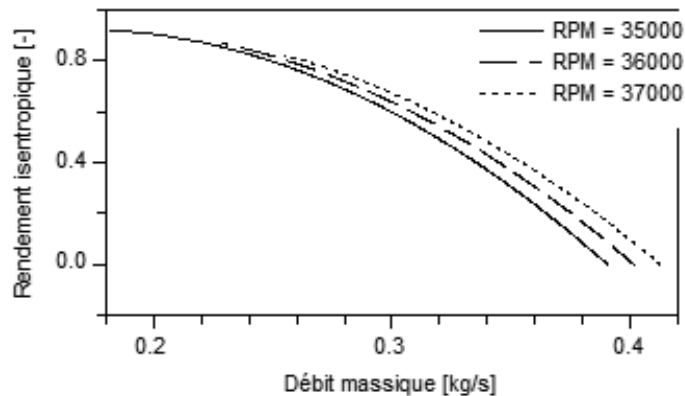


Figure 4. Rendement isentropique en fonction du débit massique pour différentes vitesses de rotation

4. Conclusion

Afin d'améliorer l'efficacité énergétique dans l'industrie, une pompe à chaleur à haute température utilisant l'eau comme frigorigène est en cours de développement. La faisabilité d'une pompe à chaleur de ce type est liée à la levée de verrous technologiques associés à la compression. De ce fait, un nouveau compresseur centrifuge à paliers magnétiques a été développé. Un modèle dynamique analytique de ce compresseur est présenté. Ce modèle est basé sur l'estimation des différentes pertes énergétiques (incidences et frottement) du compresseur. Ce dernier est développé en langage Modelica sous environnement Dymola.

Les simulations ont permis de tracer les courbes caractéristiques du compresseur avant même les essais expérimentaux. A partir de ce modèle, la ligne de pompage a été identifiée afin de ne pas la

dépasser. A partir de cette ligne, on en déduit les limites maximales du taux de compression et les minimums de la vitesse de rotation et du débit.

5. Références

- [1] FY, 2010. US Department of Energy (US DoE), *Energy efficiency and Renewable Energy, Industrial technologies program, Save energy now*
http://www1.eere.energy.gov/industry/saveenergynow/pdfs/sen_fy2010_program_developments.pdf
- [2] M. Dupont, E. Sapora, *The heat recovery potential in the French industry: Which opportunities for heat pump systems?* ECLEER Summer Study (2009).
- [3] US Department of Energy, *Process Heating – A Special Supplement To Energy Matters, November - December 2000.*
- [4] A. Khattar, *Intégration d'une pompe à chaleur dans un procédé agroalimentaire-simulations, expérimentation et intégration* PhD thesis (2010), Ecole des mines de Paris.
- [5] EDF R&D rapport, Communications et documents internes. Faisabilité technique et économique d'une pompe à chaleur à vapeur d'eau. Rapport technique EDF (2009)
- [6] M. Chamoun, R. Rulliere, P. Haberschill, P., J.F. Berail, *Dynamic model of an industrial heat pump using water as refrigerant*, International Journal of Refrigeration (2012), doi:10.1016/j.ijrefrig.2011.12.007.
- [7] M. Chamoun, R. Rulliere, P. Haberschill, P., J.F. Berail, *Water Vapor as refrigerant for a new high temperature heat pump. In: Proceedings of the 23th International Congress of refrigeration* (Prague, 2011), Paper no.178.
- [8] E. Greitzer, *Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors, Part I: Theoretical Compression System Model.* Journal of Engineering for Power 98 (1976)
- [9] K.E. Hansen, P. Jergensen, P.S. Larsen. *Experimental and theoretical study of surge in a small centrifugal compressor.* Journal of Fluids Engineering 103 (1981), 391-394.
- [10] D.A. Fink, N.A. Cumpsty, E.M. Greitzer, *Surge dynamics in a freespool centrifugal compressor system.* Journal of Turbomachinery 114 (1992), 321-332.
- [11] J.T. Gravdahl, O. Egeland, *Compressor Surge and Rotating Stall: Modeling and Control.* (1999) London, Springer Verlag.
- [12] T.B. Ferguson, *The centrifugal compressor stage.*, (1963) Butterworths. London.
- [13] N. Watson, M.S. Janota, *Turbocharging the internal combustion engine.* (1982) MacMillan.
- [14] L. Pengfei., L. Yaoyu, J. E. Seem, *Dynamic modeling and consistent initialisation of system of differential-Algebraic equations for centrifugal chillers.* Fourth National conference of IBPSA-USA, New-York.(2010)
- [15] F.K. Moore,E.M Greitzer, *A theory of post stall transient in axial compression systems: Part I–development of equations.* ASME J. Engineering for Gas Turbines and Power,(1986) 108:68–76.
- [16] P. Schalbart, *Modélisation du fonctionnement en régime dynamique d'une machine frigorifique biétagée à turbo-compresseurs- Application à sa régulation*, PhD thesis (2006), CETHIL, INSA de Lyon.
- [17] J.T. Gravdahl, O. Egeland, S.O. Vatland, *Driver torque actuation in active surge control of centrifugal compressors.* Automatica 38, (2002) 1881-1893.
- [18] A.E. Nisenfeld, *Centrifugal compressors: principles of operation and control.* Instrument society of America (1982).
- [19] A. Whitfield, F.J. Wallace, *Study of incidence loss models in radial and mixed-flow turbo machinery.* In: Proceedings of the conference on heat and flow in steam and gas turbine plant (1973).U. of Warwick, Coventry. pp. 122-128.

Intérêts écologique, énergétique, exergetique et économique des pompes à chaleur industrielles à hautes températures

Marwan CHAMOUN^{1*}, Romuald RULLIERE¹, Philippe HABERSCHILL¹, Jean-Francois BERAIL²

¹ Université de Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL, UMR5008, Villeurbanne, F-69621, France, Université Lyon 1, F-69622, France

² EDF R&D, Eco-efficiency & Industrial Process Department, Moret sur Loing, F-77818, France

* (auteur correspondant : Marwan.chamoun@insa-lyon.fr)

RÉSUMÉ

L'amélioration de l'efficacité énergétique devient une préoccupation majeure dans le secteur industriel au vue notamment de l'augmentation du prix de l'énergie. Une comparaison montrant l'intérêt de remplacer une chaudière utilisant l'énergie fossile par une pompe à chaleur est présenté dans cet article. Cette étude comparative s'appuie sur des critères économique, énergétique, exergetique ainsi qu'environnemental. Le temps de retour sur investissement (TRI), les énergies économisées (COP) et la réduction des émissions de CO₂ (TEWI) sont présentés. Une analyse exergetique qualifie et quantifie les irréversibilités sur chaque organe de la PAC montrant l'intérêt exergetique de la PAC par rapport à la chaudière.

NOMENCLATURE

<i>C</i>	Charge de fluide par puissance chaud pour les PAC industrielles (0,3), $kg.kW^{-1}$	<i>Symbole Grecs</i>	
<i>e</i>	Exergie massique, kJ/kg	α	Taux de fluide récupéré lors du démontage de la PAC (0,8)
<i>Ex</i>	Exergie totale détruite, kW	η	Rendement
<i>h</i>	Temps de fonctionnement annuel, h	τ	Taux de fuites annuelles par rapport à la charge de l'installation (0,1 [2])
<i>H</i>	Nombre d'heures annuelles de fonctionnement (8000), <i>h</i>	Δ	Différence
<i>I</i>	Investissement, €	<i>Indices et exposants</i>	
<i>Irr</i>	Irréversibilité, kW	0	Référence
<i>m</i>	Emission de GES en kg équivalent CO ₂ par MWh PCI d'unité consommé (205 pour le gaz et 55 pour l'électricité en France [1]), $kg.MWh^{-1}$	c	Centrale électrique
\dot{m}	Débit massique, $kg.s^{-1}$	ch	Chaudière
<i>n</i>	Nombre d'année de fonctionnement (20), <i>An</i>	cond	Condenseur
<i>p</i>	Puissance chaude de référence (1), kW	élec	Electricité
<i>P</i>	Prix du MW.h, $€.MW^{-1}.h^{-1}$	ex	Exergetique
\dot{Q}	Puissance calorifique, kW	gaz	Gaz
<i>T</i>	Température, K	m	Moyenne
\dot{W}	Puissance mécanique, kW	rec	Récupéré
		<i>Abréviation</i>	
		COP	Coefficient de performances
		GES	Gaz à effet de serre
		GWP	Global Warming Potential
		PAC	Pompe à chaleur
		PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur
		TEWI	Total Equivalent Warming Impact

1. Introduction

L'augmentation inéluctable des prix des énergies fossiles avec leur épuisement et la diminution souhaitée des rejets de gaz à effet de serre font de l'amélioration de l'efficacité énergétique une préoccupation majeure.

Au niveau européen, on distingue le pack « 20-20-20, 2020 » dont le principal objectif est d'atteindre à l'horizon 2020 les objectifs suivants : une réduction de 20 % des émissions de gaz à effets de serre, une amélioration de 20 % de l'efficacité énergétique et une part de 20 % d'énergies renouvelables dans le mix énergétique. Une autre initiative aux Etats-Unis [3] dans le cadre du programme technologique industriel vise une réduction de 25 % de l'énergie consommée industriellement à l'horizon de 2020. Ces facteurs politiques, environnementaux et économiques imposent une recherche systématique d'économie d'énergie notamment dans le domaine industriel.

Conventionnellement, les chaudières transforment les énergies fossiles en chaleur de combustion pour assurer le chauffage de flux afin de satisfaire les besoins de températures nécessaires à différents procédés industriels. En revanche, la consommation incessante de cette énergie fossile favorise les émissions de gaz à effet de serres et participe à l'accroissement de la chaleur fatale.

La récupération des pertes énergétiques représente une part très importante des potentialités de gain d'efficacité énergétique dans l'industrie [4, 5, 6, 7, 8]. La valorisation de cette chaleur représente un gisement d'efficacité énergétique énorme.

L'usage de pompes à chaleur (PAC) industrielles apparait comme une piste d'amélioration de l'efficacité énergétique en réduisant considérablement la consommation d'énergie fossile qui est tout ou partie remplacée par la récupération de rejets calorifiques à l'aide de PAC (figure 1).

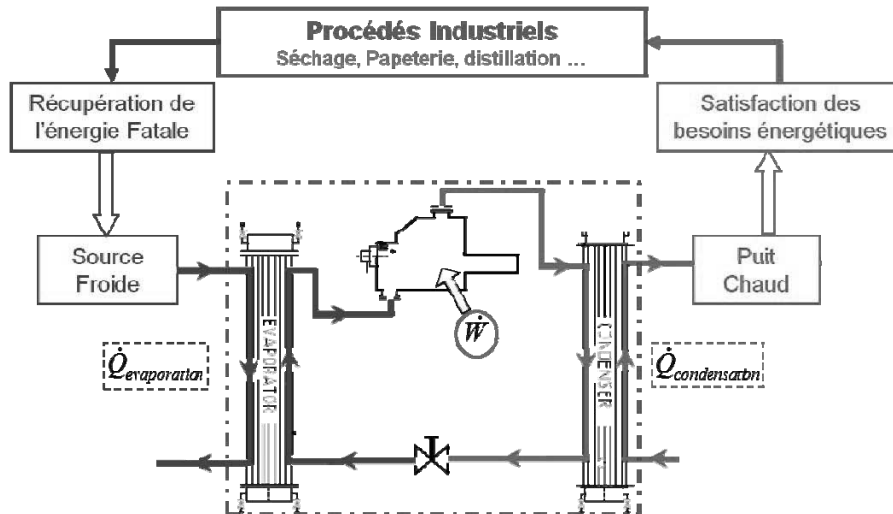


Figure 1. Récupération d'effluents pour satisfaire les besoins énergétiques par une PAC

Les investissements dans le domaine des PAC doivent être justifiés par une évaluation multicritères nécessitant simultanément une économie d'énergie, un profit environnemental et une rentabilité financière par rapport aux moyens de chauffage classiques. De plus, l'intégration de PAC nécessite une adéquation particulière entre disponibilités des effluents calorifiques et les besoins.

2. Intérêts multicritères

2.1. Intérêts environnemental

Du point de vue écologique, l'usage de pompes à chaleur permet de réduire fortement les émissions CO₂ par rapport à une chaudière. Le TEWI (Total Equivalent Warming Impact) définie comme étant la somme de l'incidence directe des émissions de fluides frigorigènes et de l'incidence indirecte des émissions de CO₂ (dues à l'énergie primaire utilisée pour le fonctionnement de la pompe à chaleur). Il permet de calculer globalement les émissions de CO₂ d'une pompe à chaleur au cours de son cycle de vie. Le TEWI est donné par :

$$TEWI_{PAC} = \underbrace{(GWP \times \tau \times C \times n)}_{\text{Fuites}} + \underbrace{(GWP \times C \times (1 - \alpha_{rec}))}_{\text{Recyclage}} + \underbrace{(n \times \frac{H \times p}{COP} \times m_{elec})}_{\text{Effet de serre indirect}} \quad (1)$$

Effet de serre direct

Afin de montrer l'intérêt du remplacement d'une chaudière par une PAC, l'incidence des émissions de CO₂ due à l'énergie fossile utilisée dans le cas de la chaudière à gaz sont calculés pour le même cycle de vie que celui utilisé pour calculer la contribution environnementale de la PAC.

$$TEWI_{CHAUDIERE} = 1,1 \times n \times \underbrace{\frac{H \times p}{\eta_{chaudiere}} \times m_{gaz}}_{\text{Emissions CO}_2 \text{ de la chaudière}} \quad (2)$$

Les Emissions de CO₂ évitées par kW chaud grâce à l'usage d'une pompe à chaleur, sont représentées en fonction du COP de la PAC sur la figure 2 pour différents fluides frigorigènes. On remarque le grand intérêt écologique de la substitution d'une chaudière à gaz par une pompe à chaleur. L'impact environnemental est réduit considérablement par réduction des émissions de CO₂ qui peut atteindre de l'ordre de 96 % des émissions de la chaudière (46 tonnes de CO₂ équivalent sur 20 ans). Sur ce graphique on remarque que les différences d'émissions de CO₂ entre les différents fluides frigorigène restent faible (de l'ordre de 3%) quelque soit le COP. L'augmentation du COP entraine un accroissement de la réduction des émissions en réduisant l'effet de serre indirecte due à l'électricité consommée par le compresseur.

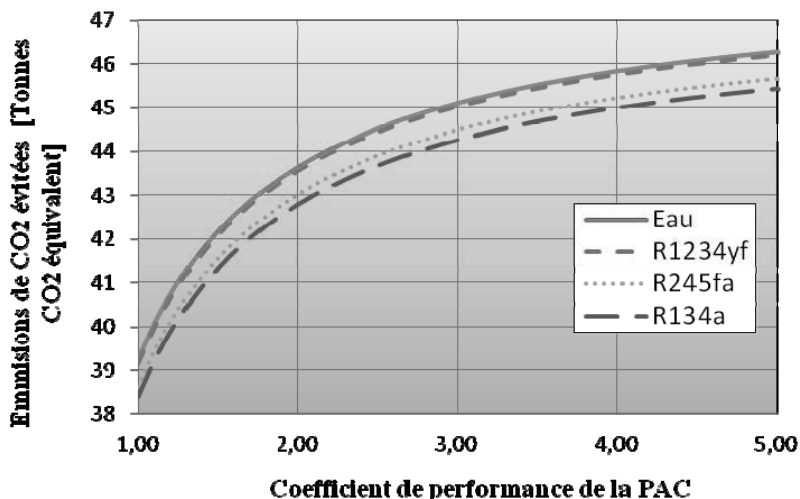


Figure 2. Emissions de CO₂ évitées par kW chaud par substitution d'une chaudière (rendement 85%) par une pompe à chaleur fonctionnant 8000 h par an, pendant 20 ans, en France pour différents fluides frigorigènes

2.2. Intérêts Economique

L'étude de la rentabilité financière de l'implantation d'une PAC est une étape incontournable avant tout investissement. Le gain économique doit être suffisant afin que l'investissement que représente l'achat de la PAC ai un temps de retour acceptable dans le milieu industriel.

Pour produire la même puissance calorifique \dot{Q}_{cond} , le gain en coûts d’exploitation des PAC par rapport à ceux des chaudières est calculé en fonction des tarifications des prix du gaz P_{gaz} et de l’électricité P_{elec} en prenant en compte le rendement de la chaudière η_{ch} et le COP de la PAC. En €, le gain en coût d’exploitation est estimé par l’expression ci-dessous pour une heure de fonctionnement :

$$\Delta P = \dot{Q}_{cond} \left(1.1 \frac{P_{gaz}}{\eta_{ch}} - \frac{P_{elec}}{COP} \right) \tag{3}$$

A partir de ce gain économique et de l’investissement initial, le temps de retour sur investissement TRI est donnée par :

$$TRI = \frac{I}{\Delta P \times h} = \frac{I_{initial} + I_{continu}}{\dot{Q}_{cond} \times h \times \left(1.1 \frac{P_{gaz}}{\eta_{ch}} - \frac{P_{elec}}{COP} \right)} \tag{4}$$

Certains auteurs [7,9] estiment les coûts d’investissements initiaux (Coût fixe de la PAC + intégration dans l’usine) et continu (Coût variable de la puissance électrique installée au moteur) à l’aide de l’expression suivante :

$$I = 150\,000 + 500 \frac{\dot{Q}_{cond}}{COP} \tag{4}$$

En fonction du temps de fonctionnement annuel et du rendement de la chaudière, la figure 3 représente le temps de retour sur investissement de la PAC en fonction de son coefficient de performances. Sur ce plan économique, il est clair que l’augmentation du nombre d’heures de fonctionnement et du coefficient de performances de la PAC réduit significativement le temps de retour sur investissement. Ce temps peut atteindre facilement 3 ans pour une PAC avec un COP supérieur à 3. L’optimisation du COP sera judicieuse dans un certain intervalle car à partir d’une certaine valeur, les coûts liés à l’augmentation du COP deviennent supérieurs aux bénéfiques.

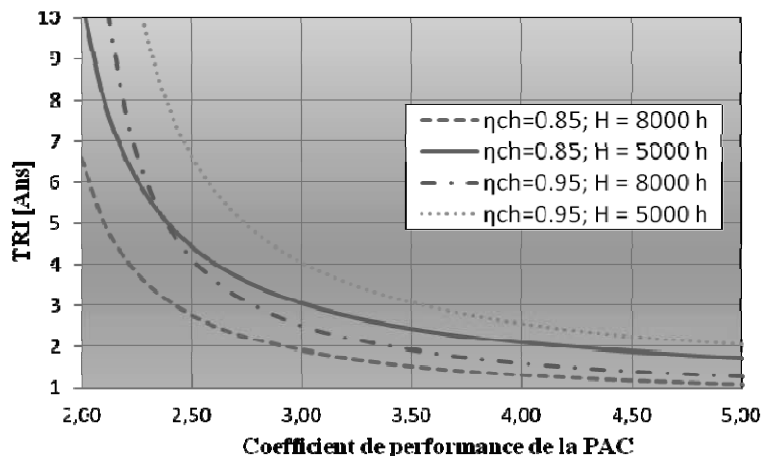


Figure 3. Temps de retour sur investissement en fonction du rendement de la Chaudière, du temps de fonctionnement et du COP de la PAC

En effet, on remarque une évolution exponentielle du TRI en fonction du COP. Ainsi, une amélioration du TRI de 70 % est obtenue en augmentant le COP de 2 à 3 alors qu’elle n’est que de 20 % en augmentant le COP de 4 à 5. Cette réduction de l’amélioration du TRI avec l’augmentation du COP montre l’importance d’une étude des coûts engendrés sur les différents composants

techniques ainsi que celle des coûts engendrés par le fonctionnement du système (maintenance, encrassement...).

En se basant sur des scénarios réalistes pour une nouvelle pompe à chaleur à haute température utilisant l'eau comme fluide frigorigène le temps de retour sur investissement évolue de la manière représentée sur la figure 4 en maintenant un ΔT de 40 K au niveau du compresseur:

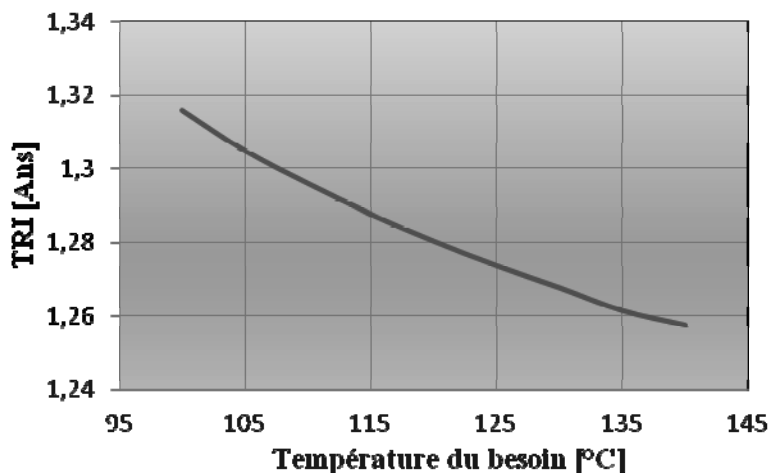


Figure 4. Temps de retour sur investissement pour une PAC à eau en fonction de la température du besoin

2.3. Intérêts énergétique

Energétiquement, l'usage des pompes à chaleur doit permettre une économie d'énergie primaire consommée ΔE pour une certaine puissance calorifique \dot{Q}_{cond} . La différence entre la consommation de la PAC et celle de la chaudière s'exprime sous la forme suivante :

$$\Delta E = \dot{Q}_{cond} \left(\frac{1}{\eta_{ch}} - \frac{1}{\eta_c \times COP} \right) \quad (4)$$

Selon [9], le rendement global de production des centrales électriques en France η_c est de l'ordre de 38 %. Avec cette valeur, on remarque (figure 5) que l'économie d'énergie primaire n'apparaît qu'à partir d'un COP minimale de 2,5 pour la pompe à chaleur (rendement de chaudière 95%).

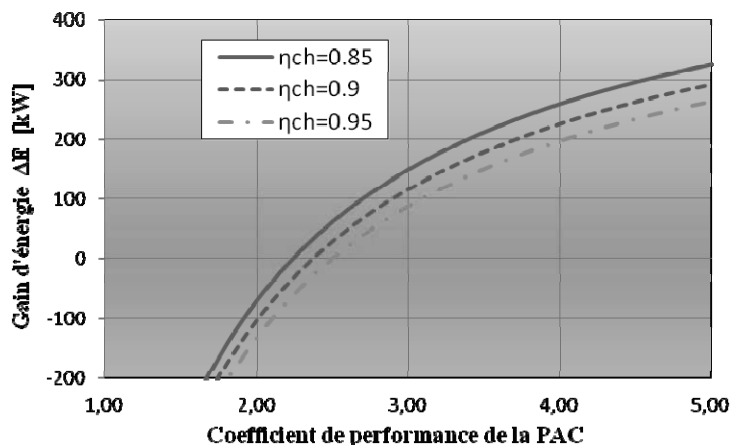


Figure 5. Economies d'énergie primaire réalisées par remplacement d'une chaudière par une PAC (500kW chaud) en fonction de son COP et du rendement de la chaudière

2.4. Intérêts Exergétique

L'exergie pure est fournie au compresseur de la PAC afin de pomper la chaleur de la source froide vers la source chaude. En négligeant les pertes du réseau, A. Khattar [7] identifie deux sources de destruction d'exergie principales dans la PAC, la destruction due aux irréversibilités internes et celle due au rendement de la centrale électrique. Pour une certaine puissance calorifique \dot{Q}_{cond} , on obtient la destruction totale d'exergie en fonction de son COP :

$$Ex_{PAC} = \frac{\dot{Q}_{cond}}{COP} \left(\frac{1}{\eta_c} - \eta_{ex,PAC} \right) \tag{5}$$

Pour produire la même puissance calorifique avec une chaudière, il existe deux sources de dissipation d'exergie. La première est due au rendement de la chaudière η_{ch} qui détruit une partie de l'exergie pure contenue dans le combustible. La deuxième source est due aux transferts de chaleur entre la flamme de combustion et le fluide à une température moyenne T_m . La destruction totale d'exergie par une chaudière peut être calculée en utilisant la formule de [10] en supposant que la température de flamme est infinie et la température ambiante T_0 :

$$Ex_{CH} = \dot{Q}_{cond} \left(\frac{1}{\eta_{ch}} - 1 + \frac{T_0}{T_m} \right) \tag{6}$$

Il y a un intérêt exergétique à substituer la chaudière par une PAC lorsque la destruction d'exergie de la chaudière est supérieure à celle de la PAC. Le gain d'exergie due à ce remplacement est représenté sur la figure 6 en fonction du COP de la PAC pour différentes température en sortie de générateur et différents rendement de chaudière. Comme pour l'intérêt énergétique, il faut un minimum de COP pour que le gain exergétique soit positif. Cette valeur varie de 2,3 à 2,8. Elle est d'autant plus faible que le rendement de la chaudière est moins élevé et que la température de sortie est faible. :

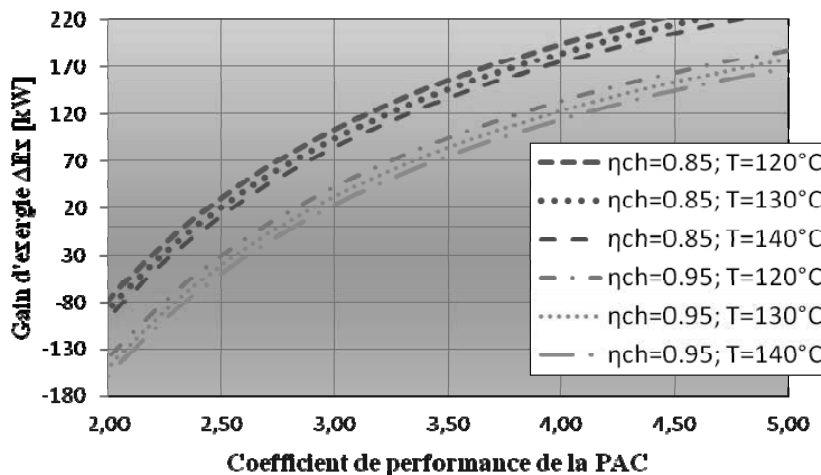


Figure 6. Economie d'exergie due au remplacement d'une chaudière par une PAC en fonction de son COP, de la température du besoin et du rendement de la chaudière

2.5. Analyse Exergétique

En se basant sur les deux principes de la thermodynamique, les irréversibilités existante dans la PAC sont qualifier et quantifier selon chaque organe. En régime permanent, les irréversibilités sont quantifiées par la formule suivante :

$$Irr = \sum_{i \in e-s} \dot{m}_i e_i + \dot{W} + \sum_{Sources} \dot{Q}_s \left(1 - \frac{T_0}{T_m}\right) \quad (7)$$

Cette analyse a été appliquée à un modèle de pompe à chaleur utilisant l'eau comme fluide frigorigène [11]. Les composants responsables de la destruction d'exergie dans la PAC pris en compte sont : le condenseur, le compresseur, l'évaporateur, le détendeur. Les échangeurs à plaques et joints sont découpés selon la méthode des volumes finis, le compresseur à double vis est modélisé avec une injection de désurchauffe.

Au niveau des échangeurs le travail est nul tandis que la compression et la détente sont supposées adiabatiques. En appliquant l'équation ci-dessus sur les différents organes de la PAC, on obtient la répartition des destructions exergetiques entre les différents organes.

Répartition	Totale	Condenseur	Evaporateur	Compresseur	Détendeur
kW	28.44	2.535	1.696	22.88	1.33
%	100	8.91	5.96	80.41	4.72

Tableau 1. Répartition des pertes exergetiques dans une pompe à chaleur

Le compresseur est de très loin l'organe présentant le plus de pertes d'exergie. En effet, plus de 80 % des pertes totales de la PAC apparaissent au compresseur. Les irréversibilités proviennent des fuites internes et des échanges de chaleur avec les vis qui affecte les rendements isentropique et volumétrique. La deuxième source d'irréversibilités est le condenseur et la troisième l'évaporateur. Ces irréversibilités relativement faibles sont liée aux pincements de ces échangeurs qu'il est aujourd'hui difficile de réduire sans un coût trop important.

3. Conclusion

Une comparaison multicritère a été présentée dans cet article montant l'intérêt de remplacer une chaudière utilisant l'énergie fossile par une pompe à chaleur. Cette étude comparative s'appuie sur des critères environnementaux, économique, énergétique ainsi qu'exergetique.

Une comparaison environnementale entre ces deux dernières a montré une réduction considérable de l'impact environnemental. Cette contribution écologique est identifiée par une réduction des émissions de CO₂ qui peut atteindre de l'ordre de 96% par la substitution de la chaudière par une PAC.

L'investissement industriel dans ce domaine doit être justifié sur le plan économique par un temps de retour d'investissement intéressant. Selon la comparaison présentée dans l'article, le TRI peut atteindre facilement 2 ans selon les différents paramètres mis en jeu. On remarque que l'optimisation sera judicieuse dans un certain intervalle puisqu'à partir d'une certaine valeur, les couts liés à l'augmentation du COP deviennent supérieurs aux bénéfiques. Cette optimisation peut être faite sur le plan exergetique en identifiant les organes principalement responsables des destructions exergetiques dans la PAC. Dans ce cas d'étude, le compresseur à double vis est le premier organe responsable de la destruction d'exergie.

4. Références

- [1] ADEME, *Guide des facteurs d'émissions*, (2007).
- [2] CEA-Cemagref, *Conception et optimisation d'installations frigorifiques à faible charge en frigorigène* (2006).
- [3] FY, 2010. US Department of Energy (US DoE), *Energy efficiency and Renewable Energy, Industrial technologies program, Save energy now.*
http://www1.eere.energy.gov/industry/saveenergynow/pdfs/sen_fy2010_program_developments.pdf
- [4] US Department of Energy, *Process Heating – A Special Supplement To Energy Matters*, November - December 2000.
- [5] L. Levacher, C. Bethenod, I. Hita, S. Hartmann, *Energy efficiency in Industry : from existing technologies to innovative solutions*, ECEEE 2009.

- [6] M. Chamoun, R. Rulliere, P. Haberschill, P., J.F. Berail, Water Vapor as refrigerant for a new high temperature heat pump. *In: Proceedings of the 23th International Congress of refrigeration* (Prague, 2011), Paper no.178.
- [7] A. Khattar, *Intégration d'une pompe à chaleur dans un procédé agroalimentaire-simulations, expérimentation et intégration* PhD thesis (2010), Ecole des Mines de Paris.
- [8] M. Dupont, E. Sabora, *The heat recovery potential in the French industry: Which opportunities for heat pump systems?* ECLEER Summer Study (2009).
- [9] EDF R&D. EDF-R&D-EPI. Communications et documents internes (2010).
- [10] J. Szargut, *Exergy Method Technical and ecological applications*. WITPress Southampton, Boston, UK (2005).
- [11] M. Chamoun, R. Rulliere, P. Haberschill, P., J.F. Berail, *Dynamic model of an industrial heat pump using water as refrigerant*, *International Journal of Refrigeration* (2012), doi:10.1016/j.ijrefrig.2011.12.007.

Analyse théorique d'un modèle de flamme pour l'étude des feux de forêts : de l'identification de paramètres au développement d'outils métrologiques

Anthony Collin^a, Aymeric Lamorlette^b, Zoubir Acem^a

^a : LEMTA, Université de Lorraine, CNRS

ENSEM, 2 avenue de la forêt de Haye - 54504 Vandœuvre-lès-Nancy - France

^b : Laboratoire M2P2, Aix-Marseille Univ, CNRS

UNIMECA, 60 rue Joliot Curie - 13453 Marseille - France

Auteur correspondant : anthony.collin@univ-lorraine.fr

Résumé - Le travail présenté ici analyse une méthode d'identification de paramètres basé sur un modèle de flamme. Ce modèle est utilisé pour l'étude de la propagation de feux de forêts. En appliquant une analyse de sensibilité globale, cette étude démontre pourquoi, la hauteur, l'épaisseur et la température de flamme sont des paramètres identifiables par une mesure de la distribution du flux radiatif alors que l'angle d'inclinaison est un paramètre difficilement quantifiable. Les premiers résultats obtenus permettent à la fois de valider le principe de cette métrologie mais également de dégager de nouvelles pistes d'amélioration.

Nomenclature

A	Coefficient de préfacteur de la loi d'Arrhénius, [s^{-1}]	S_i	Indice de sensibilité du 1er ordre de i , [-]
C_l	Chaleur massique de l'eau, [J/kg/K]	S_{Ti}	Indice de sensibilité totale de i , [-]
C_s	Chaleur massique des végétaux, [J/kg/K]	T	Température de la végétation, [K]
E	Energie d'activation, [J/mol]	T_a	Température ambiante de l'air, [K]
e_f	Epaisseur de la flamme, [m]	T_{ev}	Température d'évaporation, [K]
$F_{f \rightarrow \text{vég}}$	Facteur de forme entre la flamme et une surface sur la végétation, [-]	T_f	Température de la flamme, [K]
\mathcal{F}	Facteur de forme réduit, [m^{-2}]	T_{ig}	Température d'auto-inflammation, [K]
h	Coefficient d'échange, [$W/m^2/K$]	\mathcal{V}_f	Volume de la flamme, [m^3]
h_f	Hauteur de la flamme, [m]	δ_T	Fonction de Dirac, [-]
H_u	Humidité relative, [-]	κ_f	Coefficient d'absorption de la flamme, [m^{-1}]
Lev	Chaleur latente d'évaporation, [J/kg]	θ_f	Angle d'inclinaison de la flamme, [rad]
l_f	Largeur de la flamme, [m]	ρ	Charge de végétation, [kg/m^2]
M_T	Densité de flux radiatif absorbé par la végétation, [W/m^2]	ρ_{ext}	Charge de cendres restantes, [kg/m^2]
R	Constante des gaz parfaits, [J/mol/K]	σ_s	Constante de Stefan-Boltzmann, [$W/m^2/K^4$]

1. Introduction

Chaque année, les feux de végétation couramment appelés "feux de forêts" parcourent plusieurs dizaines de milliers d'hectares détruisant en même temps faune et flore. En France, le dernier incident majeur a eu lieu en novembre 2011, où le feu a ravagé environ 2500 hectares de végétation dans le parc national de la Réunion. Plus récemment, en janvier 2012, le Chili a subi un dramatique incendie, déplorant 1 mort et plus de 23 000 hectares de végétation détruite. L'étude de la dynamique d'un feu de végétation devient alors un élément très important afin de le prévoir et de tenter de le contrôler. Le développement de modèles numériques de propagation est donc un élément essentiel pour comprendre et anticiper ce phénomène.

La modélisation de la propagation des feux de forêts repose très souvent sur l'établissement d'équations bilans. Dans le cadre des feux de végétation, le bilan énergétique implique principalement deux modes de transfert de chaleur qui sont les transferts radiatif et convectif [1]. Le transfert radiatif est considéré comme le moteur principal de la propagation d'un incendie, compte tenu de l'importance du rayonnement provenant des végétaux en feu. Le modèle de propagation développé au LEMTA est construit d'après le modèle de combustion issu des travaux de Margerit *et al.* [2]. C'est un modèle bidimensionnel (après intégration selon la composante verticale) à une seule température T , température du milieu homogène équivalent (air + milieu végétal). Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- l'évaporation de l'humidité contenue dans les végétaux a lieu à température constante T_{ev} ;
- la variation d'enthalpie due au processus de pyrolyse est négligée ;
- seuls les transferts de chaleur par convection et par rayonnement provenant des flammes sont pris en compte (le transfert de chaleur par conduction est négligé).

En utilisant ces hypothèses, le modèle de propagation peut être réduit à deux équations bilans [2] :

$$\begin{cases} \rho (C_s + H_u C_l) \frac{\partial T}{\partial t} = h (T_a - T) + \rho \frac{\partial H_u}{\partial t} L_{ev} \delta_{T=T_{ev}} + M_r \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \text{ quand } T > T_{ig} \text{ et } \rho \geq \rho_{ext} \end{cases} \quad (1)$$

Dans cette équation, le terme M_r correspond à une densité de flux radiatif provenant des flammes et absorbé par la végétation. Les modèles de propagation contiennent donc un modèle de flamme pour quantifier la contribution radiative des échanges d'énergie entre la flamme et la végétation. En supposant que les végétaux se comportent comme des corps noirs [3], M_r est estimé à partir d'un modèle de flamme volumique (détaillé dans [2]) :

$$M_r(\mathbf{x}) = 4\mathcal{V}_f \kappa_f \sigma_s T_f^4 \mathcal{F}(\theta_f, \mathcal{V}_f, \mathbf{x}) \quad (2)$$

Le terme \mathcal{F} , qui dépend de la géométrie de la flamme, représente la part de flux rayonné par la flamme qui est reçue en un point \mathbf{x} donné de la végétation. La grandeur \mathcal{F} peut être interprétée comme un facteur de forme pour lequel l'intégration sur la surface réceptrice n'est pas effectuée. Ainsi, si F correspond au facteur de forme entre la flamme et une surface réceptrice A_{veg} centrée en \mathbf{x} , la relation liant F et \mathcal{F} est donnée par :

$$F_{f \rightarrow veg} = \frac{1}{\mathcal{V}_f} \int_{A_{veg}} \int_{\mathcal{V}_f} \frac{\cos \theta_{veg}}{4\pi r^2} d\mathcal{V}_f dA_{veg} = \int_{A_{veg}} \mathcal{F}(\theta_f, \mathcal{V}_f, \mathbf{x}) dA_{veg} \quad (3)$$

Pour cette étude, la flamme est modélisée par un parallélepède de largeur finie, comme représenté sur la Fig. 1 où les grandeurs r et θ_{veg} sont identifiées.

Néanmoins, ce modèle de flamme nécessite de connaître parfaitement les caractéristiques des flammes étudiées telles que la hauteur h_f , la largeur l_f , l'angle d'inclinaison θ_f (en cas de vent ou de pente), l'épaisseur e_f , la température T_f et le coefficient d'extinction κ_f . Toutes ces données peuvent être estimées expérimentalement *via* des outils métrologiques. Outre des dispositifs de mesures de température par thermocouples, ces dernières années ont vu l'émergence de l'utilisation de caméras visibles / infrarouges et de capteurs de flux thermiques pour mesurer ou estimer ces grandeurs [4, 5]. Le LEMTA a depuis une dizaine d'années développé un capteur de flux thermiques [6] et souhaite maintenant l'utiliser pour quantifier les caractéristiques géométriques et thermiques de fronts de flammes par méthode inverse. Cependant, avant de débiter la première campagne de mesures, une pré-étude de faisabilité est nécessaire afin de

vérifier si tous les paramètres de flammes peuvent être identifiés à partir de la connaissance du modèle de flamme et de la distribution du flux thermique rayonné. Ceci constitue l'objet du présent travail.

La présente étude est organisée de la manière suivante. Le développement de l'expression analytique du flux reçu par le capteur thermique est brièvement décrit dans la Section 2. Après validation de cette expression, la Section 3 propose un exemple d'identification des paramètres de flammes à partir d'un flux reçu connu et bruité. Cet exemple illustre la nécessité d'effectuer une analyse de sensibilité globale qui est présentée en Section 4. Les résultats sont discutés en Section 5. La Section 6 souligne les perspectives de cette étude.

2. Développement du modèle de flamme

Le modèle de flamme développé dans ce travail repose sur les hypothèses suivantes : la flamme est assimilée à un parallélépipède (Cf. Fig. 1), de propriétés thermophysiques constantes (température et coefficient d'extinction), l'absorption du rayonnement à l'intérieur de la flamme est négligée (hypothèse d'une flamme optiquement mince). Dans le cadre de l'identification de paramètres de flamme par un capteur de flux thermique, la normale du récepteur est portée par l'axe horizontal et orientée vers la flamme (contrairement à la représentation de la Fig. 1 qui considère la végétation comme récepteur).

Dans cette configuration, le développement du modèle de flamme revient à quantifier le facteur de forme entre la flamme volumique et une surface infinitésimale représentant le capteur de flux thermiques. Ce calcul revient alors à estimer :

$$\mathcal{F}(\theta_f, \mathcal{V}_f, \mathbf{x}) = \frac{1}{\mathcal{V}_f} \int_{\mathcal{V}_f} \frac{\cos \theta}{4\pi r^2} d\mathcal{V}_f \quad (4)$$

Le terme \mathcal{F} de l'équation (4) peut être calculé de deux façons différentes : soit numériquement à l'aide d'une méthode de lancer de rayons [3], soit analytiquement en déterminant une primitive à l'intégrale de l'équation (4). Les deux approches sont utilisées dans ce travail. L'approche analytique est privilégiée pour intégrer le modèle de flamme au sein d'une méthode inverse ou pour l'analyse de sensibilité globale (problème de temps de simulation). Cependant l'approche numérique (lancer de rayons) est utilisée pour vérifier la validité de la relation précédemment trouvée. Pour des raisons pratiques, le capteur est supposé être au sol et centré par rapport à la largeur de la flamme.

L'expression complète de la solution analytique est donnée par la somme de plus d'une quarantaine de termes. Elle n'est pas reprise dans ce papier pour des raisons de clarté mais le développement utilisé pour son obtention est présenté. Le calcul analytique de \mathcal{F} est simplifié en effectuant un changement de variable $(x, y, z) \rightarrow (u_1, u_2, u_3)$ tel qu'il est proposé sur la Fig. 1. Le calcul de \mathcal{F} devient alors :

$$\mathcal{F}(\theta_f, \mathcal{V}_f, \mathbf{x}) = \frac{1}{\mathcal{V}_f} \int_{u_1} \int_{u_2} \int_{u_3} \cos \theta_f \frac{x - \sin \theta_f u_3 - u_1}{4\pi \left((\sin \theta_f u_3 + u_1 - x)^2 + \cos^2 \theta_f u_3^2 + u_2^2 \right)^{3/2}} du_1 du_2 du_3 \quad (5)$$

avec x la position du capteur représentant l'éloignement du capteur par rapport au pied de la flamme et (u_1, u_2, u_3) les coordonnées d'un point d'intégration à l'intérieur de la flamme.

Deux cas de flammes aux propriétés différentes sont considérés pour comparer les résultats des approches numérique et analytique. Les cas sont les suivants :

- Cas 1 : 3 mètres de hauteur, 1 mètre d'épaisseur, 2 mètres de large, inclinée de 45°,
- Cas 2 : 3 mètres de hauteur, 3 mètres d'épaisseur, 2 mètres de large, inclinée de 45°.

D'un point de vue numérique, 10 milliards de rayons ont été suivis pour obtenir une variance sur le résultat inférieure à 5%. D'un point de vue numérique, le capteur de flux est assimilé à

une pastille de 1 cm de diamètre. Les temps de simulations sont de l'ordre de 12 minutes pour chaque cas. Les mêmes configurations traitées avec le modèle analytique donnent des résultats de façon quasi-instantanée. Cette remarque justifie toute l'importance du modèle analytique pour l'analyse de sensibilité globale ou pour l'identification de paramètres. Ces comparaisons sont présentées sur la Fig. 2. Les résultats montrent un bon accord pour les deux configurations testées ce qui valide l'utilisation de la relation analytique pour la détermination de \mathcal{F} .

3. Identification de paramètres de flamme par méthode inverse

En pratique, le modèle de flamme développé dans la section précédente est utilisé pour identifier les paramètres de la flamme, la hauteur h_f , la largeur l_f , l'angle d'inclinaison θ_f , l'épaisseur e_f , la température T_f et le coefficient d'extinction κ_f à partir de mesures de flux thermiques obtenus expérimentalement. L'énergie de la flamme étant dépendante du produit $\kappa_f \sigma_S T_f^4$, comme le montre l'Eq. (2), il n'est pas possible d'ajuster indépendamment κ_f et T_f . Ainsi, κ_f est fixé à $0,1 \text{ m}^{-1}$ pour corroborer l'hypothèse d'une flamme optiquement mince. De plus, l'application visée étant à terme la caractérisation de flammes dans un tunnel à feu de largeur fixée et connue ($l_f = 2 \text{ m}$), ce travail se focalise uniquement sur l'ajustement de h_f , θ_f , e_f et T_f .

La méthode inverse mise en œuvre dans la présente étude combine l'utilisation du modèle de flamme précédemment décrit et d'un algorithme génétique développé à partir des travaux de Duan *et al.* [7]. Pour cette étude, l'algorithme génétique comporte 800 individus ($N_i=800$) répartis dans 20 partitions.

La fonction coût de l'individu i , notée Γ_i utilisée par l'algorithme génétique est calculée à partir de la somme des écarts au carré entre le flux thermique M_T obtenu expérimentalement et celui estimé pour l'individu i :

$$\Gamma_i = \sum_{j=1}^{j=M} \left(M_T^{\text{exp}}(j) - M_T^i(j) \right)^2 \tag{6}$$

Cette somme est effectuée du pied de la flamme ($x = 0 \text{ m}$) jusqu'à une distance fixée à 8 m, distance à partir de laquelle le flux thermique reçu tend vers 0. Cet intervalle est discrétisé en M points, fixé ici à 1000. Le critère d'arrêt utilisé par l'algorithme génétique est le suivant :

$$\epsilon = \max_{i \in N_i} \left(\sqrt{\left(\frac{h_f(i) - \bar{h}_f}{h_{f, \text{max}} - h_{f, \text{min}}} \right)^2 + \left(\frac{e_f(i) - \bar{e}_f}{e_{f, \text{max}} - e_{f, \text{min}}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_f(i) - \bar{\theta}_f}{\theta_{f, \text{max}} - \theta_{f, \text{min}}} \right)^2 + \left(\frac{T_f(i) - \bar{T}_f}{T_{f, \text{max}} - T_{f, \text{min}}} \right)^2} \right) \tag{7}$$

où $X(i)$ correspond au paramètre X de l'individu i , \bar{X} à la moyenne du paramètre X et $X_{\text{max}}, X_{\text{min}}$ les bornes du domaine de recherche du paramètre X . Pour la présente étude, le seuil du critère d'arrêt ϵ est fixé à 10^{-3} .

Pour vérifier la pertinence de la méthode inverse mise en place, un cas test est traité où le flux thermique expérimental est simulé à partir d'un flux thermique obtenu analytiquement et bruité de manière aléatoire à la hauteur de 10% de son amplitude. Les paramètres de flamme utilisés ici sont repris sur le tableau 1 ainsi que les plages d'ajustement utilisées par l'algorithme génétique. Les paramètres identifiés par l'algorithme génétique sont également détaillés dans le tableau 1. Aux vues de ces résultats, la hauteur, l'épaisseur et la température du front de flamme sont identifiées avec une bonne précision (erreur inférieure à 2 %). Néanmoins, la détermination de l'angle d'inclinaison reste imprécise bien que la représentation du flux thermique ajusté soit en assez bon accord avec les données expérimentales, comme le montre la Fig. 3. En effet, les écarts observés les plus importants sur le flux thermique sont de l'ordre de 7% dans une zone située entre le pied et l'aplomb de la flamme. L'énergie émise par la flamme ajustée quant à elle correspond à 98% de celle recherchée.

A l'issue de cette analyse, deux constats sont à souligner. Tout d'abord, cet exemple démontre que la hauteur ainsi que l'épaisseur du front de flamme et sa température semblent trois pa-

	Hauteur H_f [m]	Épaisseur e_f [m]	Angle θ_f [-]	Température T_f [K]
Paramètres utilisés	1,2	0,4	0,1745 (10°)	1300
Plage d'ajustement	[0; 2]	[0; 2]	[0; 1,047]	[700 – 1600]
Paramètres ajustés	1,183	0,397	0,2572 ($\approx 15^\circ$)	1305
Erreurs relatives [%]	1,5	0,7	47,4	0,4

Tableau 1 Paramètres de flamme utilisés et ajustés

paramètres identifiables alors que l'angle d'inclinaison est plus difficile à estimer. Il est alors important de déterminer si cette remarque possède un caractère absolu pour toutes les flammes pouvant être considérées compte tenu des plages de variations des différents paramètres. De plus, l'identification a été effectuée ici sur l'ensemble du domaine d'étude (entre 0 et 8 m). Il est important de vérifier si la sensibilité du modèle inverse ne peut pas être améliorée en restreignant par exemple la zone d'identification. L'application d'une analyse de sensibilité globale au modèle de flamme est l'outil indispensable pour améliorer ce modèle d'identification.

4. Estimation des indices de sensibilité

Considérons un modèle mathématique sous la forme générale :

$$y = f(x_1, \dots, x_n) \quad (8)$$

où $y \in \mathbb{R}$ représente la sortie du modèle (ici le flux thermique reçu par le capteur), $x_i \in \mathbb{R}$, $i = 1, \dots, n$, les n paramètres inconnus. Les paramètres x_i sont considérés comme des variables aléatoires indépendantes. Dans [8], un indicateur de la sensibilité du paramètre x_i sur y , noté S_i , est défini par :

$$S_i = \frac{V(E(y|x_i))}{V(y)} \quad (9)$$

où $V(E(y|x_i))$ représente la variance de l'espérance conditionnelle de y sachant $x_i = x_i^*$ et $V(y)$ la variance de y . La valeur de l'indice de sensibilité S_i est comprise entre 0 et 1. Plus sa valeur sera proche de 1, plus le paramètre x_i contribuera à la variance de y . Si le modèle (8) est non linéaire et non additif, l'interaction entre les différents paramètres va aussi influencer la variance de y . Dans ce cas, on préfère l'indice de sensibilité total S_{T_i} , défini par [8] :

$$S_{T_i} = 1 - \frac{V(E(y|x_{\sim i}))}{V(y)} \quad (10)$$

Le terme $V(E(y|x_{\sim i}))$ représente la variance de l'espérance conditionnelle connaissant tous les paramètres sauf x_i . Les indices de sensibilité présentés précédemment ne peuvent pas toujours être calculés de façon analytique lorsque la fonction f du modèle (8) n'est pas connue ou est complexe et que les paramètres sont nombreux. Par conséquent, il est nécessaire de pouvoir estimer ces indices. Pour cela, il existe différentes techniques dans la littérature [9, 10]. L'approche utilisée dans cette étude est fondée sur la méthode de Monte Carlo [10]. On note x_i^k la k ème valeur du paramètre x_i issue de l'échantillon. L'estimée de la variance de y , notée $\hat{V}(y)$, est donnée par :

$$\hat{V}(y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f^2(x_1^k, \dots, x_n^k) - \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_1^k, \dots, x_n^k) \right)^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f^2(x_1^k, \dots, x_n^k) - \hat{E}^2(y) \quad (11)$$

Dans [10], une estimation de la variance de y conditionnellement à x_i est proposée. Elle nécessite deux échantillons de taille N de chaque paramètre, afin de faire varier tous les paramètres sauf x_i . La k ème valeur du paramètre x_i issue de l'échantillon 1 est notée x_i^{k1} et celle issue de l'échantillon 2, x_i^{k2} . L'estimée de la variance de y conditionnellement à x_i , \hat{V}_i , est donnée par :

$$\hat{V}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_1^{k1}, \dots, x_{i-1}^{k1}, x_i^{k1}, x_{i+1}^{k1}, \dots, x_n^{k1}) \cdot f(x_1^{k2}, \dots, x_{i-1}^{k2}, x_i^{k1}, x_{i+1}^{k2}, \dots, x_n^{k2}) - \hat{E}^2(y) \quad (12)$$

L'estimation de l'indice de sensibilité S_i est finalement obtenue par le rapport de (12) sur (11). Enfin, l'estimation de l'indice de sensibilité totale du paramètre x_i est donnée par :

$$\hat{S}_{Ti} = 1 - \frac{\hat{V}_{\sim i}}{\hat{V}(y)} \quad (13)$$

où $\hat{V}_{\sim i}$ est l'estimation de la variance de y conditionnellement à tous les paramètres sauf x_i . Dans ce cas, tous les paramètres sont constants sauf x_i qui varie. $\hat{V}_{\sim i}$ est donné par :

$$\hat{V}_{\sim i} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_1^{k1}, \dots, x_{i-1}^{k1}, x_i^{k1}, x_{i+1}^{k1}, \dots, x_n^{k1}) \cdot f(x_1^{k1}, \dots, x_{i-1}^{k1}, x_i^{k2}, x_{i+1}^{k1}, \dots, x_n^{k1}) - \hat{E}^2(y) \quad (14)$$

5. Résultats

Pour calculer les indices de sensibilité du premier ordre et totaux, des échantillons de $N=10^6$ expériences sont utilisés. Les plages d'ajustements employées pour ces échantillons sont reprises du tableau 1.

La Fig. 4 représente la variance du flux thermique en fonction de la distance par rapport au pied de la flamme. Cette figure démontre que la variance est très importante au voisinage immédiat de la flamme (zone identifiée entre 1 et 4 m). Cette zone correspond à la partie la plus sensible, elle est donc la plus propice à l'identification des paramètres de la flamme. Cette remarque est très importante pour définir une métrologie adaptée. En effet, le capteur de flux doit être capable non seulement de supporter le passage du front de flamme, mais également de garantir l'intégrité des mesures lors de ce passage.

La Fig. 5 illustre l'évolution des indices de sensibilité du premier ordre. Ces résultats démontrent qu'au voisinage immédiat de la flamme le paramètre T_f est le plus influant sur le flux de chaleur (avec 50 % en moyenne). Sur le reste du domaine d'étude, T_f , h_f et e_f ont une influence du même ordre de grandeur sur le flux thermique. C'est pourquoi ces paramètres sont facilement identifiables avec une bonne précision, tel qu'il a été illustré dans la section 3. L'indice relatif à l'angle d'inclinaison de la flamme θ_f tend vers 0 dans la quasi-totalité du domaine d'étude, excepté au pied de la flamme où il peut atteindre 10 %. Cependant dans cette zone la variance totale est très faible, rendant impossible l'identification de ce paramètre. Ainsi, il est bien démontré que θ_f est un paramètre difficilement identifiable en utilisant des mesures de flux thermiques.

La Fig. 6 reprend les indices de sensibilité totaux de tous les paramètres. Comme S_i est différent de S_{Ti} , il existe alors de fortes interactions pour l'ensemble des paramètres. Ces interactions représentent 50 % des indices totaux, excepté pour θ_f . L'importance des indices S_{Ti} pour les paramètres T_f , h_f et e_f confirme la possibilité d'identifier ces paramètres à partir du flux thermique seul.

6. Conclusion

Dans le cadre d'une identification de paramètres d'un modèle de flamme, une analyse de sensibilité globale a été appliquée pour tenter de définir les voies d'amélioration possibles pour une nouvelle métrologie. Il a notamment été démontré que la sensibilité du modèle d'identification peut être améliorée en se focalisant uniquement sur une zone située dans le voisinage immédiat de la flamme. Pour le cas présenté dans ce travail, cette zone se situe entre 0 et 4 m. Le capteur doit alors être capable non seulement de supporter le passage du front de flamme, mais également de garantir l'intégrité des mesures lors de ce passage. Ce travail a également démontré que parmi l'ensemble des paramètres de la flamme étudiées, seul l'angle d'inclinaison n'est pas ajustable à partir d'une mesure du flux thermique.

La suite de ce travail devra prendre en compte l'identification du coefficient κ_f qui a été jusqu'à présent considéré comme constant. Cette hypothèse était nécessaire à cause du choix du modèle de flamme utilisé (flamme optiquement mince) ici qui ne permettait pas de découpler κ_f de T_f . Le développement d'un modèle de flamme plus complet pour flammes optiquement épaisses est donc nécessaire.

Références

- [1] D. Morvan, S. Méradji et G. Accary. Physical modelling of fire spread in grassland. *Fire Safety J.*, Vol. 44, pp. 50-61, 2009.
- [2] J. Margerit et O. Séro-Guillaume. Modelling forest fires. Part II : Reduction to two-dimensional models and simulation of propagation. *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, Vol. 45, pp. 1723-1737, 2002.
- [3] B. Monod, A. Collin, G. Parent et P. Boulet. Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires. *Fire Safety J.*, Vol. 44, pp. 88 - 95, 2009.
- [4] J.L. Rossi, K. Chetehouna, A. Collin, B. Moretti et J.H. Balbi. Simplified flame models and prediction of the thermal radiation emitted by a flame front in an outdoor fire. *Comb. Science and Tech.*, Vol. 182, pp. 1457 - 1477, 2010.
- [5] L. Rossi, M. Akhloufi et Y. Tison. On the use of stereovision to develop a novel instrumentation system to extract geometric fire fronts characteristics. *Fire Safety J.*, Vol. 46, pp. 9 - 20, 2011.
- [6] K. Chetehouna, O. Séro-Guillaume et A. Degiovanni. Identification of the upward gas flow velocity and of the geometric characteristics of a flame with a specific thermal sensor. *Int. J. of Thermal Sciences*, Vol. 44, pp. 966 - 972, 2005.
- [7] Q.Y. Duan, V.K. Gupta et S. Sorooshian. Shuffled complex evolution approach for effective and efficient global minimization. *J. Optimiz. Theory App.*, Vol. 76, pp. 501 - 521, 1993.
- [8] A. Saltelli, M. Ratto, T. Andres, F. Campolongo, J. Cariboni, D. Gatelli, M. Saisana et S. Tarantola. Global sensitivity analysis, The Primer. John Wiley and Sons, 2008.
- [9] R.I. Cukier, R.I. Levine et K.E. Shuler. Nonlinear sensitivity analysis of multiparameter model systems. *J. Comput. Physics*, Vol. 26, pp. 1-42, 1978.
- [10] I.M. Sobol. Sensitivity estimates for nonlinear mathematical models. *Math. Mod. and Comput. Exp.*, Vol. 1, pp. 407-414, 1993.

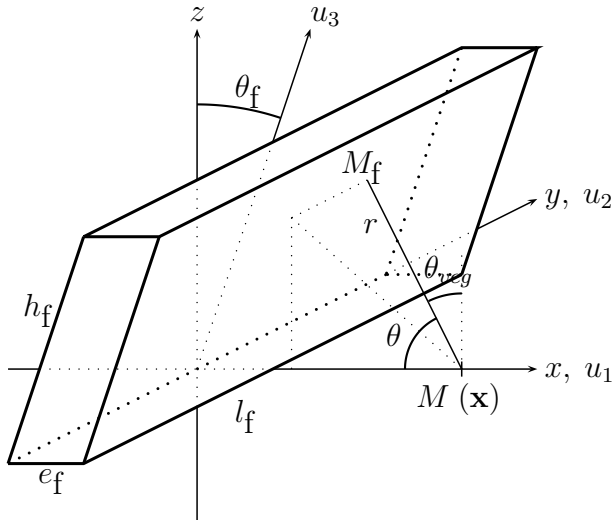


Figure 1 Géométrie de la flamme

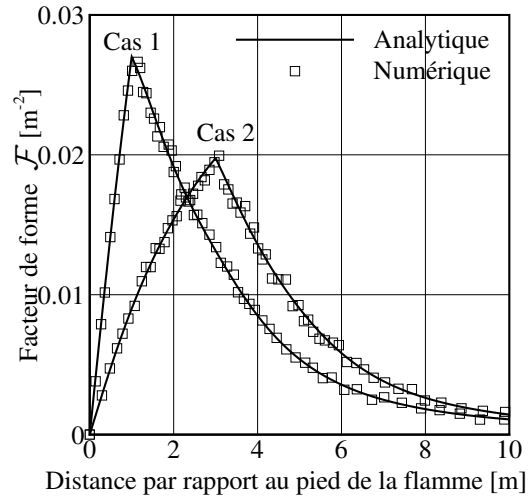


Figure 2 Comparaisons de différentes flammes

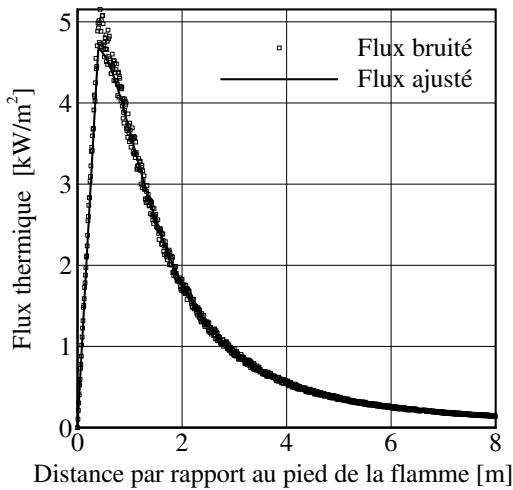


Figure 3 Ajustement par méthode inverse

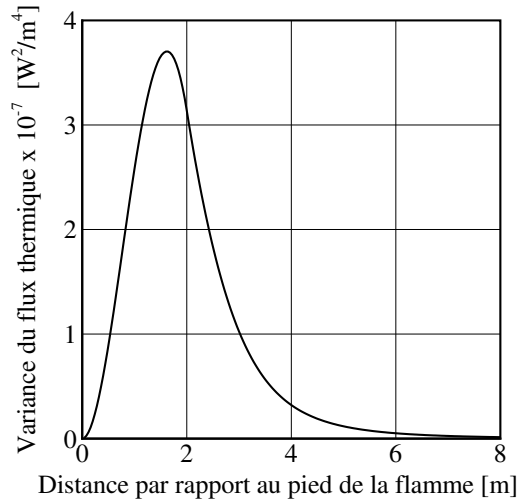


Figure 4 Variance du flux thermique

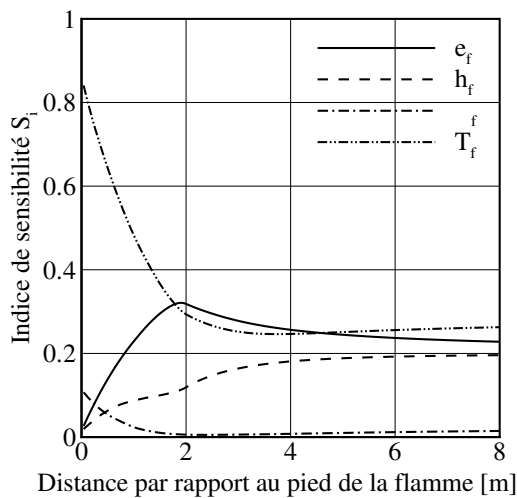


Figure 5 Indices de sensibilité du premier ordre

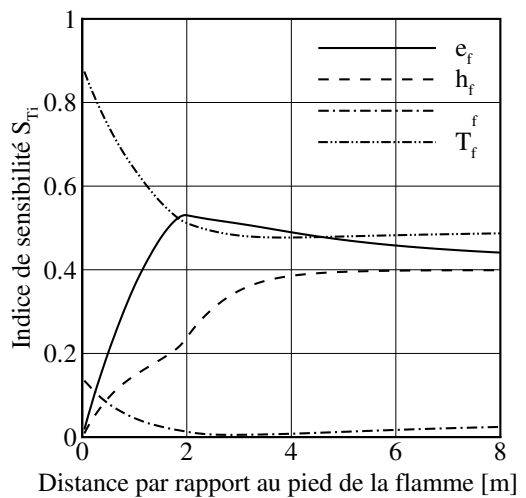


Figure 6 Indices de sensibilité totaux

Caractérisation thermophysique des solutions binaires macroscopiques par la méthode de la DSC. Application à la détermination de la capacité thermique massique apparente

Tarik KOUSKSOU¹, Abdelmajid JAMIL², Jamal EHMIMED³, Youssef ZERAOULI^{1*}

¹ Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Electrique (SIAME). Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France

² Ecole Supérieure de Technologie.

Route d'Imouzzer, B.P. 2427 - Fès, Maroc

³ Faculté des Sciences, Université AbdelMalek Essaidi, Mhanech II - BP 2121 - 93000 - Tétouan, Maroc

*(auteur correspondant : youssef.zeraouli@univ-pau.fr)

Résumé - Dans ce travail, nous nous intéressons à l'utilisation de la calorimétrie différentielle à balayage (DSC) dans la détermination de la capacité thermique massique apparente et de l'enthalpie de solutions binaires aqueuses présentant un eutectique. Nous décrivons les phénomènes en relation avec le processus de fusions eutectique et progressive de ces solutions. Une étude paramétrique permettra de déterminer la cinétique des transformations, l'enthalpie en fonction de la température et de la concentration en sel et enfin la capacité thermique massique apparente.

Nomenclature

c	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	Φ	flux de chaleur enregistré par le DSC, $W.kg^{-1}$
h	enthalpie massique $J.kg^{-1}$		
$h_{1,2}$	coefficients d'échanges thermiques $W.m^{-2}.K^{-1}$		
L	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	<i>Indices</i>	
r	rayon, m	D	dissolution
S	surface d'échange thermique, m^2	E	eutectique
t	temps, s	$éq$	équilibre
T	température, K	F	fusion
x	concentration massique	<i>glace</i>	glace
z	hauteur, m	i	initiale
		j	indice (=0, 1 ou 2)
		l	liquide
		m	indice (1 ou 2)
<i>Symboles grecs</i>		P	pression constante
α	coefficient (=0, 1 ou 2)	Plt	plateau
β	vitesse de réchauffement, $K.s^{-1}$	s	solide
γ	coefficient (=0, 1 ou 2)	sel	sel
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	sol	solution
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$		

1. Introduction

Dans des travaux antérieurs, nous avons étudié expérimentalement et numériquement les transferts thermiques et les cinétiques de transformations au sein des coulis de glace [1]. Ces systèmes diphasiques, très utilisés dans le stockage et le transport du froid, correspondent à un mélange de glace et d'une solution binaire aqueuse à base d'éthanol [2-4]. Dans ce cas, nous ne tenons compte pendant la phase de déstockage que de la fusion progressive de la glace diluant ainsi la solution en présence. Ceci est dû au fait de la "trop basse" température de l'eutectique du mélange eau-éthanol qui se situe à environ -120°C.

Dans ce travail, nous allons nous intéresser au cas où les deux fusions sont présentes : eutectique et progressive. Pour cela, nous avons choisi de travailler sur une solution saline aqueuse où le soluté est le chlorure d'ammonium (NH₄Cl). En effet, la température eutectique de ce mélange T_E = -15,6°C reste facilement abordable d'un point de vue expérimental.

Le modèle que nous proposons est basé sur l'équation de la chaleur avec un terme de puits d'énergie tenant compte des phénomènes endothermiques de la fusion de la glace et de la dissolution du sel [1][5]. Dans le cas de la calorimétrie, les conditions aux limites prennent en compte les échanges de chaleur avec le four du calorimètre dont la température évolue suivant une loi linéaire [5].

Le but essentiel de ce travail est de montrer l'applicabilité du modèle proposé pour estimer l'enthalpie des solutions à base de sel, notamment en phase de transformations, et également la capacité thermique massique apparente.

2. Procédure expérimentale et modélisation

2.1. Procédure expérimentale

Les expériences ont été menées sur des solutions aqueuses saline à base du NH₄Cl. Celui-ci présente une concentration eutectique massique à x_E = 0,195. Tous les essais ont concerné des concentrations massiques en sel inférieures à la concentration eutectique.

L'analyse calorimétrique est assurée par un Pyris Diamond de Perkin Elmer. Son le principe de fonctionnement, basé sur la compensation de puissance, a été déjà décrit par plusieurs auteurs [6-7].

Les échantillons sont soumis à des cycles thermiques, généralement compris entre -20°C et 20°C avec des vitesses de balayage variant entre 2°C.min⁻¹ et 20°C.min⁻¹. Les creusets utilisés comme porte-échantillons sont cylindriques de hauteur 1,1 mm et de diamètre 4,25 mm (figure 1). La masse des échantillons utilisés est de l'ordre de 10mg. Elle a été maintenue constante pour toutes les concentrations analysées.

2.2. Modélisation de la fusion d'une solution binaire

Pour une application en calorimétrie, on propose un modèle bidimensionnel décrivant les transferts thermiques suivant la hauteur et le rayon de la cellule de mesure. Il est basé sur l'écriture de l'équation de la chaleur par conduction avec un terme puits d'énergie \dot{q} représentant le changement de phase :

$$\rho c_p \frac{\partial T_{sol}(r, z)}{\partial t} = \lambda \Delta T_{sol}(r, z) + \dot{q} \tag{1}$$

Le terme \dot{q} est proportionnel aux chaleurs latentes de fusion de la glace, de dissolution du sel et aux quantités transformées par unité de temps. Les températures du modèle et les fractions transformées dépendent du rayon r , de la hauteur z et du temps t . L'enveloppe de la cellule de mesure est en aluminium. Sa température est la même que celle imposée par le plateau (four) qui suit une loi linéaire :

$$T_{Plt} = \beta t + T_i \tag{2}$$

Une cellule de mesure en calorimétrie n'est jamais remplie entièrement. Il reste toujours une fine couche d'air entre la solution et le couvercle de la cellule. Dans ce cas, les conditions aux limites sont les suivantes (figure 1) :

$$-\lambda \left(\frac{\partial T_{sol}}{\partial r} \right)_{\substack{r=R_0, z \\ r, z=0}} = h_1 (T_{sol} - T_{Plt}) \tag{3}$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T_{sol}}{\partial r} \right)_{r, z=Z} = h_2 (T_{sol} - T_{Plt}) \tag{4}$$

Le flux est nul sur l'axe de la cellule cylindrique :

$$\left(\frac{\partial T_{sol}}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (5)$$

Les résultats sont donnés sous forme de thermogramme. Celui-ci présente le flux d'énergie échangé à travers toutes les parois entre l'échantillon et le plateau :

$$\Phi = \sum_m h_m \Delta S_m (T_{Plt} - T_{sol})_{z=0, z=Z_0, r=R_0} \quad (6)$$

Le modèle est également basé sur l'écriture, pour chaque volume de contrôle, de l'enthalpie du mélange hétérogène ou homogène du couple eau-sel. La capacité thermique massique apparente est calculée simplement par l'expression $\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p$ [8].

Comme le montre la figure 2, le diagramme d'équilibre d'une solution binaire aqueuse impose quatre cas au réchauffement [5]. Ainsi, pour chaque volume de contrôle, on peut écrire :

① $T_{sol} < T_E$: dans ce cas, la solution est à l'état cristallisé. Elle est composée de deux phases solides séparées : glace pure et sel pur. L'enthalpie massique est donnée par :

$$h^{t+\Delta t}(T_{sol}) = ((1 - x_i) \cdot c_{glace} + x_i \cdot c_{sel}) \cdot \Delta T_{sol} + h^0 \quad (7)$$

avec :

$$h^0 = ((1 - x_i) \cdot c_{glace} + x_i \cdot c_{sel}) \cdot T_i \quad (8)$$

② $T_{sol} = T_E$: c'est le cas de la fusion eutectique. Quand la température de la solution T_{sol} atteint pour la première fois T_E , la fusion eutectique commence. Ce phénomène correspond à un équilibre thermodynamique entre le sel pur, la glace pure et la solution. Cette dernière a le titre massique x_E , qui, rappelons-le, reste constant tant que le sel n'est pas entièrement dissout. Dans ce cas, l'expression de l'enthalpie massique est la suivante :

$$h^{t+\Delta t}(T_{sol}) = h^t(T_{sol}) + (x_{glace} c_{glace} + x_{sel} c_{sel} + x c_{sol}) \cdot \Delta T_{sol} + (1 - x_i - x_{glace}) \cdot \left(L_F(T_E) + \frac{x_E}{1 - x_E} L_D(T_E) \right) \quad (9)$$

Avec :

$$x_E = \frac{x_i - x_{sel}}{x} \quad (10)$$

$$x = 1 - x_{glace} - x_{sel} \quad (11)$$

③ $T_E < T_{sol} < T_{sol, \text{éq}}$: c'est le cas de la fusion progressive de la glace. Quand la dernière parcelle du sel est dissoute, la fusion progressive commence. Cette fusion correspond à un équilibre thermodynamique entre la glace et la solution. Celle-ci est diluée au fur et à mesure que la glace fond jusqu'à la disparition de la dernière parcelle de glace. La nouvelle concentration de la solution obtenue est donnée par le diagramme d'équilibre. Dans ce cas, l'enthalpie est massique est :

$$h^{t+\Delta t}(T_{sol}) = h^t(T_{sol}) + (x_{glace} c_{glace} + x c_{sol}) \cdot \Delta T_{sol} + (1 - x_i - x_{glace}) \cdot L_F \quad (12)$$

Avec

$$x = 1 - x_{glace} \quad (13)$$

Au cours de la fusion progressive, la température T_{sol} et la concentration en sel x_{sel} suivent la courbe d'équilibre Γ_e (figure 2). Cette courbe peut, par exemple, être représentée par une loi parabolique de type :

$$T_{sol} = \sum_{j=0}^2 \alpha_j x_{sel}^j \quad (14)$$

④ $T_{sol} \geq T_{sol, \text{éq}}$: toute la glace a fondu. L'expression de l'enthalpie massique est similaire à celle du 1^{er} cas mais en phase liquide :

$$h^{t+\Delta t}(T_{sol}) = h^t(T_{sol}) + c_{sol} \cdot \Delta T_{sol} \quad (15)$$

Dans les équations (9) et (12), la chaleur latente de fusion L_F est fonction de la température. D'après la littérature [7], on peut la représenter par :

$$L_F(T_{sol}) = \sum_{j=0}^2 \gamma_j T_{sol}^j \quad (16)$$

La chaleur de dissolution du sel $L_D(T_E)$ est donnée par la référence [7]. Dans les cas que nous avons étudiés, la chaleur de dilution est négligeable devant la chaleur latente de fusion de la glace $L_F(T_g)$ pendant la phase de la fusion progressive [7].

3. Résultats et discussions

Comme il a été publié auparavant dans le cas des émulsions [5], et comme le montre les figures (3), nous remarquons un très bon accord entre les thermogrammes expérimentaux et ceux issus de la modélisation décrite ci-dessus, et ce pour différentes vitesses de balayage et différentes concentrations en sel. En effet, les pics de la fusion isotherme de l'eutectique et non isotherme de la fusion progressive sont reproduits en terme de hauteur et de largeur. Les intervalles de l'étalement de ces deux pics sont également retrouvés.

Comme prévu, plus la concentration en sel augmente, plus le pic de la fusion eutectique prend de l'importance jusqu'à obtention d'un seul pic à la concentration eutectique x_E . La pente du pic eutectique est indépendante de la vitesse de balayage. Plus celle-ci augmente, plus les signaux récupérés deviennent importants, au point de rendre invisible le pic de la fusion progressive pour les fortes concentrations en sel.

Grâce à la validation du modèle, nous pouvons remonter à certaines grandeurs inaccessibles par l'expérience, notamment à cause de la petite taille des échantillons telles que la répartition spatiotemporelle de la température, de la concentration en sel, de la proportion de glace en présence et de la fraction totale transformée. En effet, la figure (4) montre la répartition de la température au sein de l'échantillon en fonction de la température linéaire imposée par le four du calorimètre (T_{plt}) pour la concentration $x_i=0,08$. Cette figure met en évidence l'importance des gradients thermiques notamment pendant les changements de phase et pour les fortes vitesses de balayage. Ce gradient est maximum pour le centre de l'échantillon.

A titre d'exemple, nous avons choisi dans ce qui suit de détailler uniquement les résultats issus du modèle pour la concentration $x_i=0,08$. La figure (5) décrit l'évolution de la fraction transformée de cette solution en fonction de la vitesse de réchauffement. Elle met en évidence l'importance des cinétiques de transformations de la fusion eutectique et de la fusion progressive. Elle tient compte simultanément des proportions de glace fondue et du sel dissout. Par contre, la figure (6) décrit uniquement l'évolution de la proportion massique de glace fondue. C'est à partir de ces résultats que nous déterminerons les enthalpies et les capacités thermiques massiques apparentes des solutions étudiées comme indiqué dans le paragraphe 2.2.

Sur les figures (7) et (8), nous donnons quelques résultats du calcul de l'enthalpie globale et de la capacité thermique massique apparente pour la solution binaire à $x_i=0,08$ en fonction de la vitesse de réchauffement. Ces résultats sont présentés en fonction de la température imposée à la solution. Comme le montrent ces figures, nous distinguons clairement les deux phases où l'enthalpie et la capacité thermique augmentent fortement. La première montée correspond à la fusion eutectique, isotherme à T_E et la deuxième à la fusion progressive, non isotherme et qui se poursuit jusqu'à ce que la solution liquide atteigne la concentration x_i . Etant donné la définition de la capacité thermique apparente annoncée au paragraphe 2.2., celle-ci reste indéfinie sur un intervalle de température de T_{plt} . Ceci est illustré par la figure (8), qui traduit l'importance du décalage entre la température imposée T_{plt}

et les températures des différentes zones de l'échantillon, et dont certaines sont constantes et égales à T_E . Le décalage est d'autant plus important que la vitesse de réchauffement est grande.

Les présentations de l'enthalpie massique globale et de la capacité thermique massique de la solution binaire en fonction de la température imposée au plateau, montrent comme prévu, une dépendance en fonction de la vitesse de balayage. En effet, plus la vitesse augmente, plus la perte d'information sur l'enthalpie et sur la capacité thermique massique devient importante. Pour remédier à ce problème, nous avons estimé qu'il était plus judicieux de présenter l'enthalpie ainsi que la capacité thermique apparente en fonction de la température caractéristique T_{sol} correspondant au centre de la cellule. Cette présentation, illustrée par les figures (9) et (10), montre bien l'indépendance de l'enthalpie en fonction de la vitesse de balayage, et met en évidence les cinétiques de transformations isotherme dans le cas de la fusion eutectique et non isotherme dans le cas de la fusion progressive. Ce résultat est généralisé par les figures (11) et (12) pour différentes concentrations en sel.

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé un modèle physique qui décrit les transferts thermiques au sein de solutions binaires salines aqueuses macroscopiques. Il a été appliqué avec succès dans le cas de la calorimétrie à balayage à une solution eau-chlorure d'ammonium. La validation a été vérifiée pour différentes vitesses et différentes concentrations en sel. En effet, les cinétiques de transformations pendant les phases de fusions eutectique et progressive sont parfaitement décrites. Grâce au modèle, nous avons pu remonter à certaines grandeurs physiques locales et ainsi déterminer l'évolution de l'enthalpie massique, et donc de la capacité thermique massique apparente de plusieurs solutions étudiées.

Ainsi, pour concevoir par exemple un système de stockage d'énergie thermique par chaleur latente en utilisant des matériaux à changement de phase (MCP), il est essentiel d'identifier la densité de stockage, les températures de changement de phase et la capacité thermique massique du matériau préconisé. En effet, ces grandeurs contribuent majoritairement dans le choix du système de stockage, de la taille et de la gamme d'applications. Ce travail contribue à l'identification de ces différents paramètres en proposant une méthode efficace et simple à mettre en œuvre pour les utilisateurs des techniques calorimétriques.

Références

- [1] T. Kousksou, A. Jamil, Y. Zeraouli and J.P. Dumas "DSC study and computer modeling of the melting process in ice slurry. *Thermochimica Acta*, 448(2006) 123-129.
- [2] P.W. Egolf, M. Kauffeld, From physical properties of ice slurries to industrial ice slurry applications. *International Journal of Refrigeration* 28 (2005) 4-12.
- [3] P. Pronk, CA Infante Ferreira, GJ Witkamp, Influence of solute type and concentration on ice scaling in fluidized bed ice crystallizers, *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 4354-4362.
- [4] A. Jamil, T. Kousksou, Y. Zeraouli, J.P. Dumas, Thermodynamic Non-Equilibrium in Ice Slurry Systems. *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 23 (2009) 392-398.
- [5] A. Jamil, T. Kousksou, Y. Zeraouli, J.P. Dumas, E. Schall, Isothermal and non-isothermal melting of the binary solution inside an emulsion, *Thermochimica Acta* 460 (2007) 22-27.
- [6] T. Kousksou, A. Jamil, Y. Zeraouli, J.P. Dumas, Equilibrium liquidus temperatures of binary mixtures from differential scanning calorimetry. *Chemical Engineering Science*, 62 (2007) 6516-6523.
- [7] I. Siffrini, Phénomènes de cristallisations dans des solutions salines aqueuses à l'état dispersé et sous forme de gouttes. Thèse de Doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 1983.
- [8] T. Kousksou, A. Jamil, K. El Omari, Y. Zeraouli, Y. Le Guer, Effect of heating rate and sample geometry on the apparent specific heat capacity: DSC applications, *Thermochimica Acta*, 519 (2011) Issues 1-2 59-64

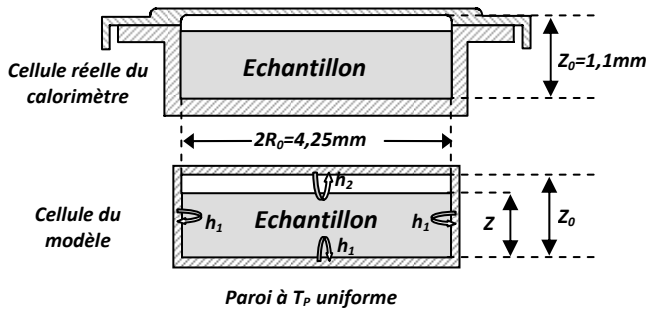


Figure 1 : Cellule porte-échantillon du calorimètre

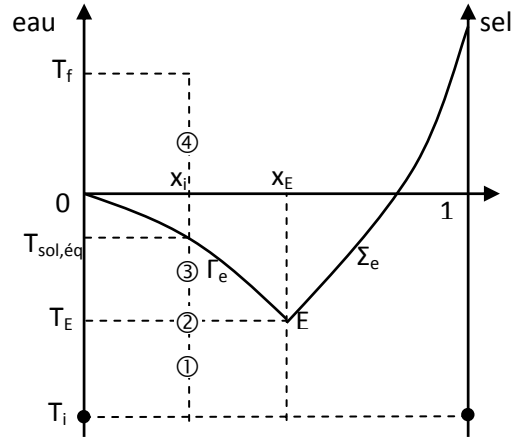


Figure 2 : Diagramme d'équilibre eau-sel

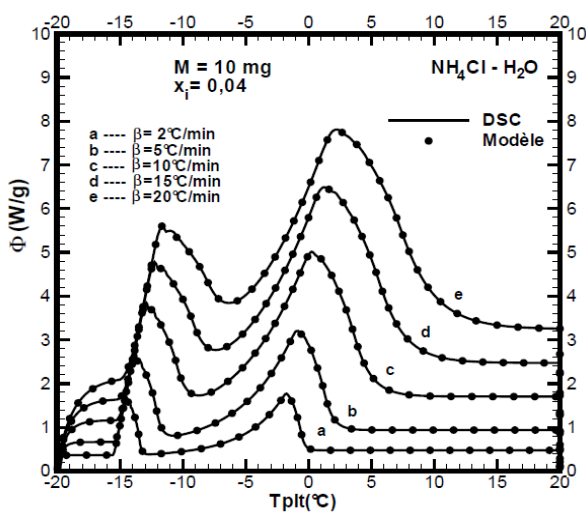


Figure 3.a : Thermogrammes à $x_i=0,04$

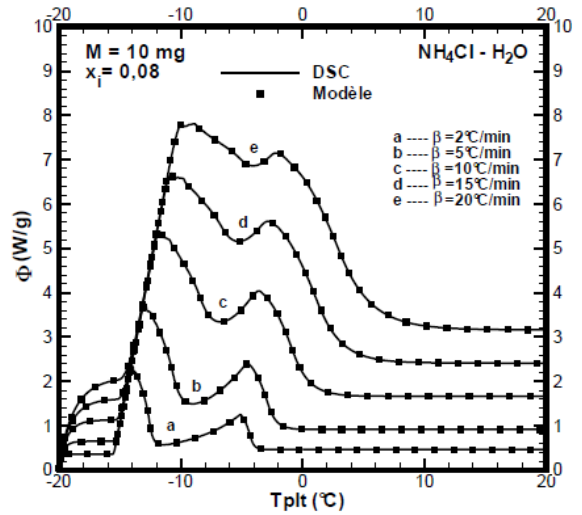


Figure 3.b : Thermogrammes à $x_i=0,08$

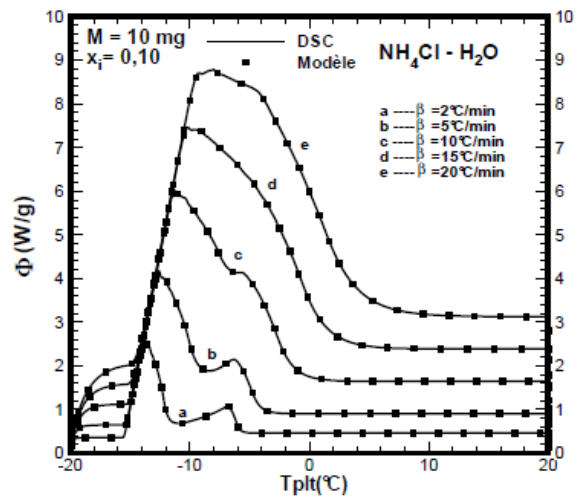


Figure 3.c : Thermogrammes à $x_i=0,10$

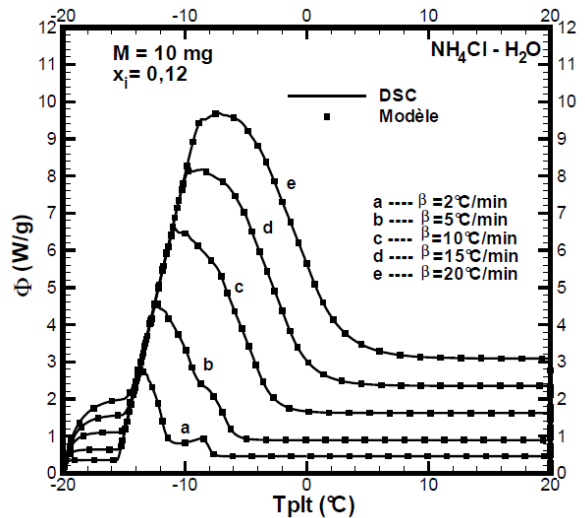


Figure 3.d : Thermogrammes à $x_i=0,12$

Figures 3 : Thermogrammes en fonction de la concentration massique en sel et en fonction de la vitesse de balayage

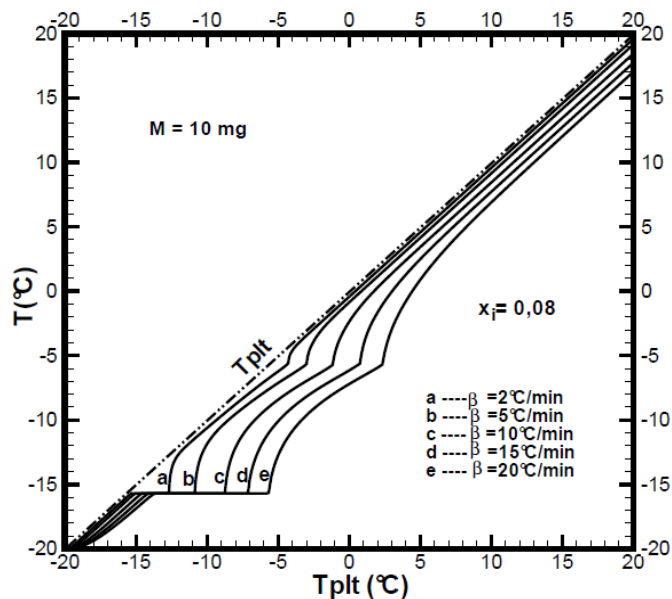


Figure 4 : Gradients de température au sein de l'échantillon

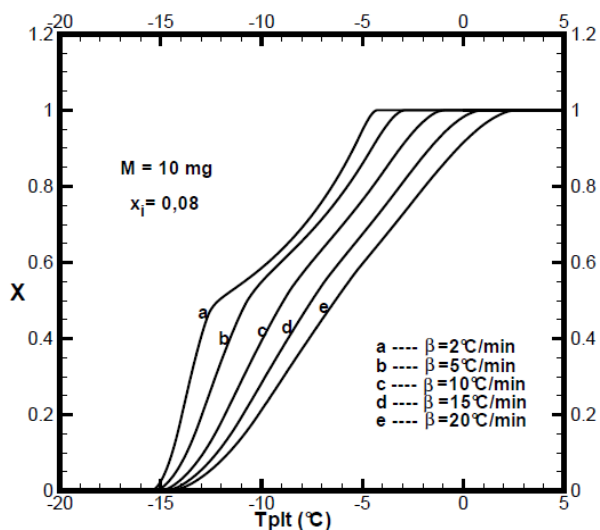


Figure 5 : Proportions transformées (sel + glace) pour $x_i=0,08$

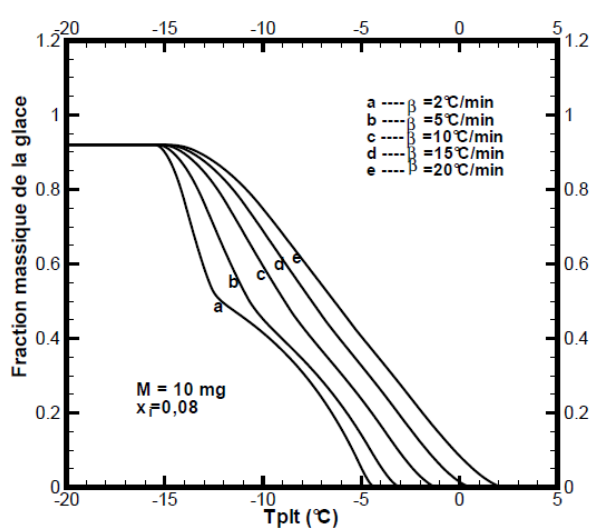


Figure 6 : Concentration en glace en fonction de T_{plt} pour $x_i=0,08$

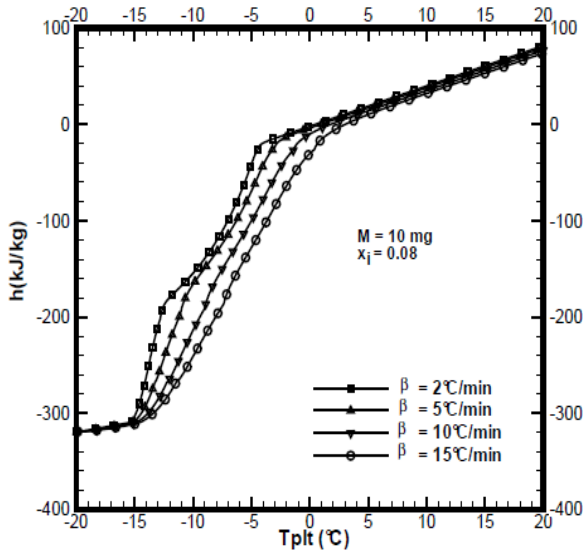


Figure 7 : Enthalpie massique globale pour $x_i=0,08$ en fonction de T_{plt}

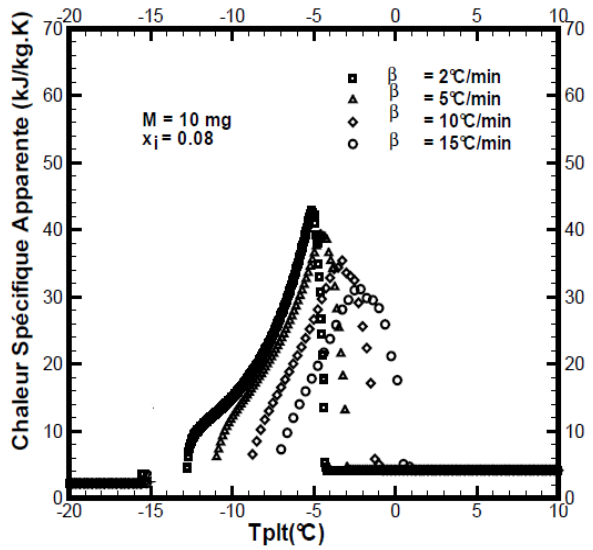


Figure 8 : Capacité thermique massique apparente pour $x_i=0,08$ en fonction de T_{plt}

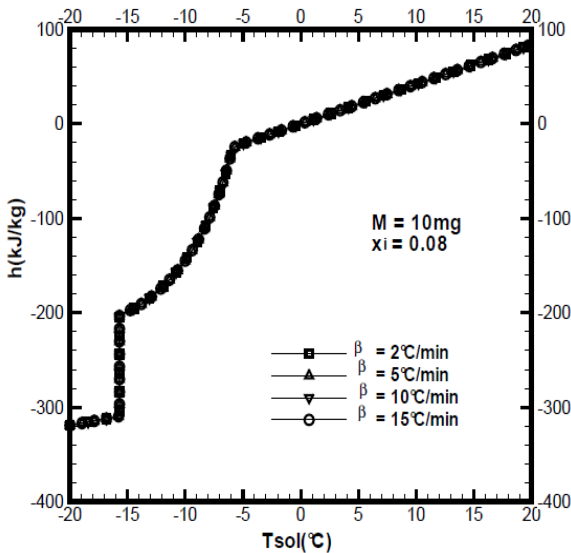


Figure 9 : Enthalpie massique globale pour $x_i=0,08$ en fonction de T_{sol}

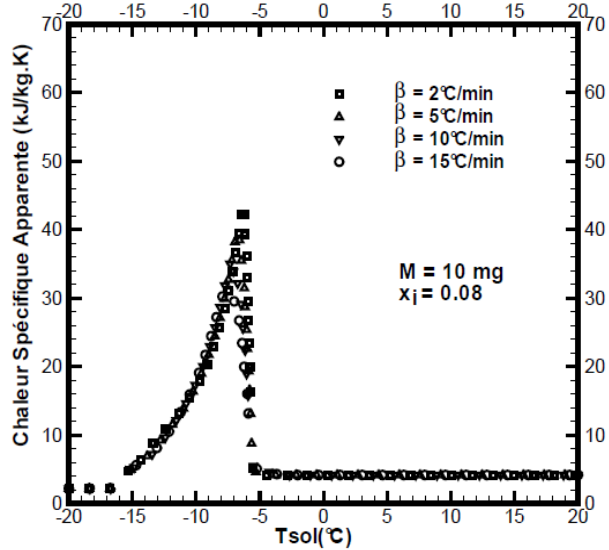


Figure 10 : Capacité thermique massique apparente pour $x_i=0,08$ en fonction de T_{sol}

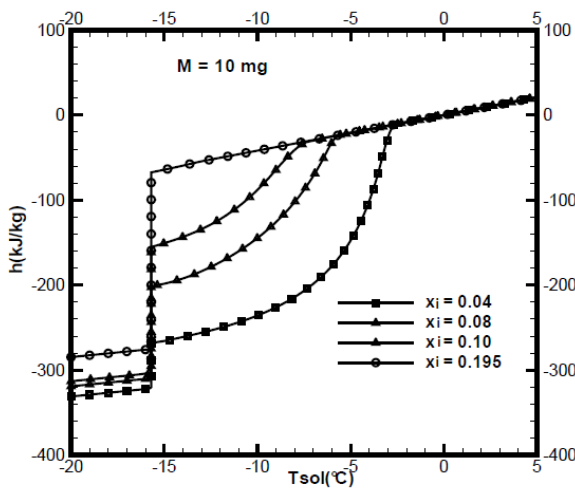


Figure 11 : Enthalpie massique globale pour différentes x_i en fonction de T_{sol} ($\beta=2^\circ\text{C}/\text{min}$)

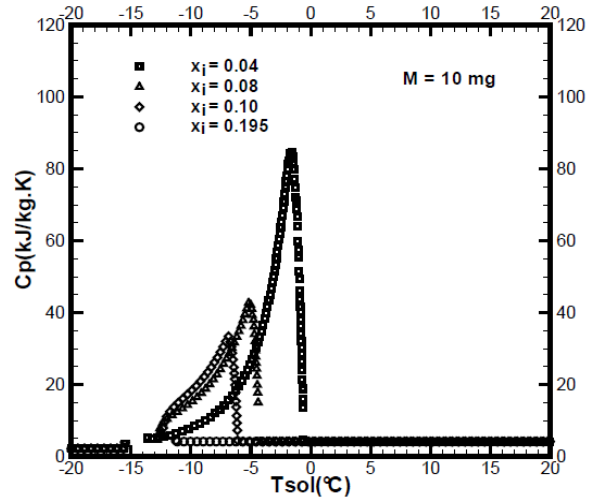


Figure 12 : Capacité thermique massique apparente pour différentes x_i en fonction de T_{sol} ($\beta=2^\circ\text{C}/\text{min}$)

L'analyse par intervalles pour une prévision fiable du comportement des bâtiments : cas d'une paroi multicouche

Rania MERHEB^{1*}, Laurent MORA¹, Elena PALOMO¹.

¹ Laboratoire I2M, département TREFLE, site ENSAM

Esplanade des Arts et Métiers - 33405 Talence Cedex

*(rania.merheb@ensam.eu)

Résumé : Ce papier vise à démontrer l'intérêt d'employer des méthodes basées sur l'analyse par intervalles pour étudier l'effet des incertitudes, liées aux paramètres d'entrée, sur le comportement des bâtiments. Le cas d'une paroi multicouche est étudié et 2 méthodes sont employées pour borner la fluctuation des températures et des flux internes. Une analyse des résultats nous mène à confirmer notre proposition. Nous obtenons des enveloppes peu pessimistes et de haut niveau de fiabilité avec cette méthode d'analyse par intervalles, avec de plus un temps de calcul plus faible que pour la méthode probabiliste classique.

Nomenclature

a diffusivité	λ conductivité thermique
C_p capacité thermique	ρ masse volumique
T_i température de consigne	B_i nombre de Biot
h_i coefficient d'échange convectif	φ_i flux absorbé par la façade
Δx pas de maillage	Δt pas de temps
L largeurs de la paroi	<i>Indices</i>
N nombre de nœuds	i extérieur, intérieur

Introduction

Il y a quelques décennies que la conception des bâtiments à haute performance énergétique, ou ce qu'on appelle Bâtiment Basse Consommation (BBC), attire l'intérêt de plusieurs projets de recherche. En France, le secteur du bâtiment est le plus gros consommateur d'énergie parmi tous les secteurs économiques avec une consommation moyenne annuelle proche de 400 kWh d'énergie primaire par m² chauffé ce qui entraîne l'émission de 120 millions de tonnes de CO₂ représentant 25 % des émissions nationales et 32,7 millions de tonnes équivalent carbone [1]. Ce secteur contribue donc considérablement à l'émission de gaz à effet de serre. De plus, les ressources naturelles non renouvelables s'épuisent avec le temps ce qui entraîne une hausse importante du coût de l'énergie. D'où la nécessité de concevoir ou rénover les bâtiments dans le but de limiter leur consommation d'énergie.

Dans ce contexte, l'usage d'outils de simulation devient incontournable et leur fiabilité est primordiale. Il est indispensable donc de connaître les sources potentielles d'incertitude dans le domaine de la modélisation thermique des bâtiments d'une part, et de les caractériser et les évaluer d'autre part pour simuler avec pertinence ce nouveau type de bâtiments.

L'état de l'art dévoile une variété d'études déjà menées pour traiter les incertitudes sur les simulations. Elles se divisent essentiellement en 2 catégories : celles dédiées à propager les incertitudes des paramètres d'entrée sur les sorties et d'autres destinées à hiérarchiser les incertitudes par le biais de l'analyse de sensibilité.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à comparer 2 méthodes : une probabiliste de type Monte Carlo et une autre ensembliste d'analyse par intervalles. Nous employons ces 2 méthodes pour borner la température interne et le flux surfacique pour le cas d'une paroi multicouche soumise à des échanges convectifs sur ses faces interne et externe. Pour le choix des paramètres incertains, nous nous sommes référés à des études visant les mêmes intérêts que les nôtres. Dans ([2], [3]), des calculs ont été effectués pour identifier les facteurs d'entrée contribuant majoritairement à l'incertitude des facteurs de sortie, précisément la température de l'air interne. Parmi ces facteurs qui peuvent induire des variations majeures dans le comportement des parois des bâtiments apparaissent les paramètres thermo-physiques des matériaux de construction (la conductivité λ et la capacité thermique ρC_p) et les coefficients d'échange convectifs et radiatifs. Dans notre cas, nous nous limitons à attribuer des incertitudes aux paramètres thermo-physiques de chaque matériau vue leur influence majeure sur l'appréciation du comportement de l'enveloppe des bâtiments.

1. L'analyse par intervalles

Cette méthode a été initialement développée par Ramon Moore [4], pour limiter la cumulation des erreurs numériques dues à la représentation des réels suivant un type de codage à précision limitée par les calculateurs électroniques. D'où l'avantage de l'analyse par intervalle où on représente le réel par un intervalle qui le contient, avec garantie que l'intervalle solution contient la vraie solution recherchée.

1.1. Définitions

On peut définir l'intervalle comme étant l'ensemble des réels respectant :

$$[a;b] = \{x \in R / a \leq x \leq b\} \quad (1)$$

où a et b représentent respectivement la borne minimale et maximale de l'intervalle.

Le calcul par intervalles manipule des opérations arithmétiques, tout comme les réels, mais avec une nouvelle définition :

Par exemple pour additionner 2 intervalles $X = [\underline{x}; \bar{x}]$ et $Y = [\underline{y}; \bar{y}]$,

$$[\underline{x}; \bar{x}] + [\underline{y}; \bar{y}] = [\underline{x} + \underline{y}; \bar{x} + \bar{y}] \quad (2)$$

Exemple 1 : Si $X = [4;5]$ et $Y = [-1;1]$, alors $X + Y = [4 + (-1); 5 + 1] = [3;6]$

1.2. Pessimisme

Le calcul par intervalles souffre essentiellement d'un problème de pessimisme, autrement dit le sur-encadrement. En effet, l'intervalle résultant après une série d'opérations mathématiques n'est pas minimal, ce qui fait qu'on obtient des intervalles avec des longueurs très étendues. Ce problème a pour origine 2 phénomènes essentiellement : la dépendance et l'enveloppement.

On détaillera ce problème de dépendance, dans le paragraphe suivant, car c'est lié au calcul des fonctions d'inclusion.

Pour le problème d'enveloppement, il est dû à la représentation d'un ensemble quelconque par un pavé (vecteur d'intervalles).

Exemple 2 : Soient, $A = \begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 0 & 2 \end{pmatrix}$ et $[x] = \begin{pmatrix} [-1;0] \\ [1;2] \end{pmatrix}$, l'évaluation du pavé $[y] = A \times [x]$ est donnée par $[y] = \begin{pmatrix} [1;4] \\ [1;2] \end{pmatrix}$, d'autre part l'ensemble réel $B = \{Ax/x \in [x]\}$ est donné par le parallélogramme B représenté par la figure 1. On remarque donc qu'un pessimisme est introduit [5].

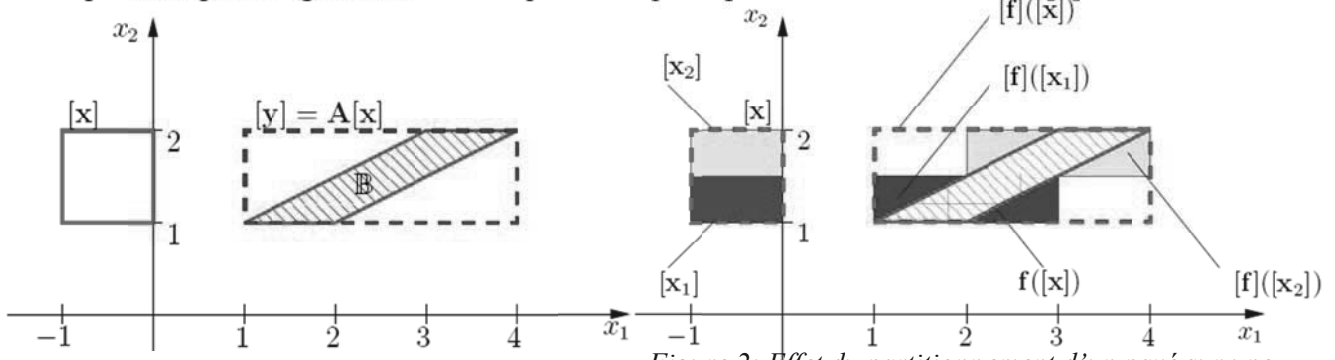


Figure 2: Effet du partitionnement d'un pavé sur une fonction d'inclusion

Une solution pour limiter ce problème, est de partitionner le pavé x en 2 intervalles x_1 et x_2 (figure 2). Pour plus de détails sur ce problème de pessimisme avec d'autres exemples illustratifs, il est fortement conseillé de référer aux travaux ([4], [6], [7]).

1.3.Fonctions d'inclusion

Soit une fonction vectorielle $f : D \subset R^{nx} \rightarrow R^{ny}$. Une fonction d'inclusion de f, qu'on note [f], est une fonction vérifiant:

$$f([x]) = \{f(x)/x \in [x]\} \subseteq [f]([x]) \tag{3}$$

En général, la fonction d'inclusion n'est pas unique, on peut trouver plusieurs fonctions d'inclusion pour une même fonction vectorielle. C'est là qu'on rencontre le problème de dépendance. Alors selon la façon de formuler la fonction analytique de f on trouve une fonction d'inclusion différente. Cette dernière est d'autant plus pessimiste que le nombre d'occurrence des variables dans l'expression de f (voir exemple ci-dessous). Il est donc important de factoriser au maximum la fonction vectorielle pour réduire ce pessimisme.

Exemple 3 : Soit une fonction $f(x) = x^2 - 2x + 1$ avec $x = [-1;3]$, alors les fonctions d'inclusion qu'on peut trouver pour f sont :

$$[f_1]([x]) = x^2 - 2x + 1 = [-5;12]$$

$$[f_2]([x]) = x(x - 2) + 1 = [-8;4]$$

$$[f_3]([x]) = (x - 1)^2 = [0;4]$$

Par contre, la fonction d'inclusion minimale, qu'on note [f]* est unique. Dans le cadre de l'analyse par intervalles, on s'intéresse à trouver cette fonction d'inclusion minimale, ou au moins pouvoir utiliser des fonctions d'inclusion peu pessimistes dans le sens où la taille de $f([x]) - [f]([x])$ est assez petite. Plusieurs méthodes ont été proposées pour le calcul de cette fonction d'inclusion dans ([4], [6]).

2. Cas d'étude

Nous considérons le problème de la diffusion de la chaleur en régime variable au travers d'une paroi multicouche d'épaisseur L ($L=0.378$ m), dont ses composantes et les caractéristiques correspondantes sont détaillées dans le tableau ci-dessous. Les paramètres thermo-physiques sont dotés d'une incertitude de 3%, leur plage de variation est donnée également par le tableau 1.

On considère des conditions aux limites de 3ème espèce (condition de Fourier), avec des températures internes et externe de type sinus, et on part d'une température initiale T_0 ($T_0=292^\circ\text{k}$) sur tous les nœuds.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{dT}{dt} \tag{4}$$

En partant de l'expression (4), qui régit la conduction monodimensionnelle dans les solides, le développement en série de Taylor de la dérivée seconde [8], nous donne l'expression aux dérivées partielles de la température en un nœud i (intermédiaire) en fonction des températures aux nœuds voisins :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(i,t) = \frac{a}{\Delta x^2} (T(i-1,t) - 2T(i,t) + T(i+1,t)) \tag{5}$$

Pour les nœuds extrêmes, en se servant des conditions aux limites et de la loi de conservation de l'énergie, on obtient les expressions suivantes :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(1,t) = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(1,t) = \frac{a}{\Delta x^2} \left(-2 \left(1 + \frac{B_{int}}{N} \right) T(1,t) + 2T(2,t) \right) + \frac{a}{\Delta x^2} \frac{2B_{int}}{N} T_{int} \tag{6}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}(N,t) = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(N,t) = \frac{a}{\Delta x^2} \left(-2 \left(1 + \frac{B_{ext}}{N} \right) T(N,t) + 2T(N-1,t) \right) + \frac{a}{\Delta x^2} \frac{2B_{ext}}{N} T_{ext} \tag{7}$$

où N est le nombre de nœuds ($N=26$), $B_i = \frac{h_i L}{\lambda}$ et $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$

Couche	λ [$\text{w.m}^{-1}.\text{k}^{-1}$]	ρC_p [$\text{J.m}^{-3}.\text{k}^{-1}$]	L [m]
Plaque de plâtre	0,32 [0,3104 ; 0,3296]	680000 [659600 ; 700400]	0,013
Isolant: laine de verre	0,041 [0,0398 ; 0,0422]	10080 [9777 ; 10382]	0,15
Bloc béton creux	1,05 [1,0185 ; 1,0815]	842400 [817128 ; 867672]	0,2
Enduit ciment	1,15 [1,1155 ; 1,1845]	1700000 [1649000 ; 1751000]	0,015

Tableau 1: Composantes de la paroi avec leurs caractéristiques et les incertitudes associées

Le flux surfacique, pour lequel on s'intéresse, est donné par la loi de Fourier :

$$\varphi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \tag{8}$$

3. Simulation et Résultats

3.1. Méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo a pris naissance dans les années quarante. On peut la définir comme étant une méthode de simulation statistique. Elle est basée sur l'utilisation d'une séquence de nombres aléatoires pour la réalisation de la simulation [9].

Dans notre cas d'étude, les paramètres incertains suivent une loi uniforme. Ce choix particulier de la loi de probabilité, est pour s'assurer que toutes les valeurs tirées au hasard, à chaque simulation, appartiennent bien à la plage de variation considérée.

Nous lançons 500 simulations, avec un pas de temps Δt égal à 20 secondes et pour une période de 24 heures. Après 330 secondes (temps CPU), avec un processeur Intel Core 2 Duo de 2,93 GHz, nous obtenons des encadrements pour les températures et le flux surfacique (figure 3 et 4, lignes continues).

Pour encadrer la température, on procède à rechercher, à chaque instant, les valeurs maximales et minimales prises par la température suite à 500 simulations, donc à 500 choix aléatoires des paramètres incertains.

Pour borner le flux, il suffit d'appliquer l'expression (8), puis rechercher les valeurs maximale et minimale pour ce flux pour les 500 simulations.

3.2. Méthode d'analyse par intervalles

Dans la plupart des cas, les lois de variation des entrées et des paramètres incertains sont inconnus et leur estimation est difficile, voire impossible. Pour la méthode d'analyse par intervalles, nous n'avons pas besoin de connaître ces lois, nous nous intéressons uniquement aux bornes maximale et minimale de l'incertain, et nous considérons que toutes les valeurs comprises entre ces 2 bornes sont équiprobables. Mais cela ne veut pas dire qu'on impose une loi uniforme.

Dans la logique d'analyse par intervalles, encadrer la variation de la température ou du flux, revient à déterminer leur fonction d'inclusion.

Si on remplace directement les paramètres incertains par leur intervalle de variation dans les expressions (5), (6) et (7) afin de calculer la fonction d'inclusion on se retrouve avec une fonction d'inclusion pessimiste. Ce pessimisme est dû au phénomène de dépendance à cause de la multi-occurrence des variables incertaines. Notre but est de calculer des encadrements peu pessimistes. Alors nous procédons autrement pour le calcul des fonctions d'inclusion et nous essayons d'appliquer la méthode proposée dans [10] pour le calcul de ces fonctions. Le principe consiste à surveiller la monotonie des sorties (les températures aux nœuds) vis-à-vis des paramètres incertains (λ et ρC_p de chaque matériau) par le biais du calcul des sensibilités. Grâce aux signes de cette sensibilité nous pouvons en déduire si cette sortie est croissante ou décroissante en fonction de la variation des incertains. Dans ce cas le système admet un encadrement sur chaque portion de l'intervalle de temps où la sortie respecte la monotonie par rapport aux paramètres. Les fonctions d'inclusion seront exprimées par 2 systèmes différentiels: un représentant les bornes maximales des températures aux nœuds et un autre représentant les bornes minimales.

Pour revenir à notre cas de test, nous appliquons la méthode décrite ci-dessus dans les mêmes circonstances citées auparavant. Comme nous avons choisi 8 paramètres incertains uniquement (λ et ρC_p de chaque matériau), alors nous testons le signe de la sensibilité de la

température interne par rapport à chacun de ces 2 incertains, pour chaque pas de temps Δt , et sur chaque nœud. Puis selon le signe de cette sensibilité nous choisissons la valeur maximale ou minimale des paramètres pour borner chaque température sur chaque portion de l'intervalle d'intégration. Si le signe de la sensibilité est positif, alors on choisit la borne maximale du paramètre considéré pour résoudre le système différentiel correspondant à la borne max de la température, et sa borne minimale pour résoudre l'autre système différentiel servant à minorer la température. Pour le calcul du flux, nous utilisons l'expression (8) avec les températures maximales et minimales obtenues pour les nœuds 1 et 2.

Après 120 secondes (temps CPU) avec le même processeur, nous arrivons à trouver des encadrements pour les températures aux différents nœuds et pour le flux surfacique (figure 3 et 4, lignes discontinues).

3.3. Analyse et comparaison

Pour comparer entre les 2 méthodes du point de vue coût de calcul, donc le temps nécessaire pour aboutir aux résultats attendus, c'est clair que notre méthode d'analyse par intervalles est plus efficace, car nous mettons le tiers de temps mis par la méthode de Monte-Carlo pour arriver à borner les températures et le flux.

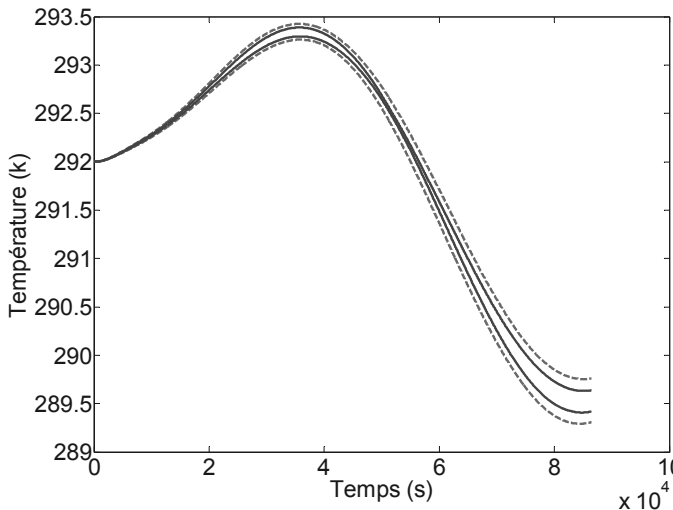


Figure 3 : Les encadrements de la température au nœud 5 donnés par les 2 méthodes

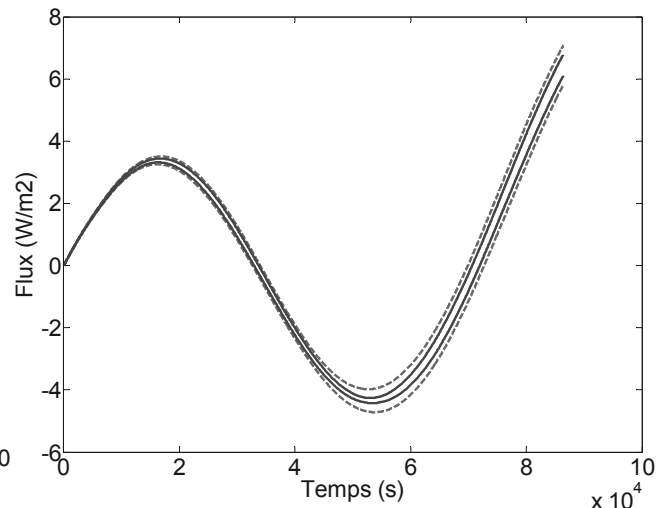


Figure 4 : Les encadrements du flux surfacique donnés par les 2 méthodes

Les figures 1 et 2 montrent que les bornes calculées par la méthode de Monte-Carlo (lignes continues), pour la température et le flux, sont plus serrées donc moins pessimistes. Par contre, nous remarquons que la fonction d'inclusion donnée par cette méthode d'analyse par intervalles, qui n'est pas globalement minimale, ne génère pas trop de pessimisme par rapport aux calculs probabilistes. En plus l'intérêt majeur de cette deuxième méthode c'est de pouvoir calculer l'enveloppe des solutions en une seule simulation: ça revient à résoudre simplement 2 systèmes différentiels en une seule simulation.

4. Caractérisation de la méthode ensembliste

Dans ce paragraphe nous cherchons à caractériser la méthode d'analyse par intervalles en étudiant sa sensibilité à plusieurs changements, donc à tester sa robustesse et à essayer de réduire le temps de calcul si c'est possible.

Nous essayons de comparer, dans un premier temps, les encadrements obtenus par notre méthode en faisant augmenter le pas de temps pour réduire davantage le temps de calcul.

Nous constatons selon la figure 5, que l'augmentation du pas de temps (lignes discontinues) engendre une décroissance du niveau de fiabilité car les encadrements sont plus proches. En effet, en augmentant le pas de temps, donc l'intervalle de temps séparant 2 tests de sensibilité, on risque de rater des instants où cette sensibilité change de signe, donc on risque de résoudre les systèmes différentiels correspondants aux bornes minimales et maximales avec les valeurs des paramètres que ne nous donnent pas les températures maximales et minimales que nous recherchons. Par suite, pour garder un haut niveau de fiabilité, nous gardons un petit pas de temps (de 5 secondes) capable de détecter toute variation du signe des sensibilités.

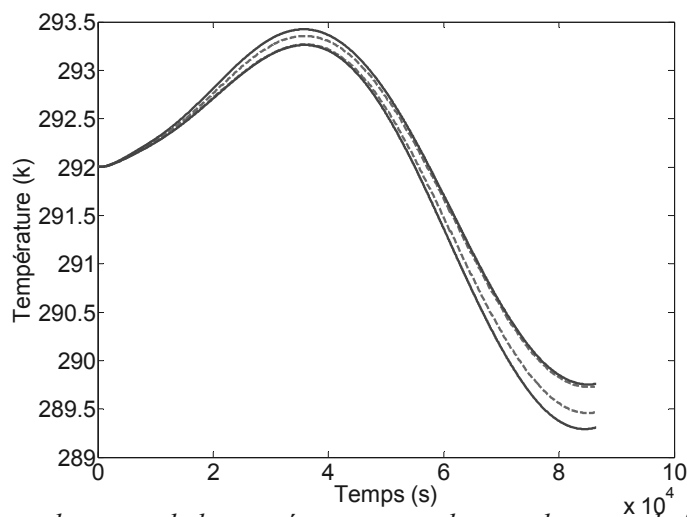


Figure 5 : Les encadrements de la température pour des pas de temps de 5 sec et 120 sec

Nous nous intéressons maintenant à observer les encadrements sur une période de temps plus étendue (5 jours).

Nous observons bien que cette méthode conserve tous ses avantages et ses qualités (figure 6). Cela veut dire que nous pourrions espérer l'utiliser pour encadrer nos sorties tout au long d'une année par exemple.

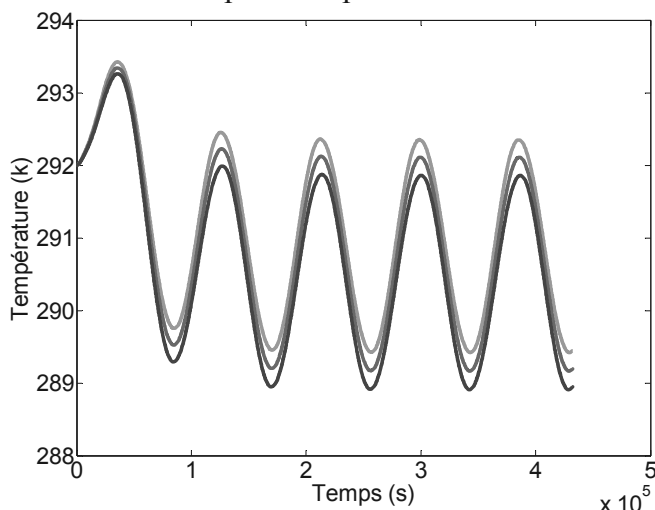


Figure 6 : Encadrement de la température pour une période de 5 jours

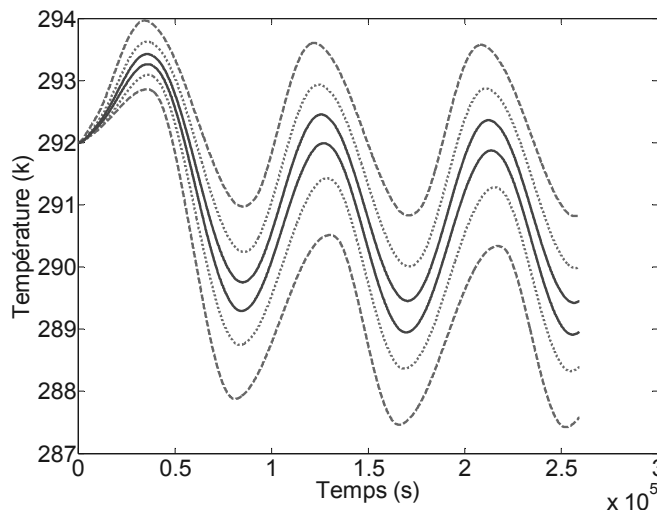


Figure 7 : Encadrement de la température pour des incertitudes de 3, 10 et 20 %

Dans le but d'étudier la sensibilité de cette méthode par rapport aux taux d'incertitudes, nous augmentons les incertitudes associées aux paramètres thermo-physiques de 3 à 10% puis à 20% et nous observons les nouveaux encadrements.

Nous remarquons qu'on garde des bornes maximales et minimales pas très loin des bornes données pour un taux d'incertitudes moins élevé (figure 7). Ce qui prouve que cette méthode est robuste vis-à-vis de l'importance de l'incertitude, et elle est toujours capable de générer des résultats acceptables.

5. Conclusions et perspectives

Dans ce papier, nous avons pu démontrer l'intérêt d'employer une méthode d'analyse par intervalles pour propager les incertitudes dans un modèle de transfert de chaleur par diffusion. Les temps de calcul restent inférieurs à ceux nécessaires pour une méthode de Monte-Carlo. Une caractérisation de cette méthode a été faite, où nous avons démontré sa robustesse pour différents valeurs d'incertitudes et pour différentes périodes de temps. Par contre, nous avons pu constater qu'il est nécessaire de conserver un pas de temps réduit afin d'assurer le niveau de fiabilité recherché.

Nous mettons comme perspective de s'approcher davantage de la réalité, donc vers une vraie structure de bâtiment avec différents types d'échange (conductif, convectif et radiatif) et d'essayer de propager les incertitudes d'autres paramètres.

Références

- [1] Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie : <http://www2.ademe.fr/servlet/KBaseShow?sort=-1&cid=96&m=3&catid=12846>
- [2] N. Rahni, N. Ramdani, Y. Candau and G. Guyon « Application of exact differential screening analysis to dynamic building energy simulation models », in J. Henriette, P. Lybaert, & M. El Hayeck (Eds.), *Advanced Concepts and Techniques in Thermal Modelling* : p. 99–106, Elsevier, 1998.
- [3] S. de Witand G. Augenbroe « Uncertainty analysis of building design evaluations », *Seventh International IBPSA Conference Rio de Janeiro, Brazil* : p.319-326, 2001.
- [4] Ramon Moore, « *Interval Analysis* », Prentice-Hall, 1966.
- [5] Gaétan Videau, « Méthodes garanties pour l'estimation d'état et le contrôle de cohérence des systèmes non linéaires à temps continu », Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2009.
- [6] Arnold Neumaier, « *Interval methods for systems of equations* » Cambridge University press, 1990
- [7] Luc Jaulin, Michel Kieffer, Olivier Didrit and Eric Walter, « *Applied interval analysis* », Springer, p.11-44.
- [8] Gilles Lefebvre, « *Comportement thermique dynamique des bâtiments: simulation et analyse* », 1994.
- [9] J. Grotendorst, D. Marx, A. Muramatsu, « Monte Carlo Methods: Overview and Basics », *Quantum Simulations of Complex Many-Body Systems: From Theory to Algorithms*, vol. 10: p. 1-24, 2002.
- [10] N. Meslem and N. Ramdani and Y. Candau « Guaranteed Parameter Set Estimation With Monotone Dynamical Systems Using Hybrid Automata », *Reliable Computing*, vol. 14: p. 88-104, 2010.

IMPACT DES BAIS VITREES SUR LE COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN BATIMENT DE BUREAUX POUR DIFFERENT CLIMAT : FROID, TEMPERE ET CHAUD

Rachida Idchabani^{1*}, Friedrich Sick², Mohammed Garoum¹

¹ Laboratoire Energétique, Matériaux et Environnement (LEME), Ecole Supérieure de Technologie de Salé, Maroc

² Université des sciences appliqués, Berlin, Allemagne

* auteur correspondant : idchabani@gmail.com

Résumé - Dans ce travail, un bâtiment à usage de bureaux a fait l'objet de simulations dynamiques sur trois localités à climats différents au Maroc : Ifrane, Agadir et Marrakech. Les simulations effectuées ont permis de réaliser une analyse paramétrique thermique de quatre paramètres liés aux baies vitrées : le taux d'ouverture, l'orientation, le coefficient de transmission thermique et le facteur solaire. Les résultats obtenus ont montré que l'impact de ces paramètres sur le comportement thermique du bâtiment diffère en fonction des conditions climatiques.

1. INTRODUCTION

De part sa situation géographique, le Maroc dispose d'une riche mosaïque de climats avec des combinaisons diverses selon les lieux. Il est soumis aux influences méditerranéennes au Nord, océaniques à l'Ouest, continentales au centre, puis sahariennes à mesure que l'on descend vers le Sud-est et le Sud. La définition des mesures d'efficacité énergétique pour le bâtiment, nécessite une analyse climatique tenant compte des particularités des différentes régions du pays, de manière à optimiser les spécifications techniques des éléments de parois du cadre bâti sur le plan thermique mais aussi économique.

Etant donné que les baies vitrées constituent une source importante de gains mais aussi de pertes de chaleur, un intérêt particulier doit être porté à leur dimensionnement, à leurs systèmes de protection, d'isolation et d'étanchéité [1]. Ces aspects sont d'autant plus efficaces s'ils sont pris en considération dès la phase de conception du bâtiment. En effet, une étude récente, dans le cadre de la préparation du projet de réglementation thermique dans le bâtiment au Maroc, a montré que les gains en besoins énergétiques pour le chauffage et la climatisation dans les bâtiments de bureaux peuvent atteindre jusqu'à 74% par rapport à la situation actuelle en évitant des émissions de CO₂ estimées en moyenne à 16 kgeqCO₂ par m² par an, et ce à travers des mesures d'optimisation de l'enveloppe (taux de vitrage, amélioration du coefficient de transmission thermique des murs, isolation des toitures....)[2].

Par ailleurs, l'importation de modèles d'urbanisme et d'architecture internationaux qui se servent de matériaux et de prototypes préétablis avec l'usage répandu des vitrages dans les façades, ne s'accompagne pas systématiquement de bon comportement énergétique des bâtiments. Elle peut entraîner des problèmes de surchauffe en été et d'autre part, sa structure de faible densité réduit la protection du froid en hiver [3].

2. SITES DE L'ETUDE

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'impact des baies vitrées sur le comportement thermique des bâtiments modernes à usage de bureaux sous différentes conditions climatiques. Les sites choisis sont : Ifrane, Marrakech et Agadir. La première est une ville montagnaise et froide, la deuxième a un climat chaud en été et relativement froid en hiver et Agadir située sur le littoral atlantique avec un climat tempéré. Le tableau suivant donne les coordonnées de ces sites :

	latitude	longitude	altitude
Ifrane	33°30'N	005°10'W	1663.8
Marrakech	31°37'N	008°02'W	463.5
Agadir	30°19'N	009°24'W	74.5

Tableau 1 : Coordonnées géographiques des sites de l'étude

Les distributions mensuelles moyennes de la température et de l'humidité relative sur dix ans (2000-2009) sont données, respectivement, sur les figures 1 et 2. La durée de l'ensoleillement est illustrée sur la figure 3 [4], et les degrés jours de chauffage et de climatisation correspondant à chaque ville calculés sur la base de 18°C et 21°C respectivement [5], sont donnés sur la figure 4.

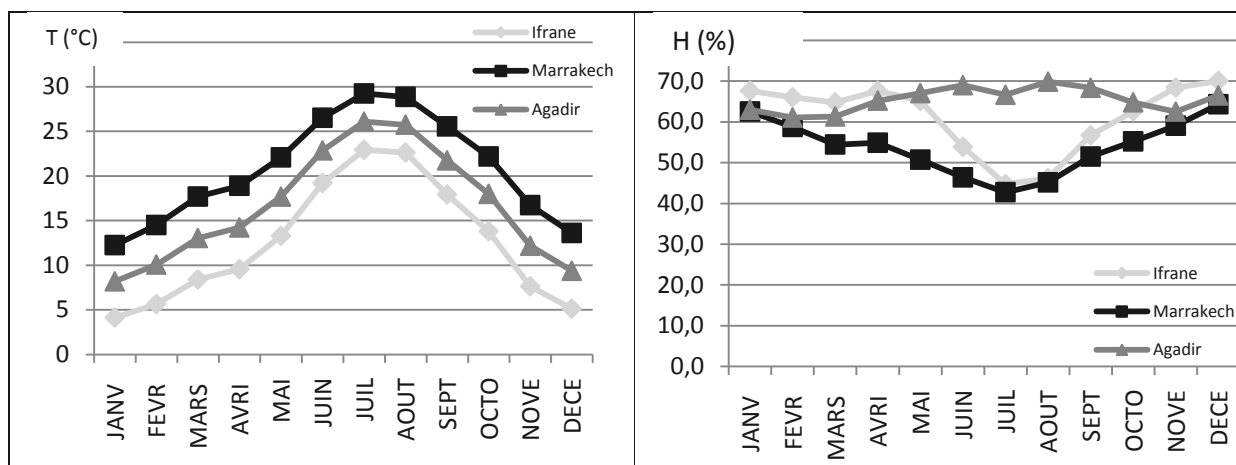


Figure 1 : Température moyenne mensuelle

Figure 2 : Humidité moyenne mensuelle

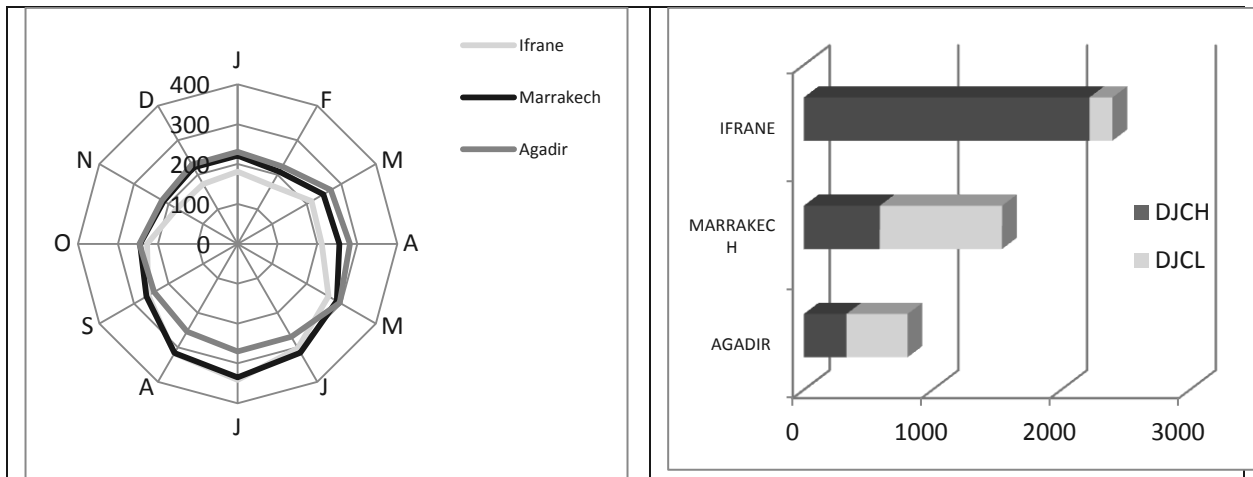


Figure 3 : Durée de l'ensoleillement en heure

Figure 4 : Degrés-jours de chauffage et de climatisation

Les trois villes de l'étude présentent des conditions climatiques différentes. Le calcul des degrés jours de chauffage et de climatisation pour ces localités a permis de confirmer ce constat. La ville d'Ifrane enregistre le plus grand nombre de jours de chauffage avec un besoin réduit en climatisation. Marrakech et Agadir enregistrent des besoins de chauffage et de climatisation avec des degrés jours de climatisation plus élevés.

3. DESCRIPTION DU BATIMENT DE REFERENCE

Le bâtiment simulé est un bâtiment typique moderne (figure 5) conçu selon les techniques de construction et avec les matériaux répandu dans la construction au Maroc (tableau 2). Sa surface au sol est de 1900 m². Son taux d'ouverture est de 37 %, réparti sur les façades comme suit : façade sud : 18%, façade Est : 7% et 12% sur la façade Ouest. Le facteur solaire de se cas de base est de 85%.



Figure 5 : Vue de face du bâtiment étudié

Parois	Composition	Coefficient de transmission thermique en $W/m^2.K$
Murs extérieurs	Briques en doubles cloisons	$U=1,172$
Toiture	Hourdis	$U=2,283$
Plancher bas	Chape en béton	$U=3,947$
Fenêtres	Simple vitrage avec cadre en aluminium	$U=5,8$

Tableau 2 : Composition des parois

Le bâtiment est utilisé par 300 personnes de 8h30 à 16h30 du lundi au vendredi. Le taux de ventilation considéré est de $30m^3/h/personne$. Les températures de confort thermique sont fixées à $20^{\circ}C$ pour le chauffage et $24^{\circ}C$ pour la climatisation.

Les simulations ont été effectuées à l'aide du logiciel de simulation du comportement thermique en régime dynamique 'TRNSYS 16'. Dans le tableau 3 sont indiqués les besoins de chauffage et de refroidissement du bâtiment de référence pour les trois climats de l'étude :

	Ifrane	Marrakech	Agadir
Besoin de chauffage ($kWh/m^2/an$)	49	6	0,5
Besoin de refroidissement ($kWh/m^2/an$)	36	123	101

Tableau 3 : Performance énergétique du bâtiment de référence dans trois zones climatiques

Nous constatons que le bâtiment affiche une demande de chauffage négligeable dans le cas d'Agadir suivie de la ville de Marrakech, malgré que cette dernière enregistre des degrés-jours de chauffage relativement importants. Pour toutes les localités, le bâtiment enregistre une demande de refroidissement, même pour le cas d'Ifrane dont les degrés-jours de refroidissement sont réduits. Ceci peut être expliqué par le fait que le bâtiment de base est orienté Sud avec un facteur solaire relativement élevé.

4. ETUDE PARAMETRIQUE

Sur la base du bâtiment de référence, nous avons étudié l'effet de la variation de quatre paramètres sur les besoins de chauffage et de climatisation, il s'agit du :

- Taux d'ouverture ;
- Orientation du bâtiment ;
- Coefficient de transmission thermique du vitrage ;
- Facteur solaire.

4.1. Impact du taux d'ouverture

Nous avons fait varier le taux de vitrage du bâtiment de base en considérant respectivement un taux de 15%, 35%, 25% et 45%. L'analyse des résultats montrent que les besoins en chauffage pour le cas considéré ne sont pas très sensibles à la variation du taux d'ouverture du bâtiment. En effet, la récupération des apports solaires (gratuits) durant la saison de chauffe nécessite de disposer de grandes surfaces vitrées orientées plein sud, mais pour modérer les pertes de chaleur la nuit, il vaut mieux réduire la surface de la fenêtre et en améliorer le degré d'isolation [6].

Les besoins en climatisation, par contre, augmentent proportionnellement avec le taux d'ouverture du bâtiment étudié, et plus rapidement pour les villes d'Agadir et Marrakech. Ce qui peut être expliqué par le fait que le bâtiment de référence est orienté sud et manque de protections solaires alors que si l'on veut éviter une surchauffe l'été, il faut prévoir les protections solaires bien adaptées [6]. Par conséquent, l'augmentation des surfaces des fenêtres s'avère non recommandée pour le cas de construction considéré.

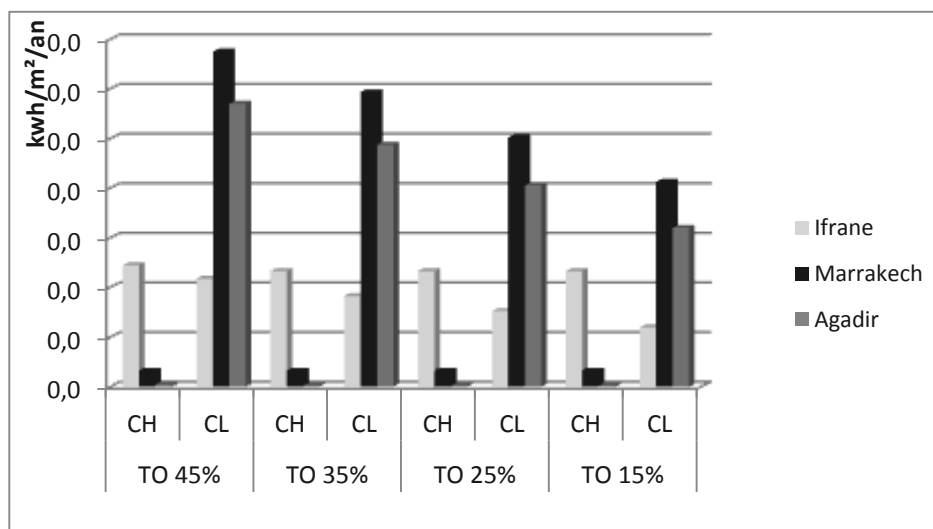


Figure 6 : Besoins en chauffage (CH) et climatisation (CL) du bâtiment de référence en fonction du taux d'ouverture

4.2. Impact de l'orientation du bâtiment

Les besoins globaux en chauffage et climatisation du bâtiment les plus réduits sont enregistrés sur la façade sud pour le cas d'Ifrane et au niveau de la façade nord pour le cas de Marrakech et d'Agadir (figure 7).



Figure 7 : Besoins en chauffage et climatisation en kWh/m²/an pour les trois villes en fonction de l'orientation du bâtiment

4.3. Impact du coefficient de transmission thermique du vitrage

Nous remarquons que l'impact du coefficient de transmission thermique des ouvertures sur les besoins thermiques du bâtiment est réduit dans le cas de construction étudié. Ceci peut être expliqué par le fait que les autres éléments de l'enveloppe du bâtiment (murs, toiture et plancher) tel qu'ils sont construits (sans isolation thermique), emportent les échanges conductifs entre le bâtiment et le milieu extérieur.

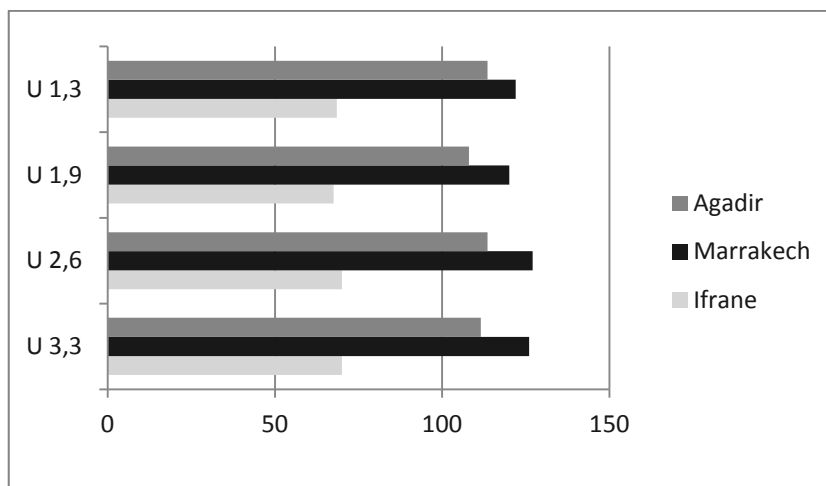


Figure 8 : Besoins globaux en chauffage et climatisation en kWh/m²/an en fonction du coefficient de transmission thermique des vitres

4.4. Impact du facteur solaire

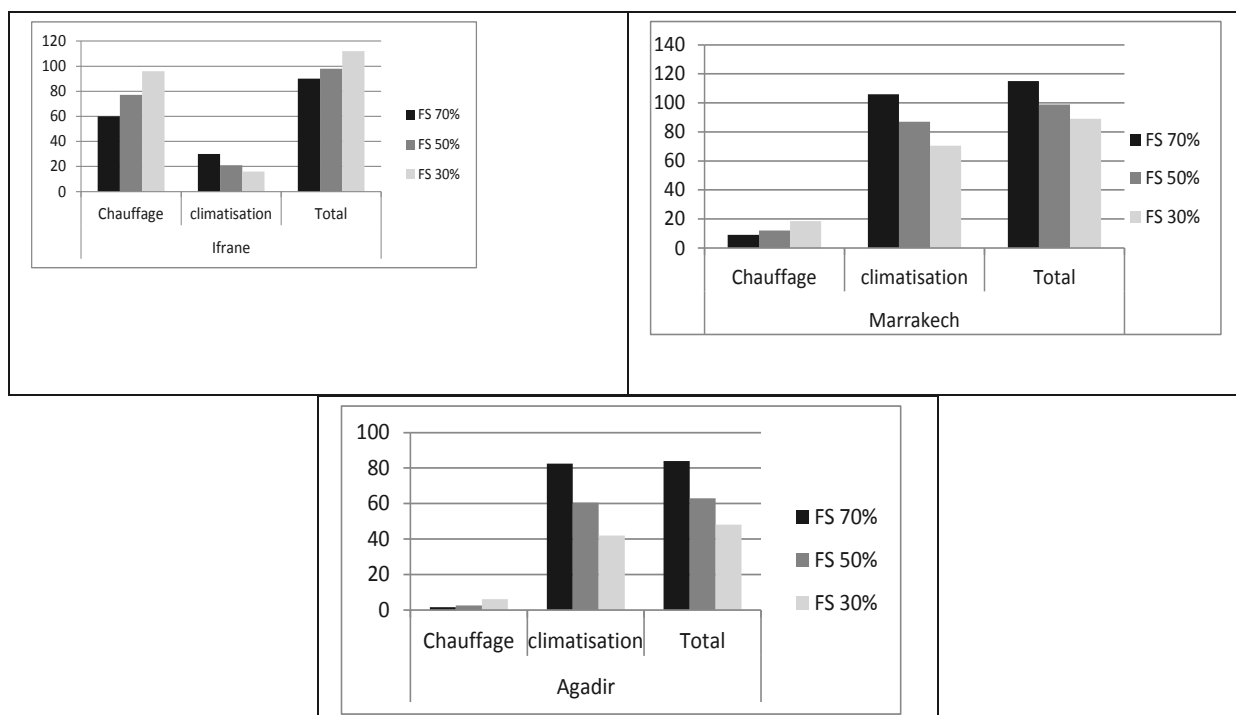


Figure 9 : Besoins globaux en chauffage et climatisation en kWh/m²/an en fonction du facteur solaire

Les résultats des simulations montrent que les besoins thermiques du bâtiment étudié, sont directement affectés par le facteur solaire en fonction du climat. Pour Ifrane, où les besoins en chauffage sont les plus importants, le bilan global est en faveur d'un facteur solaire élevé, alors que pour les villes d'Agadir et de Marrakech, il est recommandé de prévoir un faible facteur solaire car cela permettra d'éviter la surchauffe en été et peut ainsi réduire à environ 50% les besoins en climatisation du bâtiment de référence (42% pour le cas de Marrakech et 58% pour le cas d'Agadir).

5. CONCLUSION

Ce travail a mis en évidence le rôle important des baies vitrées dans le comportement thermique du bâtiment. En effet, le taux d'ouverture d'un bâtiment, son orientation, le coefficient de transmission thermique et le facteur solaire des vitres influent les besoins en chauffage et en climatisation du bâtiment de différentes façons selon le climat.

Dans le cas du bâtiment considéré, l'augmentation des surfaces des fenêtres s'avère non recommandée, car cela peut engendrer des surchauffes l'été et favoriser les échanges thermiques avec l'extérieur en hiver la nuit. Avec un facteur solaire de base de 85%, l'orientation sud est favorable pour le cas d'Ifrane mais favorise la surchauffe pour le cas d'Agadir et Marrakech. Le coefficient de transmission thermique U des baies vitrées, dans le cas de construction considéré (murs, toiture et plancher non isolés), n'a pas un grand impact sur le bilan thermique du bâtiment. En revanche, un bon facteur solaire peut réduire les besoins en climatisation jusqu'à plus de 50% par rapport au cas de base.

Références

- [1] N.Safer, "Modélisation des façades de type Double peau Equipées de protections solaires: Approches Multi-Echelle," Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, Centre de Thermique de Lyon 2006
- [2] R.Missaoui, Impacts socio-économiques de la réglementation thermique dans le secteur tertiaire, Atelier d'expert, Rabat, juillet 2010
- [3] D.Medjelekh, M.El Ganaoui " Etudes climatique, microclimatique et Bioclimatique pour des bâtiments conscients de L'énergie », X^{ème} colloque interuniversitaire franco-québécois sur la thermique des systèmes, Saguenay, 20-22 juin 2011
- [4] <http://www.meteo-media.com/>
- [5] Ouledba, zonage climatique du Maroc destiné à la réglementation thermique du bâtiment, Atelier d'expert, Rabat, juillet 2010
- [6] Etude SENVIVV, 'Les Fenêtres sous l'Angle de la Physique du Bâtiment', CSTC Magazine, Bruxelles, 1997
- [7] Nouara OUDJEHANI, Abdelkader TAHAKOURT, Rafik BELARBI, Etude de l'influence des caractéristiques de l'enveloppe d'un bâtiment sur le confort thermique en régions arides, CIFEM2010 – ART-2-36, 2010
- [8] N. Fezzioui1, B. Droui, M. Benyammine et S. Larbi, Influence des caractéristiques dynamiques de l'enveloppe d'un bâtiment sur le confort thermique au sud Algérien, Revue des Energies Renouvelables Vol. 11 N°1 (25 – 34), 2008

Système thermodynamique de récupération de chaleur sur l'air extrait des bâtiments pour la production d'eau chaude sanitaire

G. Segond¹, S. Launay¹, C. Sierra¹, L. Tadrist¹, C. Marvillet²

¹Aix-Marseille Université, CNRS IUSTI UMR 7343, 13453 Marseille, France

²CNAM, IFFI, 75141 Paris, France

Résumé : Nous investiguons dans cette étude les performances d'un système de production d'eau chaude sanitaire thermodynamique avec récupération de chaleur sur l'air extrait par la ventilation mécanique contrôlée de bâtiments collectifs. On présente ici la modélisation du système effectuée avec le logiciel de simulation TRNSYS. Celle-ci a permis d'évaluer les performances de ce système et de les comparer avec celles des préparateurs d'eau chaude utilisant des résistances électriques ou des pompes à chaleur sur air extérieur. Des gains de performances non négligeables ont été observés.

Nomenclature

<i>COP</i>	coefficient de performance	<i>cond</i>	condenseur
<i>P</i>	puissance, <i>W</i>	<i>comp</i>	compresseur
<i>W</i>	puissance électrique, <i>W</i>	<i>circ</i>	circulateurs
<i>t</i>	temps, <i>s</i>	<i>résist</i>	résistance chauffante
<i>Indices et exposants</i>		<i>PV</i>	photovoltaïque
<i>PAC</i>	pompe à chaleur		

1. Introduction

L'entrée en application de la réglementation thermique 2012 [1] va entraîner la généralisation des bâtiments de types BBC (pour bâtiment basse consommation) et la mise en œuvre de solutions d'isolation et d'étanchéité à l'air à haute performance. Le label BBC fixe en moyenne à 50 kWh/m²/an en énergie primaire le niveau de consommation pour les usages réglementés de l'énergie. Cette rupture réglementaire va faire du poste eau chaude sanitaire (ECS) le premier poste de consommation puisqu'il pourrait représenter plus de 50% des 50 kWh/m²/an recherchés. C'est dans ce contexte que l'ADEME a lancé le projet PACTE ECS dont le but est de développer des systèmes innovants de production d'eau chaude sanitaire basés sur les énergies renouvelables.

Le système présenté ici utilise une pompe à chaleur (PAC) pour transférer l'énergie nécessaire à la préparation de l'eau chaude sanitaire et dispose d'une source de chaleur sur l'air hygiénique extrait par la ventilation mécanique contrôlée (VMC) de logements collectifs.

L'utilisation des PAC pour le chauffage ou la production d'ECS est aujourd'hui de plus en plus répandue en Europe. La majorité des PAC vendues ont comme source froide l'air

extérieur mais cette solution présente plusieurs inconvénients. En effet, ces PAC sont peu performantes les jours de grand froid (le COP peu chuter de façon importante avec la température extérieure), ce qui correspond aux besoins les plus élevés : d'où une mauvaise adéquation entre la ressource et le besoin. De plus, l'emploi de cycles de dégivrage dans le but d'éliminer le givre qui se forme sur l'échangeur extérieur lorsque la température de l'air devient trop basse entraîne une chute des performances saisonnières de l'installation. Ces comportements conduisent également à des pics de consommations électriques pendant les jours les plus froids et donc des problèmes de gestion du réseau.

Plusieurs études ont été réalisées afin d'évaluer l'influence du couplage de la source froide de la pompe à chaleur avec des sources d'air tempérées intégrées au bâtiment. Les travaux de Smith et al. [2] ont porté sur le couplage d'une PAC air-air (utilisée pour le chauffage) avec le vide sanitaire d'une maison individuelle : l'air extérieur entre d'un côté du vide sanitaire, récupère une partie de la chaleur du sol en circulant et passe à travers l'évaporateur de la PAC. Les auteurs ont estimé à 22.5% la baisse de la consommation globale (PAC et appoints électriques) par rapport à une PAC sur air extérieur, pour les cinq mois les plus froids de l'année. Lubliner et al. [3] ont également étudié les consommations du système PAC air-air assisté par vide-sanitaire et les ont comparées à celles de simples convecteurs électriques pour deux maisons identiques : ils observent que, pendant la saison de chauffe, la consommation globale est de 2,2 à 3,9 fois plus faible que celle des convecteurs électriques. Plus récemment, [4] s'est intéressé à la récupération de chaleur sur l'air vicié en sortie d'un échangeur de ventilation double flux avec une PAC de type « inverter ». Les débits d'air extrait étant souvent trop faibles pour assurer le bon fonctionnement de la PAC, ils sont complétés par un apport d'air extérieur. Les gains constatés sur le coefficient de performance (COP) de la PAC varient en fonction des climats : ils sont de 20% pour Rennes et de 15% pour Nice.

En règle générale, l'ensemble des auteurs cités en référence expliquent les gains de performance obtenus par les facteurs suivants. Les dispositifs utilisés (vide sanitaire, ventilation double flux) permettent d'obtenir des températures de source froide plus élevées qu'avec de l'air extérieur et contribuent à obtenir des COP supérieurs. La puissance fournie par la PAC est également plus élevée, ce qui permet de réduire le recours à des appoints d'origine électrique. De plus, les températures plus élevées limitent la formation de givre sur l'échangeur extérieur, permettant ainsi d'améliorer les performances globales du système.

Cet article est une étude préliminaire destinée à évaluer les gains de performance potentiels d'un système basé sur une PAC pour produire de l'ECS et ayant comme source froide de l'air vicié de VMC simple flux. D'une part, ce dispositif doit permettre d'obtenir des températures d'air plus élevées qu'avec un vide sanitaire ou une VMC double flux et moins fluctuante sur l'année. Cela doit permettre d'améliorer le COP de la PAC et de fournir de la chaleur à une température plus élevée mieux adaptée à la production d'ECS. Mais d'autre part, la production d'ECS impose d'atteindre des températures voisines de 60°C coté condenseur (plus élevées qu'avec du chauffage), ce qui va dans le sens d'une détérioration des performances de la PAC. L'objectif de ce papier est de comparer les performances de ce système avec les résultats obtenus par [2], [3] et [4] mais également avec des PAC sur air extérieur et des chauffe-eau électriques.

2. Description du système

2.1. Généralités

Le cheminement de l'air avec une VMC simple flux est le suivant : l'air entre par des bouches au niveau des fenêtres de chaque appartement, circule en récupérant de la chaleur fournie par le système de chauffage jusqu'à atteindre la température ambiante du logement (environ 20°C) puis est aspiré par les bouches d'extraction. Cet air hygiénique va alors circuler dans plusieurs dizaines de mètres de gaines non isolées à l'intérieur du bâtiment. Les débits d'extraction de chaque appartement convergent ainsi dans une gaine principale qui constitue la source froide du système.

Le système, présenté en *Figure 1*, est composé d'une batterie de récupération (de type tube-ailettes) qui est située dans la gaine de refoulement collectant l'intégralité des débits d'air extrait du bâtiment. La chaleur récupérée est ensuite transférée au ballon de stockage grâce à une pompe à chaleur de type eau-eau. Le ballon de stockage permet d'emmagasiner la chaleur dans le cas où le besoin en ECS est inférieur à la production. Le point de puisage est situé en haut du ballon. Ce ballon comprend en partie haute une résistance électrique chauffante qui joue le rôle d'un appoint énergétique lorsque les débits de puisage sont trop importants et que la pompe à chaleur ne peut fournir une puissance suffisante. Les circulateurs utilisés sont de type « haut rendement », ce qui assure une consommation minimale.

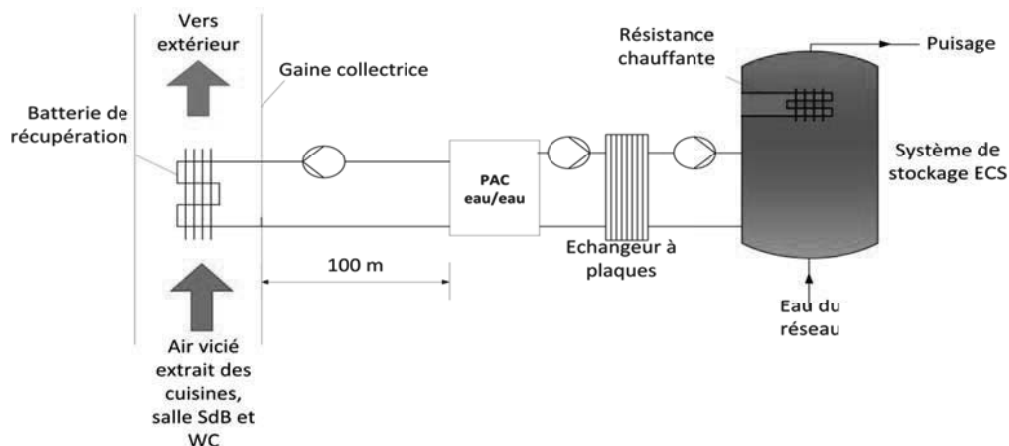


Figure 1 : Schéma de principe du système étudié

L'utilisation d'une PAC de type eau-eau et non air-eau est justifiée par l'existence, dans la majorité des bâtiments, d'une distance importante entre la gaine collectrice de ventilation et les points de puisage (et ballon de stockage) d'eau chaude : typiquement l'équivalent 100 mètres linéaires de canalisations. Il se pose donc la difficulté de transporter la chaleur récupérée sur des distances importantes à travers des zones souvent mal isolées de l'extérieur tout en minimisant les déperditions thermiques. L'emploi du type air-eau imposerait d'installer la PAC à proximité de la gaine de ventilation et donc de transporter l'eau chaude produite (à 60°C au maximum) sur une longue distance à travers des zones du bâtiment à des températures comprises entre 5°C et 20°C sur l'année. Cet écart important de température obligerait à isoler les canalisations avec plusieurs dizaines de centimètres d'isolant, ce qui pourrait s'avérer difficile à mettre en œuvre et coûteux. A l'inverse, la PAC de type eau-eau

est installée à côté du ballon de stockage, ce qui permet de quasiment éliminer les déperditions côté condenseur et surtout d'obtenir une température comprise entre 5°C et 15°C pour l'eau circulant côté évaporateur. Ce faible écart de température permet ainsi de diminuer grandement les déperditions thermiques sur une grande distance et de se contenter de seulement quelques centimètres d'épaisseur d'isolant pour obtenir une très bonne isolation, ce qui est bien moins coûteux et plus pratique à mettre en œuvre que la solution air-eau.

2.2. Conditions aux limites du système

La source de chaleur (ou source froide) du système correspond à l'écoulement d'air hygiénique extrait des logements et circulant dans la gaine collectrice de ventilation du bâtiment. Plusieurs bâtiments ont été instrumentés afin de mesurer les débits et la température de l'air en gaine pendant une longue période. A ce jour, nous avons récolté les données pour un bâtiment qui est composé de 15 logements sociaux de type 3. Les données recueillies montrent que le débit est relativement constant : sa valeur moyenne est de 2000 m³/h avec un écart maximum de $\pm 7\%$ par rapport à cette valeur. Sa température est comprise entre 14°C et 25 °C et varie lentement au cours de la semaine.

Le puits de chaleur (ou source chaude) est représenté par la partie basse du ballon de stockage. Cette zone est la partie la plus froide du ballon à cause des effets de stratification. Cela permet à la PAC de travailler dans des conditions plus favorables et d'avoir un COP plus élevé. La température du puits de chaleur varie entre 15°C (ballon froid à la température de l'eau de ville) et 60°C (ballon uniformément à la température maximum). La valeur de cette température au cours du temps dépend fortement des profils quotidiens de puisage qui varient de façon importante. Les profils utilisés ici sont issus des études de [4], [5] et [6].

Une des principales difficultés dans le fonctionnement de ce système est, comme avec le solaire thermique, la mauvaise adéquation entre la disponibilité de la source de chaleur et les besoins en ECS qui ne sont pas synchrones. Ce déphasage rend nécessaire l'utilisation d'un appoint électrique qui fait chuter les performances globales du système. Il faut donc développer un dispositif de régulation permettant d'adapter la puissance de l'appoint électrique de façon à obtenir des performances optimales.

3. Modélisation du système

Un modèle du système complet a été développé sous le logiciel de simulation dynamique TRNSYS [7].

Le modèle de la pompe à chaleur a été créé à partir de tables performances fournies par le constructeur CIAT. Ces tables nous ont permis d'obtenir des équations des puissances échangées au condenseur, à l'évaporateur et absorbée par le compresseur en fonction des températures des sources froide et chaude. Ces expressions ont été obtenues en faisant une régression par les moindres carrés sous la forme d'un polynôme du troisième ordre à deux variables :

$$X = C_1 + C_2 * S + C_3 * D + C_4 * S^2 + C_5 * (S * D) + C_6 * D^2 + C_7 * S^3 + C_8 * (D * S^2) + C_9 * (S * D^2) + C_{10} * D^3 \quad (1)$$

Avec S et D respectivement les températures des sources froide et chaude

Ce modèle de PAC est un modèle quasi-statique, ce qui est justifié par le fait que, d'une part, les variations du débit et de température de la source et du puits de chaleur sont très progressives sur un intervalle d'une heure ce qui rend les effets dynamiques négligeables. D'autre part, le nombre de marche-arrêt de la PAC reste limité.

Les modèles des autres composants sont issus de la bibliothèque du logiciel : ballon de stockage stratifié (Type 60), canalisation (Type 709), échangeur (Type 5), circulateur (type 3b).

Pour une évaluation préliminaire des performances de notre système, deux hypothèses sont effectuées :

- a. les deux échangeurs (batterie de récupération et échangeurs à plaques) ont une efficacité de 1 de telle sorte que, pour la batterie de récupération, la température de l'air en sortie est la même que celle de l'eau en entrée. De même, pour l'échangeur à plaques, la température en entrée du condenseur de la PAC est identique à celle en partie basse du ballon.
- b. on ne prend pas en compte la surconsommation du ventilateur de la VMC due à l'augmentation de la perte de charge amenée par l'échangeur de récupération.

4. Résultats

4.1. Sensibilité du COP de la PAC aux températures de la source et du puits de chaleur

A partir des tables de performances fournies par CIAT pour la PAC eau-eau utilisée, nous avons tracé, en *Figure 2*, l'évolution du coefficient de performance de la PAC, définie par l'équation (1), en fonction de la température du puits de chaleur, pour différentes températures d'air extrait en entrée de la batterie de récupération. La consommation des circulateurs associée à la PAC sont pris en compte dans le COP.

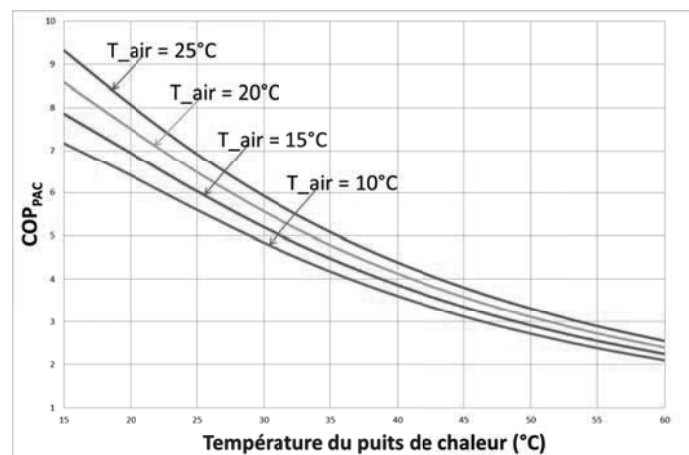


Figure 2 : Evolution du COP pour la pompe à chaleur

$$COP_{PAC} = \frac{P_{cond}}{W_{comp} + W_{circ}} \quad (2)$$

Ce graphique montre que le COP de la PAC est très sensible à la température du puits de chaleur : sa valeur est divisée par un facteur 4 en passant de 15°C à 60°C. On a donc tout intérêt à travailler à une température en partie basse du ballon la plus faible possible, ce qui revient à avoir un degré de stratification important dans le ballon et non pas une température homogène. Pour favoriser la stratification, on connecte la pompe à chaleur en partie basse du ballon.

4.2. Comparaison des performances du système de production d'eau chaude sanitaire sur air extrait avec des systèmes conventionnels

Le système, montré en *Figure 1*, a été intégralement modélisé avec TRNSYS. Les profils d'air extrait et d'eau chaude sanitaire sont ceux du bâtiment instrumenté cité plus haut. Ce dernier est composé de 15 T3 d'une surface de 70 m² chacun. Nous considérons une consommation moyenne d'eau chaude par logement de 120L/jour à 60°C. La puissance de la résistance chauffante située en partie haute du ballon est 2 kW.

Les résultats obtenus sont ensuite comparés à deux systèmes de production plus conventionnels qui sont la PAC sur air extérieur et le chauffe-eau électrique appliqués au même bâtiment de référence. Les *Figures 3* et *4* présentent respectivement les valeurs du COP_{global} annuel et la consommation en énergie primaire de chaque système pour différents climats typiques : Climat méditerranéen (Nice), Climat océanique dégradé (Strasbourg) et Climat continental (Stockholm). Le COP_{global} annuel est défini de la façon suivante :

$$COP_{global} = \frac{\int P_{cond} dt + \int P_{résist} dt}{\int W_{comp} dt + \int P_{résist} dt + \int W_{circ} dt} \quad (3)$$

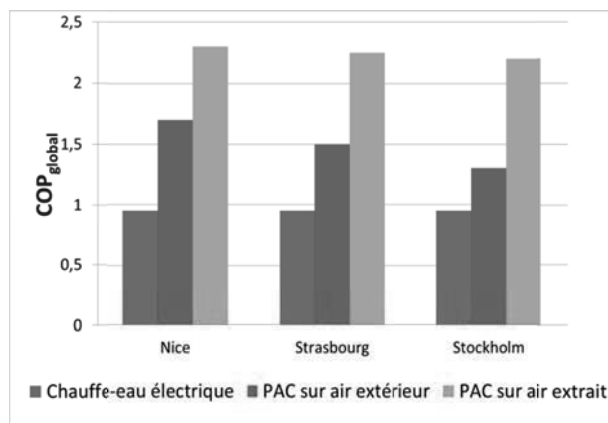


Figure 3 : Valeur du COP_{global} pour les systèmes considérés et pour différents climats.

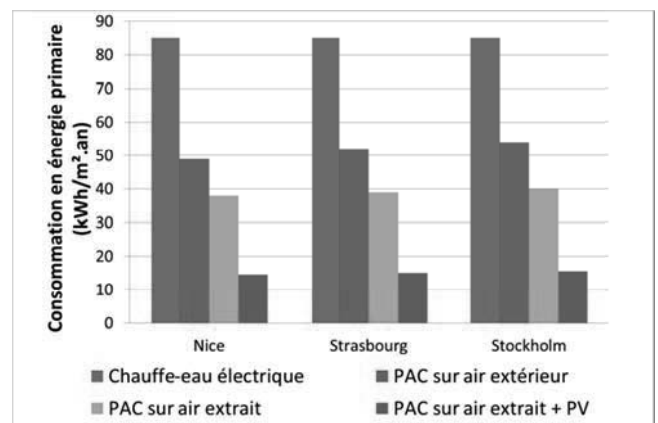


Figure 4 : Comparaison des consommations en énergie primaire pour les systèmes considérés.

On constate que le COP_{global} du système sur air extrait, à l'inverse du système sur air extérieur, est relativement constant en fonction des différents climats. Il permet d'obtenir un COP_{global} qui est en moyenne 2,4 fois plus important qu'avec un chauffe-eau électrique et 1,4 fois plus grand qu'avec une PAC sur air extérieur. Ce gain de performance s'explique par le fait que, la température de la source augmentant, la puissance fournie par la PAC est plus élevée. La résistance chauffante est donc moins sollicitée, ce qui contribue à améliorer les performances globales du système.

Dans ce comparatif, le COP_{global} ne prend pas en compte les pertes en ligne sur le réseau de distribution (entre le stockage et les points de puisage). La prise en compte de ces pertes dégraderait des performances globales mais le gain avec l'utilisation de la PAC sur air extrait serait plus important.

Concernant la consommation en énergie primaire, la valeur moyenne obtenue pour le système sur air extrait est d'environ 40 kWh/m²/an. C'est 54% de moins par rapport au chauffe-eau électrique et 25 % par rapport à une PAC sur air extérieur. Ces gains sont intéressants mais encore insuffisants pour satisfaire aux exigences de la RT 2012. En effet, la consommation en énergie primaire de tous les systèmes testés ici est lourdement pénalisée car ils sont alimentés uniquement par l'électricité du réseau qui a un facteur de conversion énergie primaire/énergie finale de 2,58 [1].

Ce bilan de consommation a été refait en supposant qu'on alimente le système avec un champ de panneaux photovoltaïques (cf. *Figure 4*). Ce type de production bénéficie d'un facteur de conversion énergie primaire/énergie finale de 1 qui est plus avantageux. On atteint alors des valeurs de consommation en énergie primaire d'environ 15 kWh/m²/an, ce qui est conforme aux exigences de la RT 2012.

Le tableau ci-dessous donne les surfaces de panneaux photovoltaïques nécessaires pour alimenter le système pour les différents climats. Nous supposons un rendement moyen annuel de 14% des panneaux. Les écarts dans les résultats obtenus s'expliquent principalement par les différentes valeurs de l'irradiance solaire annuelle pour chaque climat. On peut soulever ici une problématique d'intégration aux bâtiments puisque ces derniers doivent avoir une surface de toit suffisante pour pouvoir poser les panneaux photovoltaïques.

	Nice	Strasbourg	Stockholm
Surface PV (m ²)	63	98	103

Tableau 1 : Surfaces de panneaux photovoltaïques utiles pour fournir l'énergie nécessaire au système PAC sur air extrait

5. Conclusion

Un système thermodynamique de production d'eau chaude sanitaire avec récupération de chaleur sur air extrait a été modélisé avec le logiciel TRNSYS et ses performances ont pu être évaluées. Cette première étude montre un gain important par rapport aux systèmes conventionnels bien que la version du système simulé ne soit pas optimisée du point de vue de la régulation. Certaines améliorations, telles que l'alimentation de la PAC par l'énergie photovoltaïque, sont encore indispensables pour atteindre les objectifs de la réglementation thermique 2012.

Le modèle présenté ici est une première étape d'une étude plus complète du système. Un banc d'essai va bientôt être opérationnel et va nous permettre de valider des modèles pour chaque composant qui seront plus réalistes que ceux proposés par le logiciel de simulation TRNSYS. De plus, certains paramètres tels que les déperditions thermiques dans le système de distribution d'eau chaude, l'énergie dépensée au cours des cycles anti-légionelle, n'ont pas été pris en compte dans cette évaluation de performances et feront l'objet d'un travail futur.

Références

- [1] *Réglementation thermique 2012 : Méthode de calcul Th-BCE 2012*, Bulletin Officiel (2011).
- [2] Smith, L.O., Reid, R.L., *Evaluation of a ground coupled air-to-air (crawl space) heat pump*, ASHRAE Transactions no. 87, part2, pages 405-417 (1981)
- [3] Lubliner M., Hadley P.E., Parker D., *HVAC improvement in manufactured housing crawlspace-assisted heat pump*, ASHRAE Annual meeting, page 12 (2007)
- [4] B. Filliard, *Thèse : Etude des possibilités de récupération de chaleur par voie thermodynamique pour la réhabilitation des maisons individuelles*, Ecole nationale supérieure des Mines de Paris (2009).
- [5] D. Bienfait, *Contribution à une meilleure connaissance des consommations d'eau chaude sanitaire des logements*, Cahiers du CSTB n°1617 (1979).
- [6] C. Buscarlet et M. Bazalgette, *Besoins d'eau chaude sanitaire dans le résidentiel et le tertiaire*, CSTB (1986).
- [7] G. Baeckeroot et J.-M. Cadoret, *Mode de calcul des installations d'eau chaude sanitaire*, Edipa (2011)
- [8] S.A. Klein et al., TRNSYS. 17 – A Transient System Simulation Program, *University of Wisconsin, USA*.

Remerciements

Nos remerciements vont à l'Agence de l'Environnement et de la Maitrise de l'Energie qui nous fait bénéficier d'une aide pour ce projet portant la référence PACTE ECS - PAC-ECS, ainsi qu'à nos partenaires du projet PACTE ECS : CIAT, ATISYS CONCEPT et ADRET.

Modélisation et validation expérimentale d'un cycle ETM par la méthode des Systèmes Equivalents de Gibbs

Frantz SINAMA^{1*}, Matthieu MARTINS², Audrey JOURNOUD¹, Olivier MARC¹, Franck LUCAS¹

¹Laboratoire de Physique et d'Ingénierie Mathématique appliqué à l'Energie et l'environnement
Université de la Réunion – 97410 Saint Pierre.

²Sophia Antipolis Energie Développement
2740, route des Crêtes - Sophia Antipolis - 06560 Valbonne.

*(auteur correspondant : frantz.sinama@univ-reunion.fr)

Résumé

Ce papier présente un modèle en régime dynamique d'un prototype expérimental utilisant le principe de l'Energie Thermique des Mers (ETM) à l'île de La Réunion. En utilisant la différence de température disponible entre la surface et l'eau en profondeur, produit de l'électricité de façon continue.

La première partie de cet article abordera le contexte énergétique particulier à La Réunion ainsi que celui de l'ETM. Ce procédé a ensuite été modélisé en régime dynamique suivant la méthode des systèmes équivalents de Gibbs. Une comparaison du modèle a été effectuée en régime stationnaire à l'aide de données issues de la littérature mais également en régime dynamique avec des données expérimentales issues du prototype.

Nomenclature

\dot{q}	flux de chaleur, W
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹
\dot{m}_x	débit d'évaporation (+) ou de condensation (-), kg.s ⁻¹
\tilde{T}	température entropique moyenne, K
\dot{W}	puissance, W
A	affinité
BWR	back work ratio
cp	chaleur massique à pression constante, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
cv	chaleur massique à volume constant, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
h	enthalpie spécifique, J.kg ⁻¹
L _e	coefficient phénoménologique des pertes thermiques, K.W
L _{HTF}	coefficient phénoménologique du fluide caloporteur, K.W
L _v	coefficient phénoménologique du débit massique, m ³ /s
L _x	coefficient phénoménologique de la réaction physico-chimique, kg.K.s ⁻¹ .J ⁻¹
m	masse, kg
p	pression, Pa
s	entropie spécifique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
S	entropie, J.K ⁻¹
T	température, K
U	energie interne, J
V	volume, m ³
x	titre en vapeur

Symboles grecques

$\dot{\sigma}_{irr}$	taux de production d'entropie, W.K ⁻¹
μ	Potentiel chimique, J.kg ⁻¹
Δj	production d'entropie du mélange, J.kg.K ⁻¹
$\dot{\sigma}_{HT}$	production d'entropie du transfert de chaleur, W.K ⁻¹
$\dot{\sigma}_x$	production d'entropie de la réaction chimique, W.K ⁻¹
$\dot{\sigma}_{mix}$	production d'entropie du mélange, W.K ⁻¹
ν	volume spécifique, m ³ .kg ⁻¹
ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
ρ_N	masse volumique normalisé, kg.m ⁻³
η	rendement
ε	efficacité des échangeurs

Indices et exposants

\bar{m}	moyenne
c	froid
C	condenseur
Car	carnot
e	environnement
E	évaporateur
el	électrique
HTF	fluide caloporteur
i	entrée
is	isentropique
irr	irréversible
liq	liquide
m	mécanique

o	sortie	syst	système
P	pompe	T	turbine
R	rankine	th	thermique
ref	référence	v	vapeur
rev	réversible	w	chaud

1 Introduction

L'île de La Réunion, située dans l'Océan Indien, est confrontée à un contexte énergétique difficile. Avec un réseau électrique insulaire (non interconnecté avec le continent), une démographie croissante (environ 810 000 à l'heure actuelle, 1 million d'habitants d'ici 2025, [1]) et une amélioration du niveau de vie, la demande en électricité est de plus en plus importante. Ceci pose donc de réels problèmes dans la gestion du réseau électrique à la Réunion avec de nombreux délestages afin de maintenir celui-ci en service.

À l'heure actuelle (chiffres de 2009), la production d'électricité est assurée par des combustibles fossiles (charbon et fioul), la bagasse (résidu de la canne) mélangée au charbon, l'hydroélectricité, le solaire photovoltaïque, l'éolien et le biogaz [2]. La part des énergies renouvelables est d'environ 32 % de la production d'électricité à la Réunion. Elle reste donc minoritaire et il est donc important de trouver des solutions afin de diminuer la part des énergies fossiles dans le paysage énergétique de l'île.

L'ETM offre une alternative intéressante aux énergies renouvelables classiques. En utilisant la différence de température présente entre l'eau de surface (entre 23 et 28 °C) [3] et l'eau en profondeur (environ 5°C à 1000 m) [4], il est possible de produire de l'électricité. Comme on le voit sur la figure 2, la situation géographique (zone intertropicale) de l'île offre un delta de température intéressant pour l'implantation d'une centrale ETM. Le principal avantage par rapport aux autres énergies renouvelables est la disponibilité permanente de la ressource avec un delta de température de 22°C en été et de 18 °C en hiver [5].

Le principe de l'ETM est connu depuis le 19^{ème} siècle et proposé par Jacques d'Arsonval qui est le premier à en formuler le principe en 1881 [6]. Georges Claude en 1928 est le premier à expérimenter l'ETM avec un cycle ouvert [7]. De nombreux projets ont été étudiés et testés comme par le Nelha avec le projet OTEC-1 dans les années 70, la France avec le projet ETM à Tahiti dans les années 80 ou le projet indo-japonais du « Sagar Shakti » dans les années 2000 [8].

L'ETM est d'actualité à La Réunion depuis 2005, suite à une visite du Professeur Takahashi sur l'île [9]. A l'horizon, 2025-2030, il est prévu de mettre en place 100 MW d'ETM pour assurer environ 25% de l'énergie de base. L'ETM occupera alors une place non négligeable dans le mix énergétique mis en place par l'ARER¹ [4, 10]. Depuis 2008, des études ont été menées [4, 8, 11] et ont abouties à un projet d'installation d'une centrale pilote de 10MW afin de tester cette technologie dans des conditions réelles. Dans le cadre de projet de démonstrateur, un plan de levée de risques est mené. Le prototype en fait partie. Il s'agit de la mise en place d'une installation expérimentale à échelle réduite onshore. Elle permettra d'avoir des éléments de validation sur les choix retenus avant l'installation du démonstrateur. Elle servira aussi d'expérimentations pour les activités de recherches et de support pédagogique pour des enseignements. L'installation du banc et la mise en service est prévue pour début 2012.

Cette installation expérimentale a été modélisée à travers un modèle numérique basé sur le concept des systèmes équivalents de Gibbs. Ces systèmes équivalents permettent de décrire fidèlement le comportement thermodynamique même fortement instationnaire d'un procédé. La méthode des systèmes équivalents de Gibbs est décrite et ensuite appliquée aux principaux composants du procédé. Les résultats de simulations ainsi que l'optimisation du fonctionnement du cycle sont ensuite décrits.

2 Présentation du prototype expérimental

2.1 Principe de fonctionnement

Une installation ETM classique en mer est donc composée de différents éléments, dont les principaux (Figure 1) sont :

- Un turbo-alternateur pour la production d'électricité
- D'échangeurs : condenseur et évaporateur

¹ Agence Régional de l'Énergie Réunion

- D'une pompe de circulation du fluide de travail
- De pompes de circulation d'eau de mer chaude et froide

Le PAT ETM est une représentation à échelle réduite du démonstrateur, avec une puissance électrique de 15 kW. Son fonctionnement est basé sur un cycle de Rankine fermé avec de l'ammoniac comme fluide de travail, comme illustré sur la figure 1. L'eau chaude de surface (10) est pompée dans un évaporateur (7) où le fluide de travail (3) qui reçoit la chaleur se vaporise (4). La vapeur ainsi produite se détend dans une turbine (1) puis se condense à basse pression dans le condenseur (2) où la chaleur est transférée à la source froide (9-5-6). Le fluide qui vient d'être condensé est réintroduit dans l'évaporateur pour un nouveau cycle.

2.2 Caractéristiques du prototype

Dans le cas du prototype, le cycle est modifié : les sources d'eau de mer froide et chaude sont remplacées par une pompe à chaleur qui permettra de simuler les conditions nécessaires au fonctionnement du système. Une tour de refroidissement sera également implantée pour évacuer l'excédent de chaleur de la pompe de chaleur. Le fluide de travail utilisé sera de l'ammoniac avec une quantité prévue d'environ 600 kg, à la fois pour le cycle de Rankine et pour la pompe à chaleur qui fonctionnera également avec de l'ammoniac. L'objectif premier est d'avoir une validation expérimentale des différents modèles développés (permanent et dynamique).

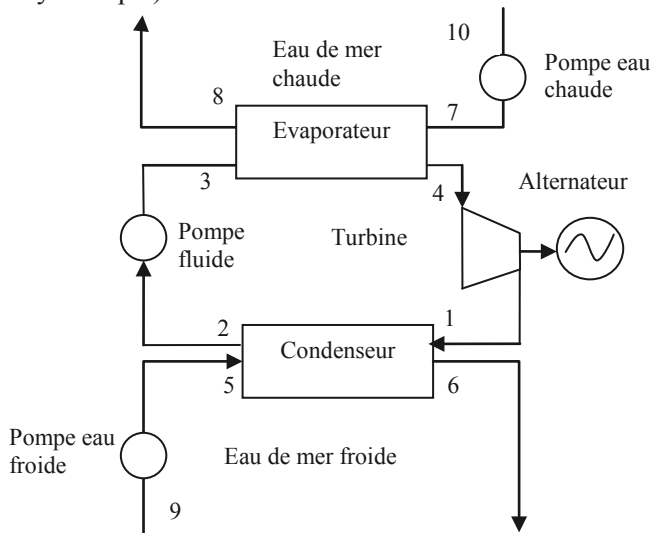


Figure 1: Schéma de principe d'une centrale ETM

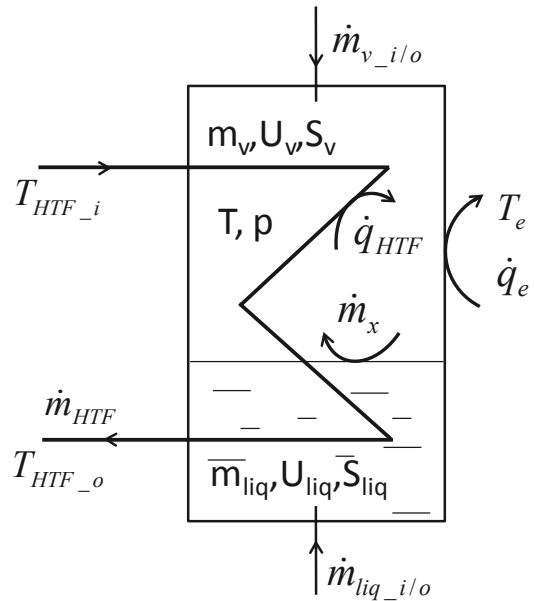


Figure 2: Schéma de principe d'un évaporateur/condenseur

3 Modélisation par la méthode des systèmes équivalents de Gibbs

Les objectifs de cette modélisation sont donc de :

- prévoir les performances du système en fonction de la température de l'eau de mer,
- dimensionner les différents composants du procédé en tenant compte de la dynamique du procédé,
- prévoir le comportement dynamique du procédé pendant les phases de démarrage et d'arrêt,
- optimiser et tester le procédé avec d'autres composants et sous d'autres conditions de fonctionnement.

La méthode des systèmes équivalents de Gibbs a déjà été utilisée pour modéliser une installation classique à compression mécanique de vapeur [12] ainsi qu'un nouveau procédé thermo-hydraulique de rafraîchissement solaire [13] et à un cycle ETM [14], tous deux basés sur le cycle de Capili. Cette méthode est appliquée ici dans le cas du procédé ETM décrit ci-dessus.

3.1 Modélisation du procédé

3.1.1 Evaporateur/condenseur

Ce système comporte quatre ports matériels, correspondant à des entrées/sorties de matière du système. Deux d'entre elles sont destinées au fluide caloporteur (entrée/sortie), les deux autres pour le fluide, gaz ou liquide, produit ou consommé par le composant.

Cet équipement est assimilé à un système équivalent de Gibbs, représenté schématiquement sur la figure 2, qui échange des flux instantanés :

- \dot{q}_e avec l'extérieur et \dot{q}_{HTF} avec un fluide caloporteur
- de matière \dot{m} sous forme liquide et gaz

• Etat extensif

Afin de définir la dynamique du composant, le système différentiel suivant est défini en appliquant la loi de conservation de la masse ainsi que le premier et second principe de la thermodynamique. Si l'on néglige les variations d'énergie cinétique et potentielle de la matière en entrée et sortie du volume de contrôle :

$$\begin{cases} \frac{dm_{liq}}{dt} = \dot{m}_{liq_i} - \dot{m}_{liq_o} + \dot{m}_{v_i} \cdot (1 - x_v) + \dot{m}_x \\ \frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{v_i} \cdot x_v - \dot{m}_{v_o} + \dot{m}_x \\ \frac{dU}{dt} = \dot{q}_e + \dot{q}_{HTF} + \dot{m}_{liq_i} \cdot h_i - \dot{m}_{liq_o} \cdot h_o + \dot{m}_{v_i} \cdot h_i - \dot{m}_{v_o} \cdot h_o \\ \frac{dS}{dt} = \frac{\dot{q}_e}{T_e} + \frac{\dot{q}_{HTF}}{\tilde{T}_{HTF}} + \dot{m}_{liq_i} \cdot s_i - \dot{m}_{liq_o} \cdot s_o + \dot{m}_{v_i} \cdot s_i - \dot{m}_{v_o} \cdot s_o + \dot{\sigma}_{irr} \end{cases} \quad (1)$$

La température entropique moyenne du fluide caloporteur est définie par :

$$\tilde{T}_{HTF} = \frac{(h_{HTF_i} - h_{HTF_o})}{(s_{HTF_i} - s_{HTF_o})} \quad (2)$$

Elle représente la température moyenne à laquelle la quantité de chaleur correspondant à $(h_{HTF_i} - h_{HTF_o})$ est échangée avec le système à la température équivalente T.

Pour un liquide incompressible, et en négligeant les pertes de charges, la température entropique moyenne du fluide caloporteur peut s'écrire sous la forme simplifiée :

$$\tilde{T}_{HTF} = \frac{T_{HTF_i} - T_{HTF_o}}{\text{Ln} \left(\frac{T_{HTF_i}}{T_{HTF_o}} \right)} \quad (3)$$

La température et la pression d'un système équivalent étant supposé uniforme sur tout le système, l'équation de Gibbs peut être appliquée pour un système ouvert.

$$dU = T \cdot dS - p \cdot dV + \sum_{i=liq}^n \mu_{liq} \cdot dm_{liq} = 0 \quad (4)$$

Avec μ le potentiel chimique (J.kg⁻¹).

L'équation de Gibbs relie l'énergie interne aux variations de grandeurs extensives :

- l'entropie totale du système,
- le volume total du système,
- la masse totale de chaque espèce dans le système.

Cette équation concerne des systèmes en équilibre thermique et mécanique (température et pression uniforme), mais pas nécessairement en équilibre physico-chimique (réaction chimique et/ou changement de phase possible).

Les régimes instationnaires dans les composants réels impliquent des gradients de température et de pression qui ne permettent pas d'exprimer la production d'entropie sous une forme simple. Cependant en

utilisant les systèmes équivalents de Gibbs la production d'entropie de ce système peut s'écrire en utilisant le système d'équation (1) et l'équation sous la forme :

$$\dot{\sigma}_{irr} = \dot{q}_e \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) + \dot{q}_{HTF} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\tilde{T}_{HTF}} \right) + \dot{m}_x \frac{A}{T} + \Delta j \quad (5)$$

Cette expression fait apparaître les phénomènes irréversibles liés aux différents modes de transfert d'énergie pris en compte dans ce cas : chaleur, travail, transformation physico-chimique et transfert de matière.

- Production d'entropie liée aux transferts thermiques :

$$\dot{\sigma}_{HT} = \dot{q}_e \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) + \dot{q}_{HTF} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\tilde{T}_{HTF}} \right) \quad (6)$$

- Production d'entropie liée à la transformation physico-chimique :

$$\dot{\sigma}_x = \frac{A}{T} \cdot \dot{m}_x \quad (7)$$

- Production d'entropie liée au mélange (mixture) de matière entrant dans le système :

$$\dot{\sigma}_{mix} = \Delta j = \dot{m}_{liq_i} \left[\frac{h_i - h}{T} - (s_i - s) \right] + \dot{m}_{v_i} \left[\frac{h_i - h}{T} - (s_i - s) \right] \quad (8)$$

Les puissances thermiques mises en œuvre sont évaluées à partir du formalisme de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI) linéaire de Prigogine [15] faisant intervenir les coefficients phénoménologiques d'Onsager notés L.

Les quatre premiers termes du type (flux × force) présents dans l'équation (5) donnent immédiatement les lois phénoménologiques à prendre en compte. Celles-ci peuvent s'écrire, en négligeant les couplages thermodynamiques, sous la forme :

$$\dot{q}_e = L_e \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \quad (9)$$

$$\dot{q}_{HTF} = L_{HTF} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\tilde{T}_{HTF}} \right) \quad (10)$$

$$\dot{m}_x = L_x \cdot \frac{A}{T} \quad (11)$$

Les coefficients phénoménologiques peuvent alors être déterminés à partir d'un point particulier de fonctionnement du composant réel, en général au point nominal de fonctionnement, c'est-à-dire en régime stationnaire, et pour lequel le système de Gibbs est rigoureusement équivalent au système réel.

$$\left\{ \begin{array}{l} L_e = \frac{\dot{q}_e}{\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right)} \\ L_{HTF} = \frac{\dot{m}_{HTF} \cdot cP_{HTF} \cdot (T_{HTF_i} - T_{HTF_o})}{\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\tilde{T}_{HTF}} \right)} \\ L_x = \dot{m}_x \cdot \frac{T}{A} \end{array} \right. \quad (12)$$

- **Etat intensif (T, p)**

Par définition à l'équilibre thermodynamique, le système réel et le système équivalent ont les mêmes propriétés extensives.

L'énergie interne du système réel à une température T_{syst} , fixée arbitrairement, est égale à :

$$U_{syst} = U_{ref} + \sum_k m_k \cdot cv_k \cdot (T_{syst} - T_{ref}) \quad (13)$$

Avec U_{ref} l'énergie interne au point de référence thermodynamique à $T_{ref} = 273,15$ K.

Ainsi, connaissant l'énergie interne U du système équivalent, il est possible de déduire sa température T

$$T = T_{syst} + \frac{U_{syst} - U}{\sum_k m_k \cdot cv_k} \quad (14)$$

Connaissant la température du système, il est maintenant possible de calculer la pression correspondante en utilisant une équation d'état du fluide.

$$v_v(T, p) = \frac{V_v}{m_v} \quad (15)$$

• Flux

Connaissant l'état intensif T et p du système, les différents flux peuvent maintenant être calculés avec les relations phénoménologiques.

Cependant dans le cas du flux thermique provenant du fluide caloporteur \dot{q}_{HTF} , il y a lieu de déterminer la température du fluide caloporteur T_{HTF_o} en sortie du système tel que :

$$L_{HTF} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{\tilde{T}_{HTF}} \right) = \dot{m}_{HTF} \cdot cp_{HTF} \cdot (T_{HTF_i} - T_{HTF_o}) \quad (16)$$

La température du fluide caloporteur en entrée T_{HTF_i} étant connue, la température de sortie du fluide caloporteur T_{HTF_o} est déterminée par la méthode d'analyse numérique de Newton Raphson qui vérifie l'équation (16).

• Débit massique

Les débits massiques de gaz et/ou liquide en sortie des ports matériels du système sont calculés en fonction des différences de pression entre le système équivalent et le composant connecté à ce port. Ce débit massique tient compte des pertes de charges engendrées par les tuyaux. Celles-ci sont assimilées aux pertes de charge induites par une vanne. Des relations permettent de calculer les débits volumiques de fluide en fonction du coefficient de perte de charge Kv ainsi que de la nature du fluide.

Le coefficient de débit Kv est un débit volumétrique expérimental, réalisé avec de l'eau, au travers d'une vanne qui engendre une perte de charges de 1 bar :

Celui-ci est déterminé à partir de l'étude en statique réalisée précédemment.

Pour le liquide :

$$Kv_{liq} = \frac{\dot{m}_{liq_o}}{\rho_{liq}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{liq}}{(p - p_o) \cdot \rho_{water}}} \quad (17)$$

Pour le gaz:

$$Kv_v = \frac{\dot{m}_{v_o}}{514 \cdot \rho_{Nv}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{Nv} \cdot T}{(p - p_o) \cdot p}} \quad (18)$$

Ces coefficient de pertes de charges Kv sont assimilés au coefficient phénoménologique de transfert de masse Lv .

D'où, en dynamique les débits massiques en sortie des systèmes équivalents sont définis par :

$$\dot{m}_{liq_o} = Lv_{liq} \cdot \sqrt{\frac{(p - p_o) \cdot \rho_{water}}{\rho_{liq}}} \cdot \rho_{liq} \quad (19)$$

$$\dot{m}_{v_o} = 514 \cdot Lv_v \cdot \sqrt{\frac{(p - p_o) \cdot p}{\rho_{Nv} \cdot T}} \cdot \rho_{Nv} \quad (20)$$

3.1.2 Autres composants

Afin de modéliser la pompe du fluide de travail, la turbine ainsi que les pompes eau de mer trois équations suffisent. En effet ces éléments sont caractérisés par leur rendement isentropique, leur travail mécanique ainsi que leur puissance électrique fournie (turbine) ou consommée (pompe). Ils sont illustrés dans le tableau 1. De ce fait, nous avons fait l’hypothèse de ne pas établir des systèmes équivalents de Gibbs afin de les modéliser.

	Rendement isentropique	Travail mécanique	Puissance électrique
Pompe de travail	$\eta_{is_P} = \frac{h_{2_rev} - h_1}{h_{2_irr} - h_1}$	$\dot{W}_{m_P} = \dot{m} \cdot \frac{v_{liq} \cdot (p_2 - p_1)}{\eta_{is_p} \cdot \eta_{m_P}}$	$\dot{W}_{el_P} = \frac{\dot{W}_{m_P}}{\eta_{el_P}}$
Turbine	$\eta_{is_T} = \frac{h_{4_irr} - h_3}{h_{4_rev} - h_3}$	$\dot{W}_{m_T} = \dot{m} \cdot (h_{4_irr} - h_3) \cdot \eta_{m_T}$	$\dot{W}_{el_T} = \dot{W}_{m_T} \cdot \eta_{el_T}$
Pompe d’eau de mer chaude	$\eta_{is_Pw} = \frac{h_{7_rev} - h_{10}}{h_{7_irr} - h_{10}}$	$\dot{W}_{m_Pw} = \frac{\dot{v}_{liq} \cdot (p_7 - p_{10})}{\eta_{is_Pw}}$	$\dot{W}_{el_Pw} = \frac{\dot{W}_{m_Pw}}{\eta_{el}}$
Pompe d’eau de mer froide	$\eta_{is_Pc} = \frac{h_{5_rev} - h_9}{h_{5_irr} - h_9}$	$\dot{W}_{m_Pc} = \frac{\dot{v}_{liq} \cdot (p_5 - p_9)}{\eta_{is_Pw}}$	$\dot{W}_{el_Pc} = \frac{\dot{W}_{m_Pc}}{\eta_{el}}$

Tableau 1 : Performances de la pompe de travail, de la turbine et des pompes d’eau de mer

3.2 Analyse énergétique

L’analyse énergétique déterminée à partir du premier principe de la thermodynamique a été effectuée sur le cycle de Rankine ainsi que sur le cycle global OTEC. Communément aux deux cycles, le rendement thermodynamique est égal au ratio entre travail utile et la chaleur consommée à la haute température. Le rendement thermique du procédé est limité par le rendement de Carnot qui correspond au rendement maximum du cycle en fonction des températures d’échange de la source chaude et froide.

	Cycle de Rankine	Cycle ETM
Rendement thermique	$\eta_{th_R} = \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{q}_h} = \frac{\dot{W}_{el_T} - \dot{W}_{el_P}}{\dot{q}_{HTF}^E}$	$\eta_{th} = \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{q}_h} = \frac{\dot{W}_{el_T} - \dot{W}_{el_P} - \sum \dot{W}_{el_Pw}}{\dot{q}_{HTF}^E}$
Rendement de Carnot	$\eta_{C_R} = 1 - \frac{T_0}{\tilde{T}_{HTF}^E}$ $T_0 = \tilde{T}_{HTF}^C$	$\eta_C = 1 - \frac{T_0}{T_{10}}$ $T_0 = T_9$

Tableau 2 : Définition des rendements

4 Résultats de simulations et optimisation

4.1 Eléments de comparaison de la modélisation en régime permanent et dynamique

4.1.1 Régime permanent

Afin de vérifier le modèle numérique de Gibbs de cycle ETM une étude comparative a été réalisée avec le modèle d’un procédé ETM de 100 kW [16] que nous appellerons dans la suite du document « OTEC_ref ». A ce stade de l’étude la comparaison du modèle OTEC s’effectuera qu’en régime permanent avec ce modèle de référence pour une puissance de 100 kW. La partie dynamique sera validée expérimentalement avec le prototype.

Le cycle thermodynamique est un cycle idéal de Rankine et les pertes de charges sont négligées. Le rendement mécanique et électrique des pompes, de la turbine et du générateur sont pris en compte dans le modèle. Les pertes thermiques dans toute l'installation sont également négligées.

Les conditions de simulation ainsi que le design du procédé établies par le cycle OTEC_ref ont permis de calculer les coefficients phénoménologiques au point nominal de fonctionnement pour l'évaporateur et le condenseur (Tableau 3).

Echangeurs			OTEC_ref	
			Evap	Cond
Températures d'entrée	T_{HTF_i}	°C	25.7	4.4
Débit d'eau de mer	\dot{m}_{HFT}	kg.s ⁻¹	260	260
Coefficient phénoménologique de la réaction chimique	L_x	kg ² .K.s ⁻¹ .J ⁻¹	4.5	4
Coefficient phénoménologique du fluide caloporteur	L_{HTF}	K.W	11.5.10 ¹⁰	9.7.10 ¹⁰
Coefficient phénoménologique du débit	L_v	m ³ .s ⁻¹	8.5.10 ⁻³	1.8310 ⁻³
Turbine				
Rendement de la turbine	η_{is_T}	%	80	
Rendement de l'alternateur	η_{el_T}	%	90	
Pompe de fluide de travail				
Rendement pompe de fluide de travail	η_{is_p}	%	75	
Pompes d'eau de mer				
			Eau chaude	Eau froide
Rendement pompes d'eau mer	$\eta_{is_Pw/c}$	%	80	80

Tableau 3: Conditions de simulations

Les résultats de simulations obtenues à l'aide du modèle numérique OTEC ainsi que de OTEC_ref sont résumés dans le tableau 4.

Les résultats obtenus par les deux modèles sont assez proches. La puissance électrique en sortie générateur obtenue par OTEC est légèrement supérieure de l'ordre de 2,3% à celle de OTEC_ref. Cela peut s'expliquer par l'utilisation de bases thermodynamiques différentes, PROPATH [17] et RefEqns [18]. Le modèle de Gibbs a le même comportement que le modèle de référence en régime permanent.

4.1.2 Régime dynamique

Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus lors de tests du prototype chez le constructeur à Nantes. Une première séquence de données en « conditions nominales » a pu être extraite après plusieurs semaines de mise en service. Les données d'entrée expérimentales ont été moyennées à la minute pour être intégrées dans le modèle et sont présentées sur les figures suivantes. Les évolutions des températures d'entrées et les débits sont représentés sur les figures 4 et 5.

		OTEC_ref	OTEC
Eau de mer chaude:			
Température d'entrée*	$T_{HTF_i}^E$ °C	25.7	25.7
Température de sortie	$T_{HTF_o}^E$ °C	22.6	22.6
Eau de mer froide:			
Température d'entrée*	$T_{HTF_i}^C$ °C	4.4	4.4
Température de sortie	$T_{HTF_o}^C$ °C	7.4	7.4
Température d'évaporation	T^E °C	21.7	21.7
Température de condensation	T^C °C	8.4	8.4
Puissance brute	\dot{W}_{el_T} kW	100	102.3
Puissance nette	\dot{W}_{net} kW	72.5	74.8
Puissance de pompage pour:			
Eau de mer chaude	\dot{W}_{el_Pw} kW	7.1	7.1
Eau de mer froide	\dot{W}_{el_Pc} kW	18.6	18.6
Fluide de travail	\dot{W}_{el_P} kW	1.8	1.8
Débit massique:			
Eau de mer chaude*	\dot{m}_{HFT}^E kg.s ⁻¹	260	260
Eau de mer froide*	\dot{m}_{HFT}^C kg/s ⁻¹	260	260
Fluide de travail*	\dot{m} kg/s ⁻¹	2.6	2.6
Rendement cycle de Rankine	η_{th_R} %	3.2	3.1
Rendement cycle ETM	η_{th} %	2.3	2.3

*Paramètres d'entrée

Tableau 4: Résultats de simulations en régime permanent

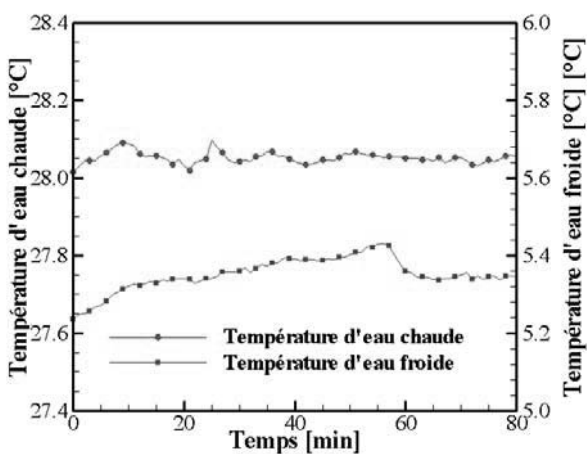


Figure 3: Evolution des températures d'entrées à la minute

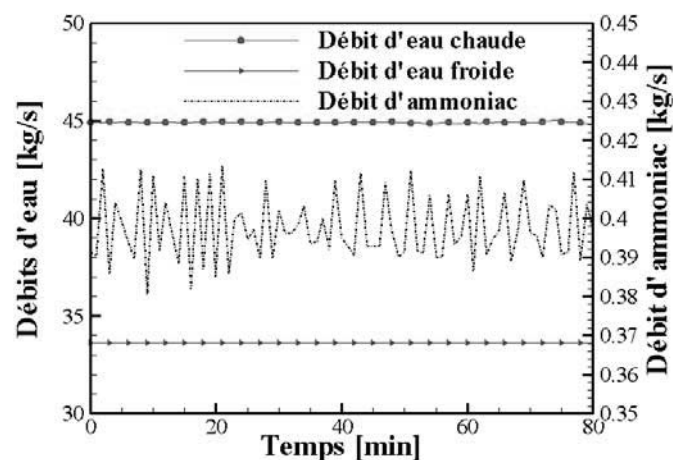


Figure 4 : Evolution des débits à la minute

Les comparaisons réalisées sur les températures de sorties d'eau chaude et froide sont représentées respectivement sur les figures 6 et 7. Les températures simulées ont la même allure que les températures mesurées. La température d'eau chaude simulée est légèrement plus élevée que celle mesurée avec un résidu

maximal calculé de $0,02^{\circ}\text{C}$. La température d'eau froide simulée est quant à elle plus faible que la valeur mesurée avec un résidu maximal d'environ $0,05^{\circ}\text{C}$. Ces valeurs restent dans la plage d'incertitude de mesure des capteurs. Sur ces variables, le modèle donne les mêmes valeurs que l'expérimentation pour les températures de sorties d'eau.

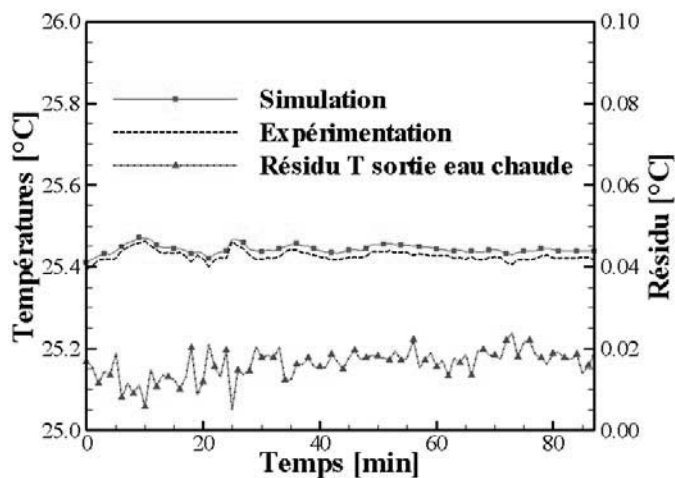


Figure 5 : Comparaison entre les températures d'eau chaude

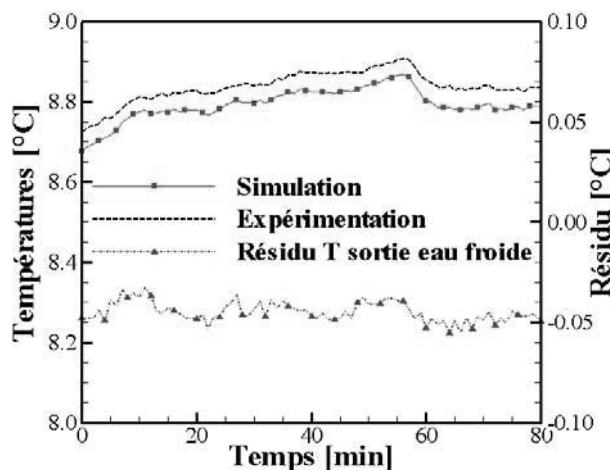


Figure 6 : Comparaison entre les températures d'eau froide

Les températures d'évaporation et de condensation sont représentées sur les figures 8 et 9. Ces températures de changement de phase sont difficilement mesurables et ont donc été considérées comme comparées à la température mesurée à la sortie de l'échangeur. Elles sont comparées à la température équivalente de l'échangeur calculée dans le modèle. Deux mesures sont effectuées en sortie d'évaporateur. Le modèle suit correctement la valeur moyennée. La température de condensation simulée suit correctement la valeur mesurée avec un écart maximal de $0,15^{\circ}\text{C}$, et une température calculée plus faible que la température mesurée. Les écarts obtenus sur ces deux paramètres peuvent s'expliquer par la précision de nos calculs sur l'évaluation des propriétés thermodynamiques.

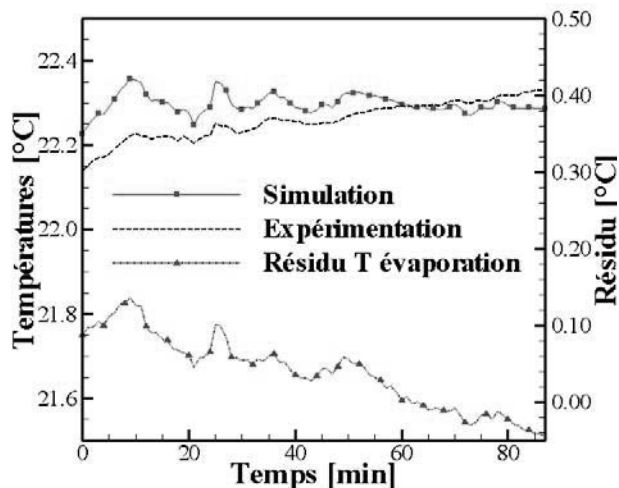


Figure 7 : Comparaison entre les températures d'évaporation

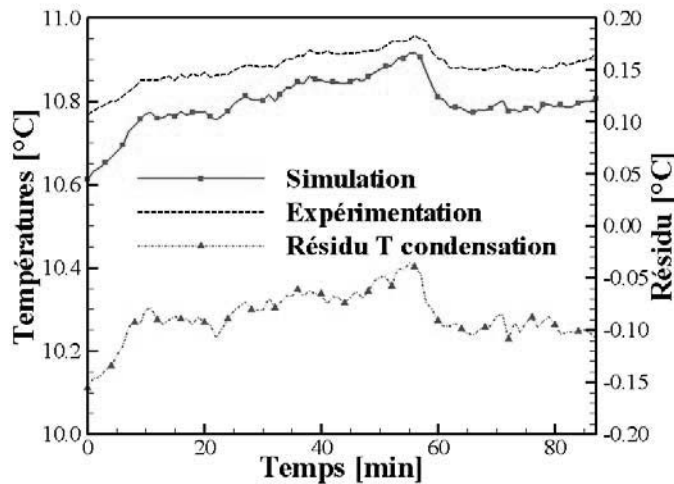


Figure 8 : Comparaison entre les températures de condensation

5 Conclusion

La puissance électrique en sortie de l'ensemble turbine-alternateur est fixée à 15kW pour toutes les conditions de fonctionnement. Les variables d'entrées du modèle qui varient sont les débits des pompes calo et fluide de travail ainsi que la température de l'eau chaude en surface.

La figure 9 représente la variation de la puissance électrique nette ²(axe gauche) et les débits de pompes eau de mer (axe de droite) en fonction de la température de l'eau de mer en surface qui varie de 23 à 28°C.

La figure 10 représente les températures d'évaporation et de condensation (axe gauche) ainsi que les rendements thermique des cycles de Rankine et OTEC (axe droite) toujours en fonction de la température de l'eau de mer en surface.

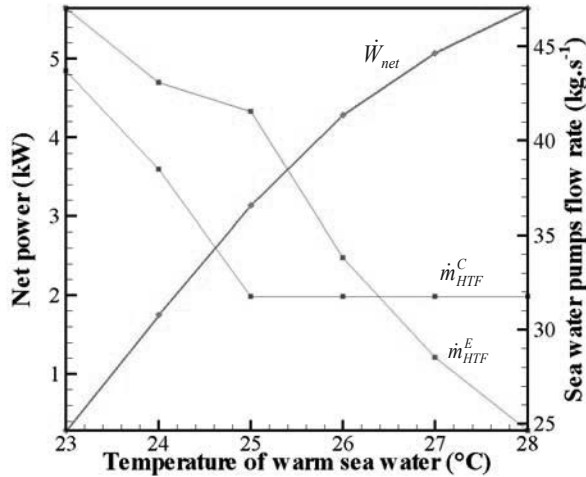


Figure 9: Débit d'eau de mer ($\dot{m}_{HTF}^E, \dot{m}_{HTF}^C$) et puissance nette (\dot{W}_{net}) en fonction de la température d'eau de mer chaude

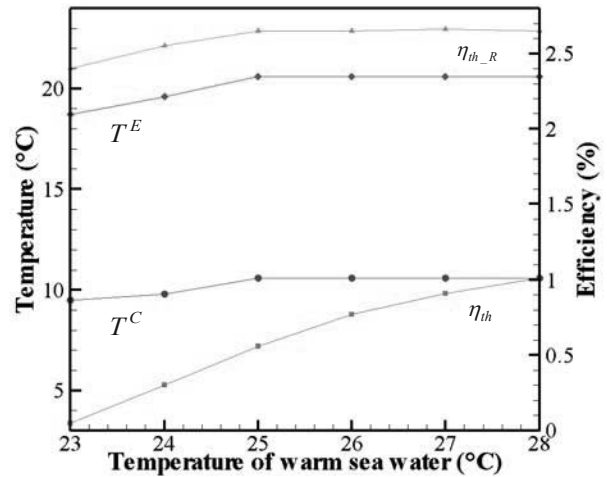


Figure 10: Températures d'évaporation et de condensation du cycle de Rankine (T^E, T^C) et les efficacités (η_{th_R}, η_{th}) en fonction de la température d'eau de mer chaude

Le débit de la pompe du fluide de travail varie légèrement de 0.5 à 0.45 kg/s de 23 à 28°C respectivement pour la température de l'eau de mer en surface.

En fonction de la température de l'eau de mer en surface, la puissance électrique nette produite varie considérablement de 0.3 à 5.6kW, illustrée sur la figure 10. De 25 à 28°C, le point de fonctionnement du cycle de Rankine ne varie (les températures d'évaporation (20.6°C) et condensation (9.6°C) sont constantes ainsi que le débit de la pompe ammoniac (0.45 kg/s)), illustré sur la figure 10. Les puissances thermiques échangées sont donc elles aussi constantes et le rendement thermique du cycle de Rankine est de 2.65%. Seul le débit de la pompe eau de mer chaude augmente quand la température baisse afin de conserver la même puissance thermique. Ainsi la consommation électrique de la pompe augmente et la puissance nette diminue avec le rendement du cycle OTEC. De 23 à 25°C les températures d'évaporation et de condensation diminuent avec la température de l'eau de mer chaude. Le rendement thermique du cycle de Rankine diminue jusqu'à 2.4% pour 23°C avec l'écart de température du cycle ($T^E - T^C$). La puissance électrique nette produite diminue avec les débits des pompes eau de mer qui augmentent.

Les performances du prototype ont été simulées pour un fonctionnement à La Réunion pendant une année sur la figure 11. Le graphique rend compte de la puissance nette et moyenne produite ainsi que des températures de fonctionnement du cycle de Rankine au cours de l'année en fonction des températures de la source chaude et froide. La température de l'eau de mer en surface à la réunion varie de 23.4°C en septembre à 28°C en février et mars tandis que la température à 1000m de profondeur est constante toute l'année 4.9°C. La production d'électricité varie donc sensiblement au cours de l'année entre 0.88 kW en septembre à 5,64kW en février et mars pour une puissance moyenne sur l'année de 3.57kW. Dès que la température de l'eau de mer est égale et inférieure à 24°C les températures de fonctionnement du cycle baissent avec le rendement thermique du cycle de Rankine. Pendant les mois de l'hiver austral de juillet à octobre la puissance nette est inférieure à 2kW.

² Puissance produite – puissance consommée par les auxiliaires

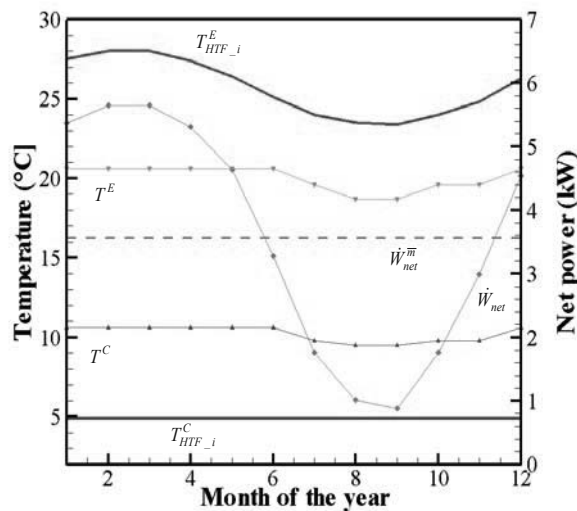


Figure 11 : Variations mensuelles des températures ($T_{HTF_i}^E$, T^E , T^C , $T_{HTF_i}^C$), de la puissance nette mensuelle (\dot{W}_{net}) et de la puissance moyenne (\dot{W}_{m_net})

Les performances obtenues avec le prototype sont inférieures à celles de l'OTEC_ref (Tableau 4). Cela s'explique par la différence de puissance installée. En effet plus la puissance installée sera grande plus les performances seront intéressantes avec le rapport entre la consommation des auxiliaires et la puissance en sortie alternateur qui augmente.

Le prototype permet d'effectuer une première comparaison du modèle avec des données expérimentales. Elles devront être complétées afin de valider la modélisation en vue d'un dimensionnement fiable du procédé 10MW qui aura donc de meilleures performances.

Références

- [1] INSEE Réunion, "Bilan démographique 2009," in *Résultats n°40*, ed, 2011.
- [2] J. P. Praene, M. David, F. Sinama, D. Morau, and O. Marc, "Renewable energy: Progressing towards a net zero energy island, the case of Reunion Island", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2011.
- [3] F. Conand, F. Marsac, E. Tessier, and C. Conand, "A Ten-year Period of Daily Sea Surface Temperature at a Coastal Station in Reunion Island, Indian Ocean (July 1993 – April 2004): Patterns of Variability and Biological Responses", *Western Indian Ocean Journal of Marine Science* vol. Vol 6, p. 16, 2008.
- [4] M. Hoarau, "Note d'opportunités pour l'utilisation de l'Energie Thermique des Mers et la valorisation de l'eau froide profonde au Port", *ARER*, p. 82, 2008.
- [5] L. A. Vega, "Economics of Ocean Thermal Energy Conversion (OTEC) : An Update", presented at the 2010. Offshore Technology Conference, Houston, Texas, 2010.
- [6] W. H. Avery and C. Wu, "Renewable Energy From the Ocean: A Guide to OTEC ": Oxford University Press, p. 480 1994.
- [7] D. Levrat, "Otec : Océanothermie", p. 31 2004.
- [8] F. Sinama, F. Lucas, and F. Garde, "Modeling of Ocean Thermal Energy Conversion (OTEC) Plant in Reunion Island", in *4th International Conference on Energy Sustainability*, Phoenix, pp. 929-936 2010.
- [9] P. K. Takahashi and A. Trenka, "Ocean thermal energy conversion": John Wiley, 1996.
- [10] Préfecture de La Réunion, "Projet Gerri ", see at <http://www.gerri.re/>, 2011
- [11] M. Hoarau and M. Salomez, "Note d'opportunités pour l'utilisation de l'Energie Thermique des Mers et la valorisation de l'eau froide profonde à Sainte Rose", *ARER*, p. 83, 2009.
- [12] P. Neveu and N. Mazet, "Gibbs Systems Dynamics: A Simple But Powerful Tool for Process Analysis, Design and Optimization", *ASME Conference Proceedings*, vol. 2002, pp. 477-483, 2002.
- [13] M. Martins, S. Mauran, and D. Stitou, "A new thermal-hydraulic process for solar cooling", *Energy*, vol. In Press, Corrected Proof, 2011.
- [14] S. Mauran, M. Martins, D. Stitou, and H. Semmari, "A novel process for engines or heat pumps based on thermal-hydraulic conversion", *Applied Thermal Engineering*, vol. In Press, Corrected Proof 2012.
- [15] I. Prigogine, "Introduction to thermodynamics of irreversible processes": Interscience Publishers, 1968.
- [16] N. Yamada, A. Hoshi, and Y. Ikegami, "Performance simulation of solar-boosted ocean thermal energy conversion plant", *Renewable Energy*, vol. 34, pp. 1752-1758, 2009.
- [17] Propath group, "Propath - A program package for thermophysical properties of fluids - Version 12.1", 2001.
- [18] M. J. Skovrup. (2001). *Thermodynamic and Thermophysical Properties of Refrigerants*. Available: http://www.et.web.mek.dtu.dk/WinDali/Files/RefEqns_3.10.ZIP

Modélisation des déséquilibres thermiques dans les coulis de glace

T. KOUSKSOU, Y. ZERAOULI, S. BLANCHER, J. BATINA

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Electrique (SIAME). Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France

Résumé - L'étude d'un modèle macroscopique de fusion d'un mélange diphasique (eau/glace-éthanol) en écoulement et qui tient en compte du déséquilibre thermique entre la phase solide et la solution liquide est présentée dans ce travail. Le système d'équations est développé par prise de moyenne volumique des équations de conservation locales. Les premiers résultats concernant de ce modèle sont présentés.

Mots-clés: moyenne volumique, coulis de glace, changement de phase, déséquilibre.

Nomenclature:

A_p	coefficient de transfert thermique ($W.m^{-2}.K^{-1}$)	ε	fraction volumique
c	chaleur massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	λ	conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
d	diamètre de la particule solide (m)	μ	viscosité dynamique ($kg.s^{-1}.m^{-1}$)
L	la chaleur latente ($J.kg^{-1}$)	ρ	masse volumique ($kg.m^{-3}$)
\dot{m}	taux de changement de phase ($kg.m^{-3}.s$)	Indices	
T	température (K)	ai	initial concentration de l'éthanol
u	vecteur vitesse ($m.s^{-1}$)	g	glace
w	fraction massique	l	liquide

1 Introduction

Il est vrai que les systèmes utilisant des fluides frigoporteurs diphasiques constituent actuellement une technologie prometteuse qui doit être encouragée en raison de ses nombreux avantages en termes d'économies d'énergie et d'impact sur l'environnement. Par contre, force est de constater que l'essor de cette technologie se fait un peu attendre. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. En premier lieu, toute rupture technologique met un certain temps à être appropriée par le tissu industriel. Ensuite, il est communément admis que quelques problèmes techniques restent à résoudre avant de rendre cette technologie fiable et maîtrisée que peuvent l'être la détente directe ou les frigoporteurs monophasiques. Ces problèmes concernent principalement [1] :

- la distribution du coulis dans le réseau qui peut être optimisé et qui nécessite la caractérisation du comportement thermique et hydrodynamique du coulis,
- le stockage d'énergie frigorifique qui pose le problème de la séparation des phases du mélange au repos,

L'écoulement des fluides frigoporteurs diphasiques dans les boucles d'utilisation ainsi que leur stockage est complexe du fait des différences de densité entre liquide et solide qui entraînent des stratifications. Des accrétions aux parois d'échanges peuvent aussi se produire. De plus, la fusion d'une particule de glace transportée par une solution aqueuse pose le problème de la différence de température et de concentration au voisinage de l'interface solide. Selon la dynamique de changement de phase et suivant la vitesse d'écoulement du fluide, la nature du couplage thermique et solutal peut être modifié et le processus être dominé par la « fusion » ou par la « dissolution ». Ainsi, la diffusion des espèces et bien sûr le renouvellement du fluide peut conduire à un « déséquilibre » [2], dont il convient de préciser la « cinétique ». Dans un fluide frigoporteur diphasique les particules solide qui peuvent être des cristaux de glace ou des micro-particules confinant un matériau à changement de phase, constituent la phase solide alors que le fluide porteur qui peut être un liquide pur ou une solution binaire constitue la phase liquide. Ces deux phases ont chacune leur propre champ de vitesse. Il faut donc décrire un écoulement à deux fluides distincts et ainsi poser des équations pour chaque fluide. Ces fluides occupent chacun une fraction du volume disponible. De plus les deux phases peuvent interagir ensemble et se transférer de la masse ou de la quantité de mouvement. Dans ce travail nous présentons un modèle macroscopique basé sur l'approche Euler-Euler d'un fluide frigoporteur diphasique (coulis de glace) en écoulement laminaire dans une boucle de distribution.

2 Mélange Eau-Glace-Ethanol

Le mélange diphasique que nous avons étudié est un mélange de glace et d'une solution d'eau et d'éthanol. L'éthanol présente la particularité d'être totalement soluble dans l'eau en phase liquide sous les conditions normales de pression et de température. L'arrangement moléculaire résultant du mélange permet d'abaisser la température de début de cristallisation, par rapport à celle de l'eau pure, d'une valeur qui est fonction du titre alcoolique. Notre étude est basée sur la courbe représentée sur la **figure.1**. On remarque, sur la figure 1, que le domaine situé en dessous du liquidus pour des concentrations en éthanol inférieures à celle du point eutectique noté E (93,5% en poids) et au dessus de la température T_E (-118°C) est le domaine du mélange diphasique composé d'une phase solide en équilibre avec une solution eau-éthanol liquide. Le solidus étant confondu avec l'axe vertical, la phase solide est uniquement constituée par de la glace pure. Notre étude se rapporte à la partie de ce domaine limité par des fractions massiques d'éthanol comprises entre 0 et 0,3 pour des températures variant de 0 à -30°C.

A partir de ce diagramme, le bilan de matière permet de relier directement la fraction massique en glace à la température :

$$w_g(T) = 1 - \frac{w_{ai}}{w_a(T)} \quad (1)$$

Cette relation montre, que la quantité de glace pourrait être calculée par simple mesure de la température T , si on connaissait la concentration initiale w_{ai} de la solution et le diagramme de phase $w_a(T)$. Bien entendu, ceci n'est valable que si la solution et la glace se trouvent en équilibre thermodynamique.

3 Modèle physique

L'écoulement du mélange diphasique dans une boucle de distribution est caractérisé par une large gamme de longueurs caractéristiques, allant de la dimension micrométrique des cristaux à la taille du volume expérimental. La méthode de prise de moyenne volumique est utilisée pour développer le modèle macroscopique car elle permet d'intégrer un grand nombre de ces échelles. Les équations de conservation locales sont intégrées sur un Volume Élémentaire Représentatif V , afin de proposer un système d'équations différentielles dépendant des champs moyennés. Les théorèmes mathématiques de prise de moyenne font apparaître des intégrales de surface sur l'interface glace-solution contenue dans le VER. Ces termes de transfert, sont modélisés par l'introduction de propriétés effectives de transport. De telles méthodes ont été développées par Quintard & Whitaker pour des applications de transferts en milieu poreux [3], pour la modélisation de la solidification colonnaire par Bousquet-Mélou[4].

Le problème décrivant les échanges de masse, de chaleur, et de quantité de mouvement, à l'échelle des microstructures cristallines du mélange binaire, s'inscrit dans le cadre des hypothèses suivantes :

- la phase liquide est constituée de deux espèces (eau et éthanol) parfaitement miscibles.
- Le mélange binaire est idéal
- Le mélange diphasique est newtonien et incompressible et l'écoulement est supposé laminaire.

Les équations macroscopiques de conservation de la masse portent sur les fractions volumiques de phase :

$$\frac{\partial(\rho_l \varepsilon_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \varepsilon_l u_l) = \dot{m} \quad ; \quad \frac{\partial(\rho_g \varepsilon_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g u_g) = -\dot{m} \quad (2)$$

avec $\varepsilon_g + \varepsilon_l = 1$ et $\varepsilon_{eau} + \varepsilon_{ethanol} = \varepsilon_l$

Nous obtenons une équation sur le taux de changement de phase \dot{m} , en prenant la moyenne de conservation de l'énergie à l'interface solide-liquide.

$$\dot{m} = \begin{cases} 0, & T_s > T_{eq}(w_{ai}) \\ \frac{A (T_l - T_s)}{L_F(T_{eq}(w_a))}, & T_g \leq T_{eq}(w_{ai}) \end{cases} \quad (3)$$

avec $w_a(T) = \frac{w_{ai}}{1 - w_g(T)}$, $w_g(T) = \frac{\rho_g}{\varepsilon_g \rho_g + (1 - \varepsilon_g) \rho_l} \varepsilon_s$ et A le taux de transfert thermique défini par :

$$A = \frac{6(1 - \varepsilon_l)}{d_p} A_p$$

Le coefficient de transfert thermique entre la particule glace et la phase liquide A_p est donné par :

$$Nu_p = \frac{A_p d_p}{\lambda_l} = 2 + 1,1 Re_p^{0,6} Pr^{1/3} \quad (4)$$

avec: $d_p = d_p^0 (1 - \frac{\dot{m}\Delta t}{\varepsilon_g \rho_g})^{1/3}$ et $Re_p = \frac{\varepsilon_l \rho_l |u_l - u_g| d_p}{\mu_l}$

Les équations macroscopiques de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho_l \varepsilon_l u_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \varepsilon_l u_l \otimes u_l) = -\varepsilon_l \nabla p + \nabla \cdot (\varepsilon_l \mu_l (\nabla u_l + (\nabla u_l)^T)) + \rho_l \varepsilon_l g - \beta(u_l - u_g) + \dot{m}u_l + (1 - \varepsilon_l) D \rho_l \frac{d}{dt}(u_l - u_g) \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon_g u_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g u_g \otimes u_g) = -\varepsilon_g \nabla p - G \nabla \varepsilon_l + \rho_g \varepsilon_g g + \beta(u_l - u_g) - \dot{m}u_g - (1 - \varepsilon_l) D \rho_l \frac{d}{dt}(u_l - u_g) \quad (6)$$

Le module G d'interaction particule-particule est donné par la formule [5] : $G = -\exp(1000 \cdot (0,45 - \varepsilon_l))$

Pour des particules sphériques, le coefficient de masse virtuel $D=0.5$ [5].

Le coefficient de friction est obtenu par l'équation d'Ergun [5] :

$$\beta = \begin{cases} 150 \frac{(1 - \varepsilon_l)^2 \mu_l}{\varepsilon_l d_p^2} + 1,75 \frac{(1 - \varepsilon_l)}{d_p} |u_l - u_g| & si \quad \varepsilon_l < 0,8 \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_l (1 - \varepsilon_l)}{d_p} \rho_l |u_l - u_g| \varepsilon_l^{-2,65} & \end{cases}$$

avec

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) & si \quad Re_p < 1000 \\ 0,44 & si \quad Re_p \geq 1000 \end{cases}$$

Les équations de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho_l \varepsilon_l h_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \varepsilon_l u_l h_l) = \nabla \cdot (\varepsilon_l \lambda_{eff,l} \nabla T_l) - A(T_l - T_g) + \dot{m}h_{i-l} \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon_g h_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g u_g h_g) = \nabla \cdot (\varepsilon_g \lambda_{eff,g} \nabla T_g) - A(T_g - T_l) - \dot{m}h_{i-g} \quad (8)$$

L'enthalpie de la phase liquide est donnée par : $h_l = c_{p,l} T_l + [(c_{p,g} - c_{p,l}) T_{eq}(w_a) + L_F(T_{eq}(w_a))]$

L'enthalpie de la phase solide est donnée par: $h_g = c_{p,g} T_g$

Le terme de transfert d'enthalpie dans la phase solide et la phase liquide est donné par la formule suivante :

$$\dot{m}h_{i-l} = \dot{m}(c_{p,l} T_{eq}(w_a) + L_F(T_{eq}(w_a))) ; \quad \dot{m}h_{i-g} = \dot{m}c_{p,g} T_{eq}(w_a)$$

Les conductivités effectives $\lambda_{eff,l}$ et $\lambda_{eff,g}$ sont données par [6] :

$$\lambda_{eff,l} = \left(1 - \sqrt{1 - \varepsilon_l}\right) \frac{\lambda_l}{\varepsilon_l} \quad \text{et} \quad \lambda_{eff,g} = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon_l}}{(1 - \varepsilon_l)} [\zeta Z + (1 - \zeta)\psi] \lambda_l$$

avec $\psi = \frac{2(B - B/Z)}{(1 - B/Z)^3} \ln\left(\frac{Z}{B}\right) - \frac{2(B-1)}{(1 - B/Z)^2} - \frac{B+1}{1 - B/Z}$ et $B = 1,25\left(\frac{1}{\varepsilon_l} - 1\right)^{10/9}$

Pour des particules de glace sphériques $Z = \frac{\lambda_g}{\lambda_l}$ et $\zeta = 7,26 \times 10^{-3}$.

4 Mise en forme numérique

Le modèle macroscopique est résolu par la méthode des volumes finis structurés en deux dimensions, telle qu'elle est décrite par Patankar [7]. L'algorithme de résolution que nous avons adopté suit les étapes suivantes :

- Calcul des températures T_g et T_l à l'aide des équations (7) et (8)
- Calcul du débit \dot{m} avec la relation (3)
- Calcul de la fraction volumique de la phase liquide ε_l avec l'équation (2)
- Déduire la fraction volumique de la phase solide $\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_l$
- Calcul de la fraction volumique de l'eau $\varepsilon_{eau}^{t+\Delta t} = \varepsilon_{eau}^t + (\varepsilon_g^{t+\Delta t} - \varepsilon_g^t)$
- Déduire la fraction volumique de l'éthanol $\varepsilon_{eth} = \varepsilon_l - \varepsilon_{eau}$
- Calcul des vitesses u_g et u_l à l'aide des équations (5) et (6)

Pour le traitement du couplage vitesse pression, nous avons utilisé l'algorithme SIMPLEC [8]. La solution est admise lorsque les résidus de l'équation de continuité de la phase liquide et du bilan global d'énergie sont suffisamment petits. Cet algorithme assure une très bonne stabilité dans la résolution des équations de masse.

5 Premiers résultats pour le coulis (glace/eau)

Dans ce travail, nous présentons les premiers résultats concernant le mélange (eau/glace). La **figure 2** montre la géométrie étudiée. Il s'agit d'un échangeur de longueur $L_1 = 450 \text{ mm}$ et de largeur $L_2 = 3,14 \text{ mm}$. Un flux thermique constant est imposé aux parois latérales permettant de fondre le mélange diphasique. A l'état initial le mélange diphasique (eau-glace) est supposé à l'équilibre thermodynamique. A l'entrée de l'échangeur le nombre de Reynolds $Re = 200$ et la température $T_e = -1^\circ\text{C}$. Pour étudier l'impact du mélange diphasique (eau/glace) sur les transferts thermiques au sein de l'échangeur, nous avons calculé le coefficient d'échange thermique entre le mélange et la paroi de

l'échangeur en utilisant la relation suivante : $H = \frac{q_w}{(T_{paroi} - T_{moy})}$ avec T_{moy} la température moyenne du coulis

dans une section de l'échangeur. Sur la figure 3, nous avons présenté l'évolution de la température de la paroi de l'échangeur pour différentes puissances. Nous constatons que durant la phase de déstockage (réchauffement de la paroi de l'échangeur), l'utilisation d'un mélange diphasique permet d'intensifier les transferts thermiques dans l'échangeur et en même temps de contrôler l'augmentation rapide de la température de la paroi de l'échangeur. Il est intéressant de noter que lors d'un réchauffement, il n'y a pas de retard à la fusion et que cette dernière se produit à la température d'équilibre thermodynamique (0°C). Lors d'un réchauffement, nous constatons que la température de la paroi de l'échangeur utilisant mélange binaire chargée en cristaux de glace, augmente en s'éloignant de l'entrée de l'échangeur. La température de la paroi de l'échangeur est caractérisée par un palier due au changement de phase qui se produit à l'intérieur de l'échangeur.

Sur la **figure 4**, nous avons tracé l'évolution du coefficient d'échange thermique H en fonction de la longueur de l'échangeur pour deux cas : le coulis de glace (eau/glace) et la solution (eau/éthanol) avec une concentration en éthanol de 4%. La présence des cristaux de glace dans l'échangeur implique une capacité de stockage importante de l'énergie latente. Nous pouvons remarquer sur la **figure 4** que la présence de ces cristaux ralentit l'augmentation de la température de paroi de l'échangeur durant le processus de changement de phase ce qui entraîne une augmentation du coefficient d'échange thermique entre la paroi et le mélange diphasique durant cette période. Nous remarquons aussi que les transferts thermiques dans la zone où les régimes thermiques et dynamiques sont établis sont plus importants que dans la région proche de l'entrée de l'échangeur en présence des cristaux de glace. Il est intéressant de noter que dans le cas d'un écoulement monophasique les transferts thermiques sont importants dans la région d'entrée de l'échangeur que dans la région thermiquement développée.

Conclusion

Les résultats obtenus par le modèle physique ont permis d'étudier l'influence des cristaux de glace sur les transferts thermiques dans un échangeur durant la phase de déstockage (fusion). On retiendra de cette étude que : les cristaux de glace dans le coulis agissent comme des puits d'énergie lorsqu'elles absorbent de la chaleur. Elles "bloquent" l'augmentation de la température de la paroi de l'échangeur et améliorent les transferts thermiques au niveau de la paroi de l'échangeur. Cette étude rend compte de résultats très récents. Il est nécessaire de faire des études plus poussées pour établir avec précision l'influence des nombreux

paramètres qui interviennent dans le modèle (régime d'écoulement, puissance imposée, concentration de l'éthanol, ...). Il va de soi qu'une comparaison avec l'expérience reste le meilleur moyen de juger de la pertinence du modèle.

Références

[1] Kousksou, T., Jamil, A., El Rhafiki, T., Zeraouli, Y., Prediction of the heat transfer coefficient for ice slurry flows in horizontal pipe. *Energy Conversion and Management* 51 (2010) 1311-1318.
 [2] Jamil, A., Kousksou, T., Zeraouli, Y., Dumas, J.P., Thermodynamic Non-equilibrium in Ice Slurry Systems. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 23 (2009) 392-398.
 [3] Quintard, M., Whitaker, S., Transport in ordered and disordered porous media II: Generalized volume averaging, *Transport in Porous Media*, 14 (1994) 179-206.
 [4] Bousquet-Mélou, P., Modélisation macroscopique et simulation numérique de la solidification des mélanges binaires, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2000.
 [5] Gidaspow, D., Hydrodynamics of fluidization and heat transfer: supercomputer modelling, *Appl. Mech. Rev.*, 39 (1986) 1-23.
 [6] Bauer, R., Schlumder, E.U., Effective radial thermal conductivity of packing in gas flow, *Int. Chem. Eng.* 18 (1978) 189-204.
 [7] Patankar, S., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation (1980).
 [8] Van Doormaal, J., Raithby, G., Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, *Numerical Heat Transfer* 7 (1984) 147-163.

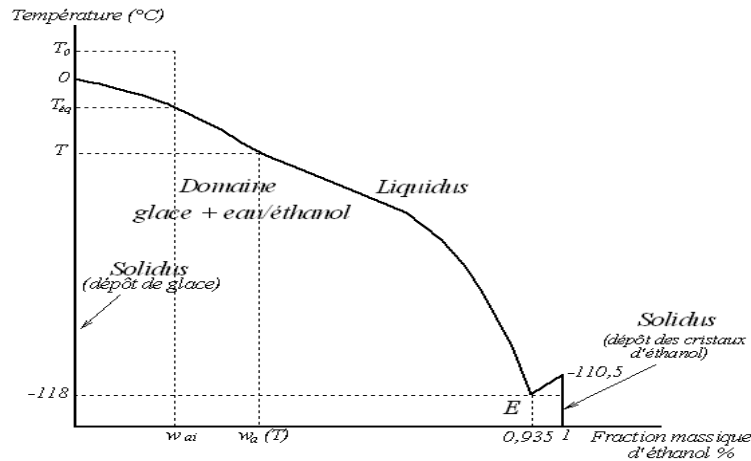


Fig.1 : Diagramme d'équilibre eau-éthanol

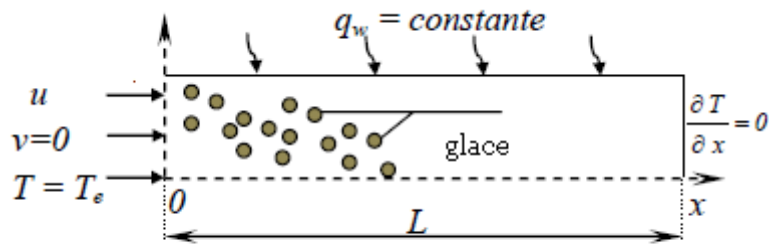


Fig.2 : Echangeur avec écoulement du coulis

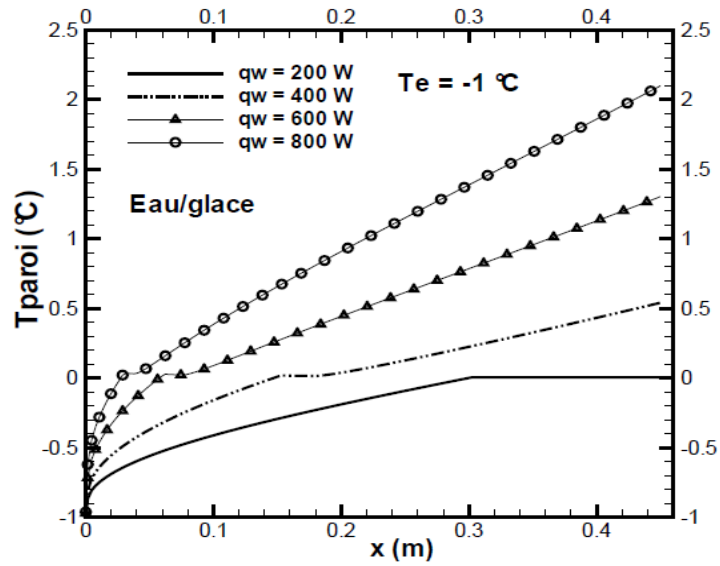


Fig.3 : Température de la paroi de l'échangeur pour différentes puissances

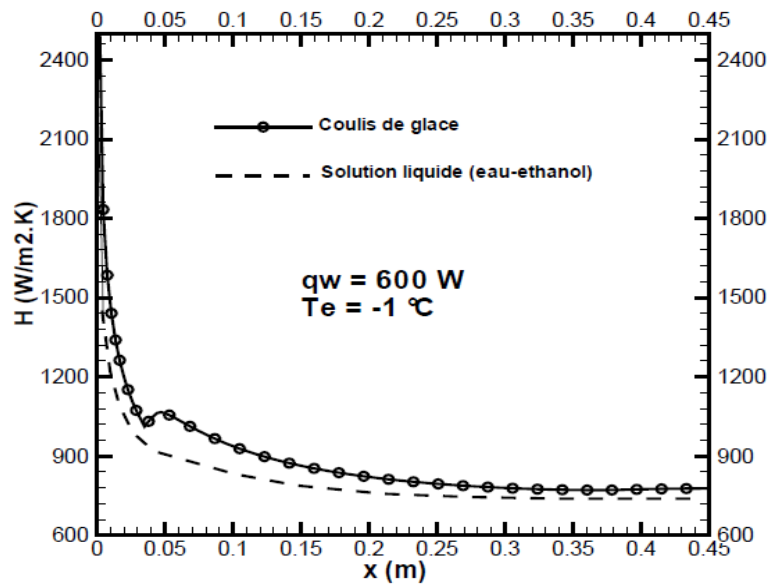


Fig.4 : Coefficient d'échange thermique en fonction de la longueur de l'échangeur

Liste des auteurs principaux

<hr/> <p>A</p> <p>AADAMI ACEM AHMADI AMMAR ARFAOUI ARMAND-DECKER AWOROU</p> <hr/> <p>B</p> <p>BALAGEAS BAONGA BATINA BATTAGLIA BEGOT BEN KHELIFA BENKAHLA BISSIEUX BODNAR BOUBAULT BOUKADOUM BOUTERRA BOUZIANE BRANGEON BRUTIN</p> <hr/> <p>C</p> <p>CARLE Florian CHAABANE Monia CHAMOUN Marwan CHAMOUN Marwan CHEHEB Zied COEURIOT Vincent COGNE Claudia COLLIN Anthony DAL Morgan DELHOMME Baptiste DERRADJI Lotfi DIANA Antoine DUGUÉ Antoine DUMAS Jean Pierre DUQUESNE Marie DURAND-ESTEVE Baptiste EL OMARI Kamal ERRIGUIBLE Arnaud FUDYM Olivier GABORIEAU Cécile GASPAR Jonathan</p>	<p>GHARBI Myriam GONDA Armel GOSSARD Didier GRADECK Michel HAY Bruno HENON Aurélien IDCHABANI Rachida JEAN Valentin JENFT Alexandre JOBIC Yann JOURDAN Arnaud KERZALÉ Stéven KOUADIO Thierry KOUSKSOU Tarik LANZETTA François LATOUR Benjamin LAUNAY Julien LAUNAY Stéphane LE GUER Yves LECHENE Sullivan LORRETTE Christophe LOULOU Tahar MAACHOU Asma MAHROUCHE Ouafaa MANSOURI Larbi MARC Olivier MARZOUK KHAIRALLEH Salwa MATTEI Simone MÉRESSE Damien MERHEB Rania MOGLAN Raluca Elena MORVILLE Simon MOST Jean-Michel MOUSSA Tala MULLER Maryse NIEZGODA Mathieu OLIVÈS Régis PELLÉ Julien PEREZ Laetitia PIERRE Thomas PLOTEAU Jean-Pierre PONS Michel POUX Alexandre PRADÈRE Christophe PRIGENT Guillaume RIAHI Mohamed RODIET Christophe ROJO Amandine ROMANO MUNGARAY</p>	<p>Marta ROUAULT Fabien ROUIZI Yassine RUFFIO Emmanuel RULLIERE Romuald RUSSEIL Serge SALAGNAC Patrick SANVICENTE Estibaliz SARI-BEY Sana SCHICK Vincent SCOARNEC Vincent SEGOND Guillaume SERGENT Anne SINAMA Frantz SOBAC Benjamin SOUID Anouar SPITZ Clara STOUFFS Pascal THOMAS Anthony TINGAUD Florian TLILI Ons TOUTANT Adrien TRANCHARD Pauline TSOGO Joseph VALDERRAMA ULLOA Claudia ZAMOUM Mohamed</p> <hr/> <p>ZERAOULI Youssef</p>
--	--	---

