

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

Tome

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

| | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 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, Faugerox, 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, Beziat, 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, Maillat, 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, Maillat, Girard,</i> | 963 |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|

Liste des auteurs principaux 992

Intégration thermique d'un réservoir d'hydrure de magnésium et d'une pile à combustible à oxyde solide

Baptiste DELHOMME^{1,3}, Andrea LANZINI³, Gustavo Adolfo ORTIGOZA VILLALBA³, Simeon NACHEV¹, Patricia DE RANGO¹, Massimo SANTARELLI³, Philippe MARTY², Pierluigi LEONE³

¹Institut Néel - CRETA, CNRS, 25 avenue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble cedex, France

²UJF-Grenoble 1 / Grenoble-INP / CNRS, LEGI UMR 5519, Grenoble, F-38041, France

³Dipartimento di Energetica, Politecnico di Torino, Corso Duca Degli Abruzzi 24, 10129 Torino, Italie

Résumé - Ce travail a été réalisé en collaboration avec le département énergétique du Politecnico di Torino. L'intégration thermique d'un réservoir d'hydrure de magnésium couplé à une pile à oxyde solide (SOFC) est étudiée. Un modèle a été développé pour calculer le bilan énergétique de ce système pour différentes conditions de fonctionnement. Il apparaît que le système envisagé n'est réalisable que pour un taux d'utilisation d'hydrogène dans la pile inférieur à 50%. Le couplage expérimental d'un réservoir de MgH₂ et d'une SOFC est également présenté.

Nomenclature

| | |
|----------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|
| β coefficient de transfert de charge | <i>Indices</i> |
| F constante de Faraday (C.mol ⁻¹) | c consommé |
| h enthalpie spécifique (J.kg ⁻¹) | des desorption |
| j courant électrique (A) | e entrée |
| m débit massique (kg.s ⁻¹) | el électrique |
| n débit molaire (mol.s ⁻¹) | p pile |
| P pression (Pa) | r réservoir |
| R constante des gaz parfaits (J.mol ⁻¹ .K ⁻¹) | s sortie |
| T température (°C) | <i>Abréviations</i> |
| U _f taux d'utilisation d'hydrogène | OCV Open Circuit Voltage |
| V potentiel électrique (V) | PCI Pouvoir Calorifique Inférieur |

1. Introduction

Dans un contexte où l'hydrogène pourrait être produit à bas coût à partir d'énergies renouvelables (photovoltaïque, éolien), un système reposant sur des piles à combustible alimentées en hydrogène permettrait de palier au problème de l'intermittence des énergies renouvelables. Des systèmes de ce type seraient intéressants, en particulier pour la production d'électricité en site isolé, pour le lissage de la puissance appelée sur le réseau électrique, ou encore comme ASI (Alimentation Sans Interruption) à haute densité d'énergie. Parmi les différentes technologies de piles à combustible existantes, les piles à oxyde solide (SOFC), qui fonctionnent à haute température (800°C) présentent de nombreux avantages et connaissent aujourd'hui un essor important. Néanmoins, se pose le problème du stockage de l'hydrogène, à la fois en termes d'encombrement, de sécurité et d'efficacité énergétique. Pour l'instant, les deux modes de stockage de l'hydrogène les plus développés au niveau industriel sont le stockage haute pression (200-700 bars) et le stockage cryogénique (20 K). Outre les problèmes de sécurité, le stockage a un coût énergétique d'environ 20% du PCI de l'hydrogène stocké dans le cas de l'hydrogène comprimé et de 30% dans le cas de l'hydrogène liquéfié. Une alternative consiste à stocker l'hydrogène sous forme d'hydrure métallique. Par absorption à une pression d'hydrogène de quelques bars, on peut obtenir une densité volumique supérieure à celle de l'hydrogène liquéfié. La désorption de l'hydrogène absorbé dans un hydrure métallique est une réaction endothermique. Pour libérer l'hydrogène contenu dans un réservoir d'hydrure, il faut donc fournir une certaine quantité de chaleur [1]. Dans le

cas de l'hydruure de magnésium cette quantité d'énergie correspond à environ 30% du PCI de l'hydrogène stocké. L'intérêt de cette solution par rapport au stockage gazeux ou liquide est que cette énergie peut être récupérée sur les rejets de chaleur d'un procédé exothermique.

Plusieurs auteurs ont étudié la possibilité de coupler thermiquement des réservoirs d'hydruure fonctionnant à une température proche de l'ambiante (composés de type LaNi_5) avec des piles PEMFC (Proton Exchange Membrane Fuel Cell) ([2], [3], [4]). Mais à notre connaissance, il n'existe aucun travaux portant sur l'intégration thermique de réservoirs fonctionnant à plus haute température. Nous proposons ici l'étude du couplage d'une pile à combustible à oxyde solide d'une puissance électrique de 1kW et d'un réservoir d'hydruure de magnésium (MgH_2) fonctionnant dans une plage de température de 300°C - 370°C . Le dispositif expérimental ainsi que les performances de la pile et du réservoir obtenus lors de cette étude sont présentés ci-dessous.

2. Modélisation du couplage entre un réservoir de MgH_2 et une SOFC

Du fait de leur fonctionnement à haute température, les phases de démarrage et d'arrêt des SOFC sont longues. Ce type de système est donc intéressant pour des applications stationnaires. Pour étudier l'intérêt du couplage entre un réservoir d'hydruure de magnésium et une pile SOFC, nous avons calculé le bilan énergétique du système pour différentes conditions de fonctionnement et en régime permanent.

2.1. Modélisation de la SOFC

Les piles à combustibles permettent de convertir l'énergie potentielle chimique contenue dans le dihydrogène en énergie électrique et en chaleur. La figure 1 représente le fonctionnement d'une pile à oxyde solide. L'hydrogène est adsorbé puis ionisé à l'anode. Cette demi réaction conduit à la formation de deux ions H^+ et de deux électrons. Ces ions H^+ se combinent avec les ions O^{2-} provenant de la cathode pour former de l'eau. La loi de Faraday permet de calculer le courant électrique généré en fonction du débit d'hydrogène consommé :

$$j = -2 n_{\text{H}_2, c} F \quad (1)$$

On peut exprimer le potentiel électrique d'une cellule (V_c) en fonction du potentiel de Nernst (V_{Nernst}) et du courant (j) suivant l'équation 2.

$$V_c = V_{\text{Nernst}} - \frac{RT}{\beta F} \arcsin \left(\frac{j \cdot \exp[a_3(840 - T)]}{2(a_1 v_{\text{H}_2} + a_2)} \right) - b_1 \exp(-b_2 T) - \frac{RT}{2F} \left[\ln \left(1 - \frac{j}{c_1 T + c_2} \right) + \ln \left(1 - \frac{j}{c_3 v_{\text{H}_2} + c_4} \right) \right] \quad (2)$$

Les coefficients a_i , b_i et c_i ($i=1, 2, 3, 4$) ont été obtenus expérimentalement au Politecnico di Torino pour différentes conditions de débit d'hydrogène et de température. Ces coefficients sont valables pour une température comprise entre 750°C et 840°C et pour un débit d'hydrogène compris entre 300 Nml/min et 500 Nml/min par cellule. Sur la figure 2 on a représenté les courbes de polarisation (caractéristique courant-tension) calculées avec ce modèle (trait plein) et les courbes de polarisation expérimentales (symboles) obtenues, pour une température de 800°C et pour différents débits d'hydrogène.

Pour représenter le comportement d'une pile on associe en série plusieurs cellules et on fait l'hypothèse que l'empilement se comporte comme une cellule unique. L'alimentation en oxygène se fait par une circulation d'air. Pour maintenir une température constante dans l'empilement, la chaleur dégagée par les cellules est évacuée par cet écoulement d'air dont le débit doit être fixé en conséquence.

L'équation 3 est l'expression du travail électrique fourni par la pile en fonction du potentiel d'une cellule, du courant et du nombre de cellules N_c :

$$W_{el} = V_c j_c N_c \quad (3)$$

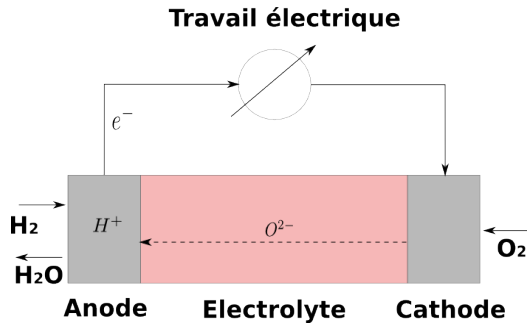


Figure 1: schéma de principe d'une SOFC

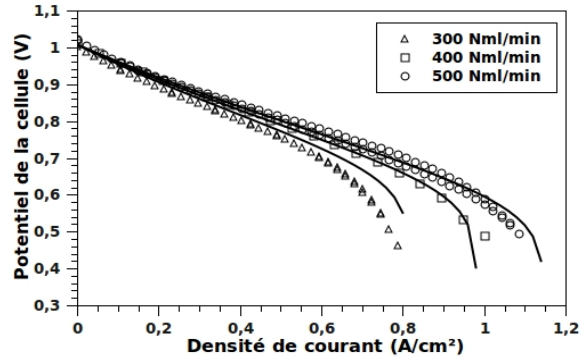


Figure 2: courbes de polarisation simulées et expérimentales pour une température de 800°C

La chaleur dégagée dans la pile (réactions électrochimiques, effet joule, phénomènes de polarisation) peut s'exprimer ainsi :

$$Q_{th} = j_c \left(\frac{\Delta H}{2F} - V_c \right) N_c \tag{4}$$

Finalement, le bilan d'énergie de la pile SOFC peut s'exprimer par la relation 5 :

$$\sum_i m_{s,p}^i h_{s,p}^i (T_{s,p}^i) - \sum_i m_{e,p}^i h_{e,p}^i (T_{e,p}^i) = Q_{th} + W_{el} + Q_{pertes} \tag{5}$$

Avec m_e , m_s respectivement les débits massiques d'entrée et de sortie des différentes espèces i (air, H_2 , H_2O) et h_e et h_s leurs enthalpies d'entrée et de sortie prises aux températures T_e et T_s . Le terme Q_{pertes} représente les pertes de chaleur de la pile vers l'ambiante. Ce bilan nous permet de calculer la température de sortie d'air.

2.2. Modélisation du réservoir d'hydrure de magnésium

La loi de Van't Hoff permet d'établir la relation entre la température et la pression à l'équilibre dans le réservoir en fonction de l'enthalpie et de l'entropie de réaction (équation 6). Pour désorber l'hydrogène à une certaine pression P_{eq} , il faudra apporter de la chaleur à une température supérieure à la température d'équilibre T_{eq} correspondante.

$$T_{eq} = \frac{\Delta H_{des}}{R \ln \left(\frac{P_{eq}}{P_0} + \Delta S_{des} \right)} \tag{6}$$

La quantité d'énergie nécessaire à la désorption d'un débit n_{H_2} d'hydrogène est proportionnelle à l'enthalpie de réaction :

$$Q_{des} = n_{H_2} \Delta H_{des} \tag{7}$$

Le bilan d'énergie du réservoir est donné par l'équation 8. Le terme $Q_{pertes,r}$ représente les pertes de chaleur du réservoir vers l'ambiante.

$$\sum_i m_{s,r}^i h_{s,r}^i (T_{s,r}^i) - \sum_i m_{e,r}^i h_{e,r}^i (T_{e,r}^i) = Q_{des} + Q_{pertes} \tag{8}$$

La capacité du réservoir à fournir un certain débit d'hydrogène dépend des cinétiques de réaction ainsi que des transferts de chaleur et de masse dans le réservoir. Les cinétiques de réaction de l'hydrure de magnésium activé sont très rapides. En générale les vitesses de chargement/déchargement des réservoirs d'hydrure de magnésium sont limitées par les transferts de chaleur au sein du matériau [5].

2.3. Modélisation du système

Un schéma du système envisagé est présenté sur la figure 3. En plus de la SOFC et du réservoir de MgH_2 ce système comprend un brûleur et deux échangeurs de chaleur (HEX1 et

HEX2) pour préchauffer l'air entrant dans la pile.

Tout l'hydrogène qui circule dans la pile n'est pas consommé : le taux d'utilisation U_f définit la quantité d'hydrogène consommé par rapport à la quantité d'hydrogène circulant dans la pile. Dans le cas présent, l'excès d'hydrogène est brûlé avec l'air sortant de la pile. On considère que la combustion est totale et qu'il n'y a donc pas d'hydrogène en sortie du brûleur (dans les différents cas étudiés l'excès d'air est suffisant pour justifier cette hypothèse).

Pour éviter l'apparition de forts gradients thermiques en entrée de la pile ainsi que les contraintes mécaniques qui seraient engendrées, l'air neuf entrant est préchauffé dans l'échangeur HEX1 par les gaz sortant du brûleur. Ceci permet aussi de refroidir les gaz de combustion avant de les envoyer dans le réservoir d'hydrure. En effet, une température trop élevée dans le réservoir provoquerait un frittage des particules d'hydrure de magnésium et une dégradation des propriétés de stockage.

En sortie du réservoir d'hydrure les gaz de combustion sont à une température supérieure à 280°C (température d'équilibre à 1 bar). Un second échangeur (HEX2) permet de préchauffer l'air neuf entrant à température ambiante.

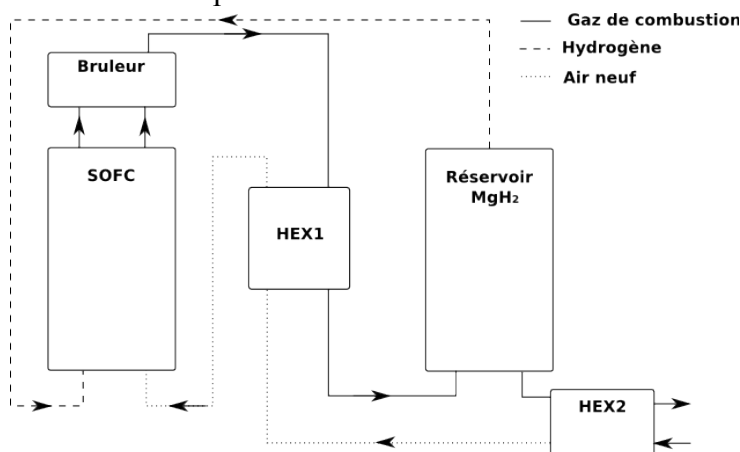


Figure 3 : système envisagé pour le couplage d'un réservoir de MgH_2 et d'une SOFC

2.4. Résultats

On considère un empilement de 40 cellules auquel on impose un débit d'hydrogène constant de $20 \text{ Nl} \cdot \text{min}^{-1}$. La température dans la pile est maintenue constante et égale à 800°C , la chaleur de réaction étant évacuée par l'air circulant à la cathode. Sur la figure 4 on a représenté l'évolution de la tension aux bornes de la pile et de la puissance dégagée en fonction du courant électrique. Le débit d'hydrogène étant constant, en faisant varier le courant, on fait varier le taux d'utilisation d'hydrogène. Plus on augmente le courant, plus ce taux d'utilisation est élevé, et plus le potentiel électrique et le rendement de conversion de la pile diminuent.

La température d'entrée d'air dans la pile est fixée à 600°C . La pression d'alimentation d'hydrogène est fixée à 1,5 bars. Pour garantir cette pression d'alimentation, on régule la température du réservoir à 310°C pour atteindre une pression d'équilibre égale à 2 bars dans le réservoir. Pour désorber $20 \text{ Nl} \cdot \text{min}^{-1}$ d'hydrogène, il faut apporter une puissance thermique $Q_{\text{des}} = 1,12 \text{ kW}$.

L'énergie dégagée par le système est égale à la somme de la chaleur dégagée par la pile (Q_{th}) et de la chaleur dégagée par la combustion de l'hydrogène dans le brûleur (Q_{comb}). La chaleur consommée par le système est égale à la somme de l'énergie nécessaire à la désorption (Q_{des}) et de la chaleur nécessaire au préchauffage de l'air entrant dans la pile (Q_{air}). La figure 5 présente l'évolution des différentes puissances thermiques mises en jeu en fonction du courant électrique. Plus on augmente le courant, et plus le rendement électrique de la pile diminue donc plus la quantité de chaleur dégagée dans la pile augmente. Pour maintenir une température de 800°C il faut augmenter le débit d'air et une quantité croissante d'énergie est alors nécessaire pour préchauffer l'air entrant. Dans le même temps, le taux d'utilisation augmente, donc la quantité de chaleur récupérée au brûleur diminue. Au final, à partir d'un courant égal à 34 A on observe que la quantité de chaleur produite dans la pile et le brûleur est

insuffisante pour préchauffer l'air neuf et alimenter la désorption d'hydrogène. Les pertes de chaleur vers l'extérieur ont été négligées. Ces résultats montrent que ce type de système, dans cette configuration, n'est possible qu'à bas taux d'utilisation d'hydrogène.

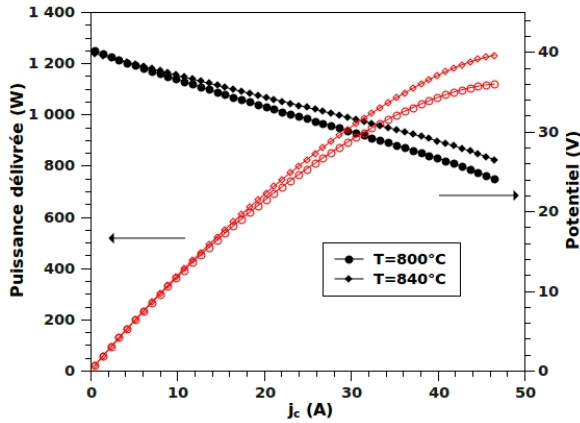


Figure 4: potentiel et puissance électrique délivrés par la pile

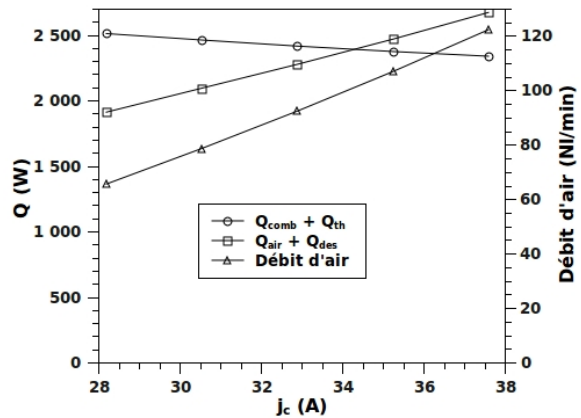


Figure 5 : bilan des quantités de chaleur échangées dans le système

3. Couplage expérimental d'un réservoir de MgH_2 et d'une SOFC

3.1. Dispositif expérimental

3.1.1. Réservoir d'hydrure de magnésium

Pour tester le couplage, un réservoir d'hydrure de magnésium développé précédemment au CRETA et présentant une capacité de stockage de 1200 NI d'hydrogène a été utilisé [6]. Un échangeur de chaleur à ailettes est inséré dans ce réservoir et permet d'apporter ou d'extraire la chaleur de réaction par l'intermédiaire d'un fluide caloporteur. Trois résistances électriques d'une puissance totale de 1,5 kW sont également placées dans le réservoir et permettent de fournir l'énergie nécessaire à la désorption si la chaleur transmise par le fluide caloporteur s'avère insuffisante. Pour mesurer l'évolution de la température, quatre thermocouples de type K ont été disposés dans le réservoir. On mesure également l'évolution de la pression d'hydrogène à l'intérieur du réservoir.

Ce réservoir a déjà été couplé à une pile PEMFC d'une puissance électrique nominale de 2 kW. Les expériences réalisées ont permis de montrer que ce réservoir est capable de répondre à des variations importantes de débit d'hydrogène [7].

3.1.2 Pile SOFC

L'empilement présenté sur la figure 6 a été fourni par l'entreprise TOPSOE [8]. Il développe une puissance électrique nominale de 1 kW (40 V à 25 A) pour un taux d'utilisation de 67 %. Cet empilement est placé dans un four maintenu à 450 °C (figure 7) et est connecté à une charge électrique variable (Kikusui, 1 kW max).



Figure 6: pile 1kW_e fournie par TOPSOE

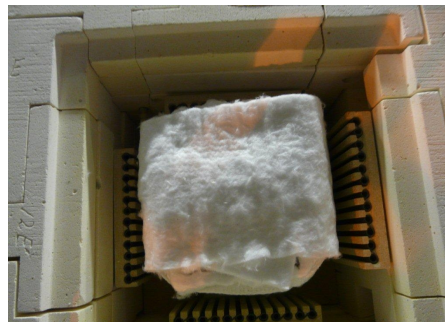


Figure 7 : positionnement de la pile dans le four

3.1.3 Système

La figure 8 présente le schéma du banc d'essai utilisé pour le test de couplage. Pour protéger les débitmètres, l'hydrogène chaud sortant du réservoir est refroidi dans un échangeur à eau (H_2 cooler). L'air et l'hydrogène entrant dans la pile sont préchauffés à une température de $720\text{ }^\circ\text{C}$ (respectivement TC8 et TC7) grâce à des résistances électriques enroulées sur les tubes de distribution de gaz (respectivement H1 et H2). Durant toute l'expérience, le débit d'air est maintenu à 133 Nl.min^{-1} à l'aide un contrôleur de débit (MFC2). Dans cette configuration expérimentale, l'hydrogène non consommé dans la pile est évacué vers l'atmosphère.

La SOFC peut-être soit alimentée par la bouteille d'hydrogène sous pression (B_2-H_2), soit par le réservoir MgH_2 .

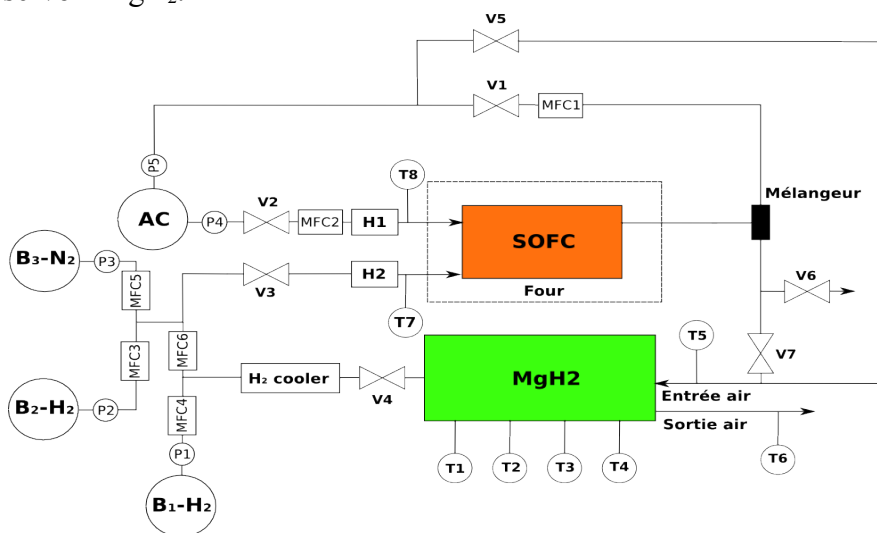


Figure 8: schéma du dispositif expérimental de couplage

3.2. Résultats expérimentaux

Sur la figure 9 on a représenté l'évolution du courant et du potentiel électrique mesurés aux bornes de la pile tout au long de l'expérience. Cette expérience comporte cinq étapes principales. Les étapes B1 et B3 correspondent respectivement au démarrage et à l'arrêt du système. L'alimentation en hydrogène est alors assurée par la bouteille d'hydrogène sous pression (B_2-H_2). Les étapes C1 et C2 correspondent respectivement au premier et au second couplage entre la pile et le réservoir de MgH_2 . Durant l'étape B2 qui sépare les deux couplages, l'hydrogène alimentant la pile est fourni par la bouteille.

La mise en température du système SOFC (empilement et gaz d'entrée) a été réalisée avec une rampe égale à $3,3^\circ\text{C.min}^{-1}$. Durant la première partie du test, le débit d'hydrogène fourni par la bouteille B_2-H_2 est régulé à $18,75\text{ Nl.min}^{-1}$ (MFC3). Le potentiel en circuit ouvert (OCV) est stable et égal à 85 V . Une première courbe de polarisation a été réalisée.

Le débit d'hydrogène est ensuite réduit à $10,45\text{ Nl.min}^{-1}$ et l'alimentation de la pile en hydrogène est assurée par le réservoir de MgH_2 (C1). La puissance à apporter au réservoir pour maintenir ce débit est égale à 590 W . Au cours de ce premier test l'énergie de désorption est fournie uniquement par les résistances électriques. Le réservoir a permis d'alimenter la pile pendant environ 80 minutes. Pendant ce laps de temps, une seconde courbe de polarisation ($I-V_2$) a été réalisée et est présentée sur la figure 10. Après ce test, on observe une dégradation de l'OCV d'environ 10 V . Cette valeur est ensuite stable pendant les cinq heures suivantes (étape B2).

Après avoir rechargé le réservoir en hydrogène, un second test de couplage a été réalisé (étape C2). Lors de ce second test, l'air chaud sortant de la SOFC cède une partie de son énergie dans le réservoir/échangeur contenant l'hydrure de magnésium, l'énergie manquante étant fournie par les résistances électriques. Après ce test, une dégradation des performances de la pile a été observée et l'installation a été arrêtée. La connexion de la sortie d'air de la pile avec l'échangeur de chaleur du réservoir entraîne une augmentation des pertes

charges. Il s'ensuit une augmentation de la pression d'air dans la pile. Cette augmentation de pression à la cathode est vraisemblablement à l'origine de la dégradation des performances électriques.

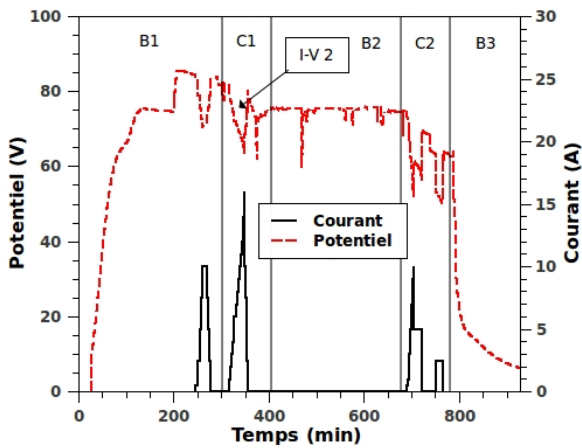


Figure 9: potentiel et courant électriques mesurés aux bornes de la pile

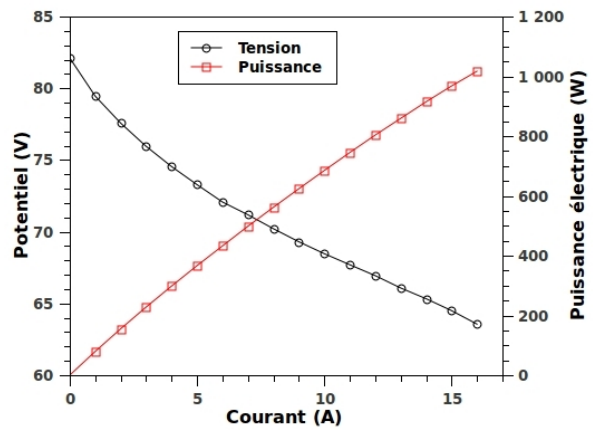


Figure 10: courbe de polarisation (I-V 2)

La figure 11 présente l'évolution de la température et de la pression dans le réservoir lors du premier test de couplage. Pour assurer le bon fonctionnement de la pile, une pression d'hydrogène d'environ 1,5 bars doit être maintenue. Au début de ce test, il a fallu ajuster la température de consigne pour obtenir la pression de désorption adéquate. Cette pression a pu être maintenue pendant environ 80 minutes avant de commencer à décroître. On observe des différences de température importantes dans le réservoir. Les TC 1 et 2 sont proches de la bride supérieure du réservoir, dans une zone où les pertes de chaleur vers l'extérieur sont plus importantes. Au début de la réaction de désorption cette zone est à une température inférieure à celle du reste du réservoir. La puissance délivrée par les résistances électriques est insuffisante pour à la fois alimenter la désorption et combler les pertes de chaleur vers l'extérieur. A fur et à mesure de la progression de la réaction de désorption, l'hydrogène circulant dans le réservoir à la température d'équilibre réchauffe les zones froides.

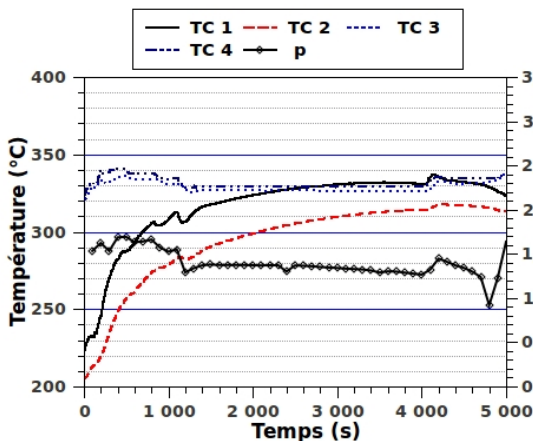


Figure 11: pression et températures mesurées dans le réservoir lors du premier couplage (C1)

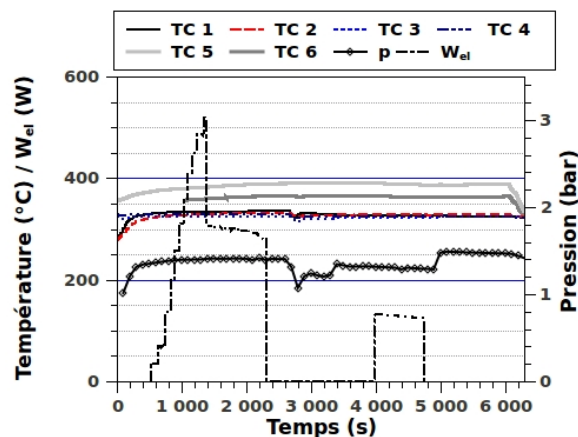


Figure 12 : pression et températures mesurées dans le réservoir, et puissance électrique délivrée par la pile lors du second couplage (C2)

La figure 12 présente l'évolution de la température et de la pression dans le réservoir ainsi que de la puissance électrique fournie par la pile lors du test de couplage avec intégration thermique. A $t = 3000$ s, la température de consigne des résistances électriques a été diminuée. On observe une diminution immédiate de la pression d'hydrogène dans le réservoir. L'énergie échangée par l'air chaud de la SOFC est donc insuffisante pour alimenter la désorption.

Cependant, on observe une distribution de température plus homogène dans le réservoir. La chaleur fournie par l'air chaud permet de maintenir une pression d'hydrogène

légèrement supérieure à 1,5 bars pendant un temps plus long que pour le cas de référence. L'augmentation de la pression dans le réservoir à $t=4000$ s est due à une diminution du débit d'hydrogène imposé dans la pile.

Contrairement à ce qui était attendu, les variations de la puissance électrique de la pile n'ont aucune influence sur la température de l'air chaud (TC 5 et 6). Dans cette configuration expérimentale, la température de la pile est régulée par le four ce qui explique que la température de sortie de l'air reste constante malgré les variations du rendement de conversion électrique.

4. Conclusions

Le couplage d'un réservoir d'hydrure de magnésium et d'une SOFC a été étudié numériquement et expérimentalement. Les calculs montrent qu'il faut travailler avec un taux d'utilisation d'hydrogène inférieur à 50 % dans le cas où l'air circulant à la cathode est utilisé comme fluide caloporteur entre la pile et le réservoir. Les essais expérimentaux ont permis de mettre en évidence la faisabilité de l'intégration thermique d'un réservoir avec une SOFC. Toutefois, ce couplage est délicat à réaliser en utilisant l'air circulant à la cathode comme fluide caloporteur du fait des pertes de charge engendrées.

Références

- [1] A. Chaise, P. de Rango, Ph. Marty, D. Fruchart, Experimental and numerical study of a magnesium hydride tank, *Int. J. Hyd. Energy*, 35 (2010), 6311-6322.
- [2] Z. Jiang, R. Dougal, S. Liu, S. Gadre, A. D. Ebner, J. Ritter, Simulation of a thermally coupled metal-hydride hydrogen storage and a fuel cell system, *Journal of Power Sources*, 161 (2005), 346-355.
- [3] B. MacDonald, A. Rowe, A thermally coupled metal hydride hydrogen storage and fuel cell system, *Journal of Power Sources*, 142 (2006), 92-102.
- [4] T. Forde, J. Eriksen, A. Pettersen, P. J. S. Vie, O. Ulleberg, Thermal integration of a metal hydride storage unit and a PEM fuel cell stack, *Int. J. Hyd. Energy*, 34 (2009), 6730-6739.
- [5] A. Chaise, P. de Rango, Ph. Marty, D. Fruchart, S. Miraglia, R. Olivès, S. Garrier, Enhancement of hydrogen sorption in magnesium hydride using expanded graphite, *Int. J. Hyd. Energy*, 34 (2009), 8589-8596.
- [6] S. Garrier, A. Chaise, P. de Rango, Ph. Marty, B. Delhomme, D. Fruchart, S. Miraglia, MgH₂ intermediate scale tank tests under various experimental conditions, *Int. J. Hyd. Energy*, 36 (2011), 9719-9726.
- [7] S. Garrier, Conception et simulation d'un réservoir d'hydrure de magnésium avec récupération de la chaleur de réaction à l'aide d'un matériau à changement de phase, Thèse de l'Université de Grenoble, 2011.
- [8] www.topsoefuelcell.com

Remerciements

Les auteurs remercient la European Commission DG Research (SES6-2006-518271/ NESSHY) et le Cluster Energie Rhones-Alpes pour leur participation au financement de cette étude. Ils remercient également E. Verloop et P. Squillari pour le support technique lors du montage du banc d'essai et du test de couplage.

Optimisation thermique de l'enveloppe de bâtiment en vue de maximiser sa performance énergétique

Didier GOSSARD¹, Mathieu BONTE¹, Bérandère LARTIGUE^{1*}, Françoise THELLIER¹

¹Laboratoire PHASE – Université Paul Sabatier – 118, route de Narbonne, 31062 Toulouse

* (auteur correspondant : berangere.lartigue@univ-tlse3.fr)

Résumé - Cet article propose une méthodologie d'optimisation de l'enveloppe d'un bâtiment du point de vue de la performance énergétique. Des critères permettant d'évaluer la performance énergétique sont définis, comme la consommation énergétique annuelle du bâtiment et le confort thermique des habitants. L'optimisation est réalisée grâce à un couplage entre un réseau de neurones artificiels et un algorithme génétique. Cette méthode est appliquée à une maison individuelle pour 2 climats et permet d'obtenir les propriétés thermophysiques optimales de l'enveloppe dans chaque cas.

Nomenclature

| | | | |
|-----------|-------------------------------------------|-----------------------|---------------------------------------------|
| c | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | t | temps, s |
| k | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ | T | température, $^{\circ}C$ |
| I_{sum} | degré d'inconfort d'été, $^{\circ}C.h$ | T_H | température de confort d'été, $^{\circ}C$ |
| I_{win} | degré d'inconfort d'hiver, $^{\circ}C.h$ | T_{in} | température d'air, $^{\circ}C$ |
| PMV | predicted mean vote, (-) | T_L | température de confort d'hiver, $^{\circ}C$ |
| PPD | predicted percentage of dissatisfied, (-) | | |
| Q_{TOT} | consommation annuelle, $kWh.an^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> | |
| | | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |

1. Notions de performance énergétique

1.1 Introduction

En 2007, le Grenelle de l'Environnement a proposé la mise en œuvre à grande échelle d'un programme de réduction des consommations énergétiques des bâtiments [1]. De ce fait, la maîtrise de l'enveloppe des bâtiments devient primordiale pour réaliser des constructions performantes. Sambou et al. [2] ont réalisé l'optimisation d'une paroi multicouche seule d'un point de vue de sa résistance thermique et de sa capacité thermique. Dans ce travail-ci, nous souhaitons changer d'échelle et mener l'optimisation de l'enveloppe d'un bâtiment. Il convient d'intégrer l'occupant et de savoir si la nature des parois extérieures influe sur son confort.

L'objectif de ce travail est d'optimiser la paroi opaque verticale extérieure d'un bâtiment permettant de le rendre performant d'un point de vue énergétique. Nous allons chercher les propriétés thermophysiques équivalentes du mur extérieur (conductivité thermique k , chaleur spécifique volumique ρc) qui maximisent la performance énergétique. La notion de performance énergétique doit combiner à la fois l'aspect énergétique et le confort de l'occupant. Ainsi, nous devons déterminer des indicateurs appropriés qui traduisent cette notion.

1.2 Revue bibliographique

Une étude d'optimisation a besoin de fonctions-objectifs qu'il faut définir. Ces fonctions-objectifs doivent être minimisées sur l'espace de recherche. Dans le cadre de ce travail, elles doivent caractériser précisément la performance énergétique du bâtiment. Il en existe un certain

nombre qui sont proposés dans la littérature.

Une étude de Zeng et al. [3] propose la caractérisation du confort thermique par le degré d'inconfort en été et en hiver I_{sum} et I_{win} . Ces 2 grandeurs sont définies par :

$$I_{sum} = \int_{année} (T_{in} - T_H) dt \quad \text{avec } T_{in} > T_H \quad (1)$$

$$I_{win} = \int_{année} (T_L - T_{in}) dt \quad \text{avec } T_L > T_{in} \quad (2)$$

avec T_{in} = température d'air intérieure (°C)
 T_H = température de confort d'été (°C)
 T_L = température de confort d'hiver (°C)
 dt = pas de temps = 1 heure

I_{sum} et I_{win} comptabilisent l'accumulation des degrés excédant la température de confort. Compte tenu des définitions, le confort est d'autant plus assuré que I_{sum} et I_{win} tendent vers 0.

Wright et al. [4] réalisent une optimisation qui porte simultanément sur le coût énergétique d'un système HVAC et le minimum du PPD (Predicted Percentage of Dissatisfied). Leur optimisation est effectuée par un algorithme génétique. Magnier et Haghghat [5] cherchent également à optimiser à la fois la consommation énergétique et le confort des occupants. La fonction-objectif qu'ils choisissent pour le confort thermique est basée sur le PMV (Predicted Mean Vote).

Dans la méthodologie d'optimisation que nous proposons, nous allons également utiliser les algorithmes génétiques. De plus, il nous semble indispensable que dans la conception de performance énergétique du bâtiment soient associées sa consommation énergétique et le confort d'été. Ce dernier sera caractérisé par le degré d'inconfort I_{sum} utilisé par Zeng et al. [3].

2 Méthodologie d'optimisation de la performance énergétique

La restriction majeure des algorithmes génétiques, et particulièrement des algorithmes génétiques multiobjectifs, est leur nécessité de centaines voire de milliers d'évaluations pour atteindre une solution optimale. Dans le domaine du bâtiment, où les évaluations sont généralement réalisées par des simulations thermiques dynamiques relativement chronophages (TRNSYS, EnergyPlus, Comfie...), le temps nécessaire à l'optimisation peut s'avérer élevé et devenir rapidement prohibitif.

Une méthode efficace pour réduire considérablement ce temps, est de réaliser une approximation par surface de réponse, comme dans l'étude de Magnier et Haghghat [5]. La surface de réponse est une fonction liant les réponses du système aux variables d'entrée. Ainsi, l'approximation par surface de réponse consiste à substituer à la vraie surface, une surface définie analytiquement, plus facile à optimiser. La détermination de cette surface de réponse s'effectue au moyen d'un réseau de neurones artificiels multicouche.

2.1 Réseau de neurones artificiels

Un réseau de neurones artificiels (RNA) est composé d'éléments simples, des neurones, fonctionnant en parallèle. Son principe a été fortement inspiré par le système nerveux biologique [6]. Les informations d'entrée circulent à travers plusieurs couches de neurones afin de délivrer

au final un signal de sortie. Plus précisément, un RNA est composé d'une couche de neurones d'entrée (variables du système), d'une couche de sortie (réponse approximée) et d'une ou plusieurs couches cachées reliant les couches d'entrée et de sortie. Le fonctionnement du RNA est fortement influencé par la connexion des neurones entre eux (cf. Figure 1).

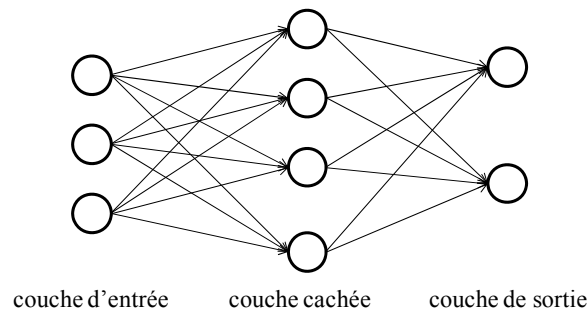


Figure 1: Exemple de RNA

Le RNA doit être entraîné à effectuer une tâche spécifique en ajustant les poids entre les neurones. Cet apprentissage des RNA est réalisé de sorte que, pour une entrée particulière présentée au RNA, corresponde une cible spécifique. Les poids sont ajustés par comparaison entre la réponse du RNA et la cible, jusqu'à ce que la sortie corresponde au mieux à la cible. Ce type d'apprentissage est dit supervisé et nécessite un nombre relativement élevé de paires « entrée/sortie ».

2.2 Algorithmes génétiques NSGA II

Les algorithmes génétiques sont des algorithmes d'optimisation s'appuyant sur des techniques dérivées de la génétique et des mécanismes d'évolution de la nature : au sein d'une population, seuls les individus les mieux adaptés ont une descendance à qui ils transmettent leurs gènes. L'espèce s'améliore ainsi par croisement au fil des générations, et aussi grâce au phénomène de mutation des gènes. Depuis le milieu des années 1990, les algorithmes génétiques ont fait leur preuve dans le domaine de la thermique [7].

Nous avons choisi dans ce travail d'utiliser l'algorithme génétique multiobjectif NSGA II (Non-dominated Sorting Genetic Algorithm) développé par Deb [8]. L'approche NSGA II est basée sur le classement non dominé des individus (notion de dominance de Pareto) et comporte des stratégies élitistes pour conserver les meilleures solutions trouvées au cours de l'exécution de l'algorithme.

2.3 Structure de méthodologie

La méthodologie d'optimisation proposée est schématisée sur la Figure 2. D'abord, un modèle de bâtiment est réalisé sous TRNSYS [9] qui est un logiciel dédié à la simulation thermique dynamique des systèmes. Ensuite, à partir de ce modèle, est générée une base de données qui va servir à l'apprentissage du RNA. Cette base de données est constituée des valeurs des variables d'optimisation, à savoir les propriétés thermophysiques de l'enveloppe (k et ρc) et des deux fonctions-objectifs correspondantes calculées par TRNSYS, c'est-à-dire la consommation énergétique annuelle notée Q_{TOT} et le degré d'inconfort I_{sum} . Elle est obtenue par le logiciel GenOpt [10] qui permet la création des données suffisamment réparties sur l'espace de recherche. Une fois l'entraînement et la validation assurés, le RNA est prêt à effectuer des évaluations rapides des fonctions-objectifs avec une bonne précision, sans dégrader la complexité du modèle. Enfin, NSGA II est couplé avec le RNA afin de réaliser l'optimisation.

En effet, NSGA II fournit des valeurs d'entrée au RNA et le RNA effectue les évaluations dont a besoin le NSGA II.

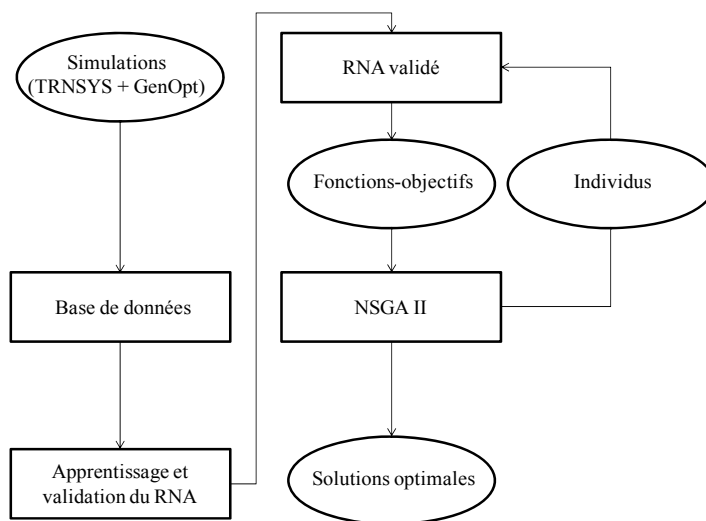


Figure 2: Schéma de la méthodologie d'optimisation

3 Application

Nous allons appliquer la méthodologie développée à un cas de maison individuelle, dite Maison Mozart. Sa modélisation est détaillée plus précisément dans le document [11]. Nous ne donnons ici que les principaux éléments utiles à cette étude. Il s'agit d'une maison de plain-pied d'une surface hors œuvre nette de 112 m². La hauteur du plafond est de 2.3 m. Sur le plan (cf. Figure 3), les murs en noir correspondent aux murs extérieurs.

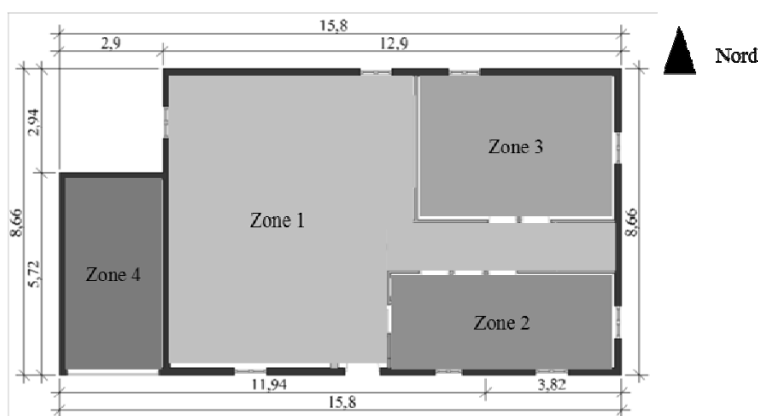


Figure 3 : Plan de la maison Mozart

Les zones thermiques ont été modélisées par secteur d'activité similaire et orientation des pièces. La surventilation nocturne en été est intégrée au modèle : elle est déclenchée la nuit lorsque la température d'air intérieure est supérieure à celle de l'air extérieur.

La paroi extérieure est composée d'une couche massive de 20 cm et d'une couche fixe d'isolant de 8 cm positionnée à l'extérieur (cf. Figure 4). Conformément à notre objectif, ce sont

les propriétés thermophysiques (k , ρc) de la couche massive que l'on cherche à optimiser du point de vue de la consommation énergétique annuelle et du confort d'été. La consommation énergétique annuelle Q_{TOT} est le besoin de chauffage pour maintenir la température de consigne de chauffage (19°C) en hiver. Nous rappelons que l'inconfort d'été est caractérisé par I_{sum} . La température de confort d'été T_H est fixée à 28°C . Ces 2 grandeurs sont calculées par TRNSYS.

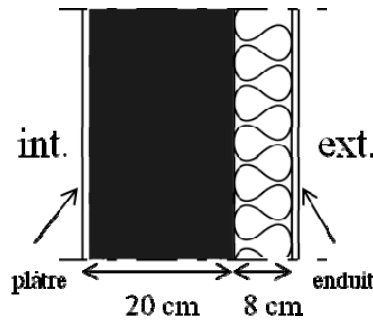


Figure 4: Composition du mur extérieur

Nous allons faire varier k et ρc entre les bornes données par le Tableau 1. Le choix de ces bornes est basé sur l'observation des matériaux usuels de construction. La limite basse de k se justifie par la présence de l'isolant dans la paroi extérieure. Ainsi, la couche massive n'a pas à intégrer la totalité de la fonction isolante de la paroi.

| | k | ρc |
|-----|-------------------|-------------------|
| | $W.m^{-1}.K^{-1}$ | $J.m^{-3}.K^{-1}$ |
| min | 0.05 | 4×10^4 |
| max | 1.75 | 2×10^6 |

Tableau 1 : Gammes de variation de k et ρc

De plus, nous faisons également varier le climat afin de noter son influence sur l'optimisation. Nous optons pour 2 climats : un climat chaud, Nice et un climat froid, Nancy.

3.1 Entraînement et validation du RNA

Le RNA comporte 2 neurones dans la couche d'entrée (k , ρc), 20 neurones dans la couche cachée et 2 neurones dans la couche de sortie (Q_{TOT} , I_{sum}). La phase d'entraînement du RNA nécessite 130 simulations réparties de façon aléatoire par GenOpt. Ces simulations fournissent Q_{TOT} et I_{sum} de maisons Mozart constituées de paroi extérieures différentes. Une fois l'entraînement réalisé, nous vérifions que le RNA concorde bien avec la modélisation de TRNSYS. En se basant sur un échantillon de 10 combinaisons de paramètres d'entrée, nous obtenons un écart relatif moyen entre la valeur de Q_{TOT} du RNA et de TRNSYS de 1.2 %. Pour I_{sum} , l'écart relatif moyen est de 4.6 %. Nous en concluons que notre RNA est validé et qu'il est donc prêt à être couplé à l'algorithme génétique NSGA II.

3.2 Optimisations et résultats

Une étude de sensibilité numérique a été réalisée au préalable pour déterminer les paramètres de l'algorithme génétique NSGA II. Les individus sont les différentes parois

extérieures caractérisées par leurs propriétés thermophysiques k et ρc , nous en avons choisi 50. Il est nécessaire de suivre l'évolution de l'algorithme sur 300 générations pour atteindre la solution optimale convergée.

Les figures 5 et 6 présentent les résultats de l'optimisation pour le climat de Nancy et Nice.

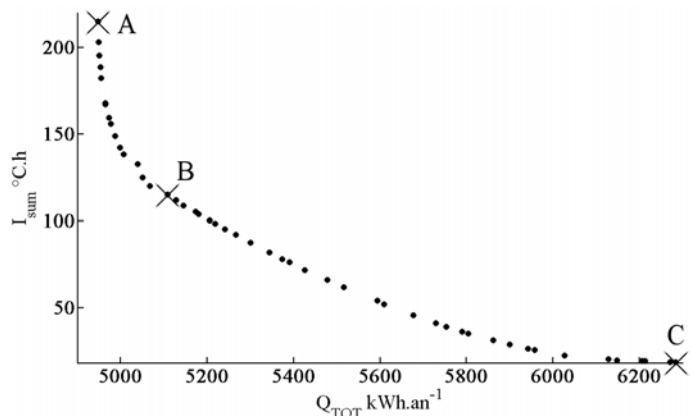


Figure 5 : I_{sum} en fonction de Q_{TOT} (Nancy)

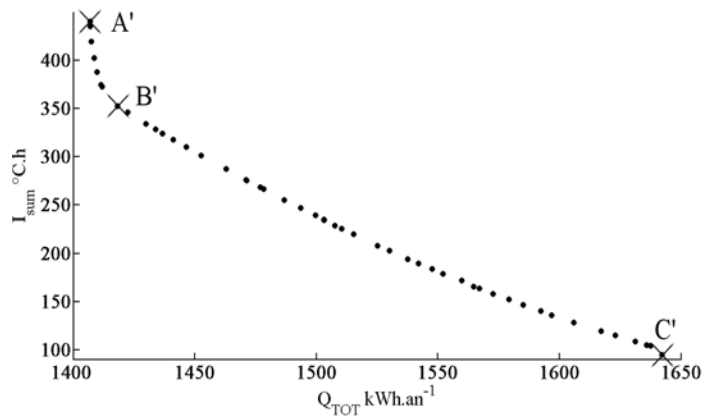


Figure 6 : I_{sum} en fonction de Q_{TOT} (Nice)

Nous constatons que les fronts de Pareto obtenus sont bien étalés. De plus, pour les 2 climats, ils ont un comportement similaire, même si les valeurs sont très différentes. Nous constatons également 2 zones distinctes : une zone délimitée par les points A et B pour Nancy (respectivement, A' et B' pour Nice) et une zone entre B et C (respectivement, B' et C').

La 1^{ère} zone (de A à B et de A' à B') correspond à une brusque croissance de I_{sum} pour les plus faibles valeurs de Q_{TOT} . En effet, ce sont les parois extérieures les plus isolées (valeurs minimales de k) qui sont les solutions optimales et de fait, le confort d'été est nettement dégradé, car la chaleur ne peut suffisamment être évacuée à l'extérieur. De plus, nous observons que, dans cette zone, la variation de ρc a une influence négligeable sur Q_{TOT} .

| | | k $W.m^{-1}.K^{-1}$ | ρc $J.m^{-3}.K^{-1}$ | Q_{TOT} $kWh.an^{-1}$ | I_{sum} $^{\circ}C.h$ |
|-------|----|--------------------------|-------------------------------|----------------------------|----------------------------|
| Nancy | A | 0.05 | 940.2 | 4948 | 215 |
| | B | 0.05 | 1676.6 | 5039 | 133 |
| | C | 1.75 | 2000.0 | 6285 | 18 |
| Nice | A' | 0.05 | 893.0 | 1414 | 440 |
| | B' | 0.05 | 1987.2 | 1445 | 346 |
| | C' | 1.75 | 2000.0 | 1885 | 95 |

Tableau 2 : Valeurs associées aux points A, B, C, A', B' et C'

La 2^{ème} zone (de B à C et de B' à C') est beaucoup plus large et est quasiment linéaire. Nous constatons que ρc est globalement constant pour toutes les solutions de cette zone et est fixé à sa valeur maximale, $2000 \text{ kJ.m}^{-3}.K^{-1}$.

Beaucoup de solutions optimales obtenues ne correspondent pas à des matériaux existants : les valeurs de k sont plus élevées pour les matériaux réels. Si nous désirons des solutions plus réalistes, il faudrait réaliser l'optimisation avec une base de données de matériaux usuels de

construction.

4 Conclusion

Ce travail propose une méthodologie d'optimisation de l'enveloppe d'un bâtiment du point de vue de sa performance énergétique. Cette méthodologie nécessite en amont une recherche précise de la caractérisation des critères de performance énergétique. Afin de réduire le temps de calcul sans ôter la complexité du problème, un réseau de neurones artificiels a été élaboré : il doit être au préalable entraîné et validé. Son rôle consiste à fournir des évaluations précises et rapides des fonctions-objectifs à un algorithme génétique de type NSGA II.

Cette méthodologie est testée pour une maison individuelle où il s'agit de trouver les propriétés thermophysiques optimales de la paroi extérieure qui minimisent à la fois Q_{TOT} et I_{sum} pour Nancy et Nice.

Références

- [1] *Le Grenelle Environnement*, <http://www.legrenelle-environnement.fr/>.
- [2] V. Sambou, B. Lartigue, F. Monchoux, M. Adj, « Thermal optimization of multilayered walls using genetic algorithms. », *Energy and Buildings*, vol. 41, n°10, p. 1031-1036, 2009.
- [3] R. Zeng, X. Wang, H. Di, F. Jiang, Y. Zhang, « New concepts and approach for developing energy efficient buildings: Ideal specific heat for building internal thermal mass », *Energy and Buildings*, vol. 43, n°5, p. 1081-1090, 2011.
- [4] J. A. Wright, H. A. Loosemore, R. Farmani, « Optimization of building thermal design and control by multi-criterion genetic algorithm », *Energy and Buildings*, vol. 34, n°9, p. 959-972, 2002.
- [5] L. Magnier, F. Haghghat, « Multiobjective optimization of building design using TRNSYS simulations, genetic algorithm, and Artificial Neural Network », *Building and Environment*, vol. 45, n°3, p. 739-746, 2010.
- [6] W. S. McCulloch et W. Pitts, « A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity », *The Bulletin of Mathematical Biophysics*, vol. 5, n° 4, p. 115-133, déc. 1943.
- [7] L. Gosselin, M. Tye-Gingras, et F. Mathieu-Potvin, « Review of utilization of genetic algorithms in heat transfer problems », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, n° 9-10, p. 2169–2188, 2009.
- [8] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan, « A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II », *IEEE Transactions on Evolutionary Computation* 6 (2) (2002) 182–197.
- [9] « TRNSYS 16 - A TRaNsient SYstem Simulation Program - Manual ». Solar Energy Laboratory, University of Wisconsin, 2004.
- [10] M. Wetter, « Generic Optimization Program User Manual Version 3.0 », 2009.
- [11] CSTB, « Inertie thermique des logements et confort d'été : Etude de sensibilité ».

Étude expérimentale et numérique des caractéristiques thermiques d'une paroi multicouche de béton de chanvre

Thibaut COLINART¹, Thomas PIERRE¹, Patrick GLOUANNEC¹

¹ Laboratoire d'Ingénierie des MATériaux de Bretagne (LIMATB) - EA4250

Université de Bretagne-Sud, Université Européenne de Bretagne

Rue de Saint Maudé, BP 92 116, 56 321 Lorient Cedex

* (auteur correspondant : thibaut.colinart@univ-ubs.fr)

Résumé – Le béton de chanvre est un matériau de construction bio-sourcé destiné à assurer une fonction d'isolation et apporter une inertie thermique à l'enveloppe du bâtiment compte tenu de ses bonnes propriétés thermiques. Dans la pratique, des enduits à base chaux sont appliqués de part et d'autre du béton de chanvre formant ainsi une paroi composite multicouche de cinq matériaux. Dans cette étude, la réponse expérimentale en température d'une telle paroi est mesurée et comparée à des résultats numériques fournis par un modèle thermique pour lequel une attention particulière est portée sur la détermination des propriétés thermiques effectives.

Nomenclature

| | | | |
|----------|----------------------------------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------------------------|
| a | diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$ | S | surface d'échange, m^2 |
| c_p | Capacité thermique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ | T | température, $^{\circ}C$ |
| d | diamètre du fil, m | t | temps, s |
| e | épaisseur, m | <i>Symboles grecs</i> | |
| h | coefficient de convection, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ | λ | conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ |
| HR | humidité relative, - | ρ | masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$ |
| H | largeur de l'échantillon, m | ϕ | puissance thermique, W |
| L | longueur du fil/ruban, m | <i>Indices et exposants</i> | |
| l | largeur du ruban, m | <i>int</i> | intérieur |
| R_{th} | résistance de contact thermique, $K \cdot W^{-1}$ | <i>ext</i> | extérieur |

1. Introduction

Le béton de chanvre est un matériau composite bio-sourcé obtenu en mélangeant un liant à base de chaux, des particules de chanvre et de l'eau. Du fait d'une Analyse de Cycle de Vie (ACV) positive [1], ce matériau présente un potentiel pour contribuer à la construction de bâtiment respectant des labellisations de type Haute Qualité Environnementale (HQE) [2]. Compte tenu de ses faibles propriétés mécaniques, mais de ses bonnes propriétés thermiques [3], le béton de chanvre est actuellement utilisé dans la construction comme matériau de remplissage en association avec une structure en bois, offrant ainsi une isolation répartie [4]. Cependant, pour assurer un développement plus large des éco-matériaux, il reste encore de nombreux points de blocage à lever, notamment tout ce qui concerne les interactions entre l'enveloppe du bâtiment et les ambiances intérieures et extérieures.

Dans cette perspective, Maalouf *et al.* [5] ont appréhendé numériquement le comportement hygrothermique d'une paroi en chanvre soumise à une excitation sinusoïdale de température. D'après cette étude, les écarts entre les résultats d'un modèle thermique et ceux d'un modèle hygrothermique considérant les transferts de masse et les changements de phase associés semblent faibles, à condition d'imposer correctement les conditions initiales. En revanche,

une analyse de sensibilité indique l'importance de la conductivité et de la capacité thermique sur le déphasage et l'amplitude de la réponse thermique au niveau de la surface intérieure. De manière analogue, Evrard [6] a étudié à l'aide du logiciel WUFI® la réponse de parois multicouches soumises à diverses sollicitations thermiques et/ou hydriques. Toutefois, ces deux études n'ont pu être validées au regard de données expérimentales qui font globalement défaut dans la littérature, à l'exception du travail de thèse de Samri [7]. Ce dernier a développé un dispositif expérimental permettant d'appréhender le comportement hygrothermique de parois de béton de chanvre de 1 m² (en présence ou non d'enduits) en régime statique et cyclique. En parallèle, des modèles thermiques et hygrothermiques ont été développés. Dans le cas particulier du modèle thermique, Samri trouve des différences entre les résultats numériques et expérimentaux qu'il attribue aux changements de phase se produisant dans le matériau, sans étayer ses résultats d'une étude de sensibilité.

En complément à ces travaux, l'objectif de cette communication est d'étudier expérimentalement et numériquement la réponse à un échelon de température d'une paroi composite multicouche. Sur le volet expérimental, une expérience sur le comportement thermique et hydrique d'une paroi de béton de chanvre de 7 m² (sans et avec enduits) est réalisée dans une enceinte bi-climatique. Grâce à une instrumentation adaptée, un suivi *in situ* des réponses en température et en humidité relative est réalisé en différents points de la paroi. Conjointement, des simulations numériques sont réalisées à l'aide d'un modèle thermique pour lequel la conductivité et la diffusivité thermiques sont mesurées dans des conditions ambiantes fixées ($T = 23$ °C et $HR = 50$ %) au moyen de différentes techniques de mesure *ex situ* (fil chaud, ruban chaud, plaque chaude gardée).

2. Présentation de la paroi multicouche en béton de chanvre

2.1. Dispositif expérimental en enceinte bi-climatique

Dans le cadre du projet ANR BETONCHANVRE, un dispositif d'essai en enceinte bi-climatique a été mis en place au sein du laboratoire, dans lequel une paroi en béton de chanvre a été construite par projection [8]. Cette paroi, de 7 m² de surface, de 36 cm d'épaisseur et de composition « Mur » définie par les industriels, est associée à une ossature bois afin de correspondre au plus près des méthodes de construction actuelles. Après environ deux ans d'expérimentations sur la paroi non enduite (béton de chanvre seul), des enduits de dégrossi et de finition de 1 à 2 cm d'épaisseur ont été appliqués sur les faces intérieure et extérieure de la paroi. Respectant les pratiques en cours, l'enduit de finition intérieur est un mélange chaux/chanvre, alors que les trois autres enduits sont des mélanges chaux/sable.

Pour caractériser son comportement hygrothermique et évaluer l'impact des enduits, cette paroi est instrumentée en différents points (cf. Figure 1). Les évolutions de la température T et l'humidité relative HR au sein du béton de chanvre et des enduits sont fournies par des thermohygromètres de type Sensirion SHT-75. Leur petite taille (\varnothing 6 mm) permet une implantation relativement peu intrusive. De plus, sur la gamme de T et de HR considérée, la précision « constructeur » est de $\pm 0,3$ °C et ± 2 % HR avec un temps de réponse de quelques dizaines de secondes. En complément des thermohygromètres, des thermocouples de type K ont été implantés dans la paroi, notamment à proximité de l'ossature bois et en surface. Enfin, les températures T et humidités relatives HR des deux chambres sont contrôlées indépendamment et mesurées par des thermohygromètres positionnés au centre des chambres.

Au final, ce dispositif expérimental permet d'étudier la réponse thermohydrrique de la paroi à diverses variations des conditions ambiantes de part et d'autre de la paroi.

2.2. Modèle thermique de paroi associé à l'expérience

Le béton de chanvre et les enduits sont des matériaux poreux, hétérogènes, anisotropes et hygroscopiques [9]. Cette dernière caractéristique suppose notamment la coexistence de phases vapeur et liquide avec la phase solide. Toutefois, les transferts de masse ne sont pas pris en compte dans cette étude. Au final, le modèle thermique développé s'appuie sur une approche macroscopique pour laquelle on va considérer les milieux comme homogènes et continus en première approximation. Enfin, en retenant une hypothèse de transferts monodimensionnels, l'équation de la chaleur dans chaque élément de la paroi s'écrit :

$$\rho_i c_{pi} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \lambda_i \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \quad (1)$$

où ρ_i est la masse volumique apparente, c_{pi} la capacité calorifique effective, λ_i la conductivité thermique effective du matériau i .

Un contact parfait est supposé entre les différentes couches impliquant une continuité des températures et des flux thermiques. Aux limites intérieure et extérieure, des conditions de convection sont imposées :

$$-\lambda_i \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = h_{int} (T_{int} - T) \quad (2)$$

$$-\lambda_i \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = h_{ext} (T - T_{ext}) \quad (3)$$

où h_{int} (resp. h_{ext}) et T_{int} (resp. T_{ext}) sont les coefficients de transfert de chaleur par convection et les températures mesurées dans l'enceinte intérieure (resp. extérieure). Les conditions initiales de température sont celles relevées en différents points de la paroi à l'instant $t = 0$ et extrapolées sur toute son épaisseur. Les simulations sont réalisées à l'aide de COMSOL Multiphysics[®].

3. Détermination des propriétés thermiques

La conductivité λ et la diffusivité a ($a = \lambda/\rho c_p$) sont déterminées sur des mêmes échantillons par trois approches différentes : le fil chaud, le ruban chaud et {la plaque chaude gardée + la microcalorimétrie}.

Les techniques du fil chaud et du ruban chaud sont deux techniques pseudo-transitoires pour lesquelles les modes opératoires expérimentaux sont sensiblement similaires : un élément chauffant (un fil ou un ruban résistif) est positionné entre deux échantillons identiques et initialement isothermes. Un échelon de puissance thermique ϕ est dissipé par effet Joule, engendrant ainsi un échauffement local des échantillons. L'élévation de la température $T_{exp}(0,0,t)$ au centre du fil / du ruban est mesurée et enregistrée au cours du temps à l'aide d'un thermocouple de type K. Dans le cas particulier du ruban, celui-ci est recouvert d'une fine couche d'aluminium pour assurer une bonne homogénéité de la température en surface de l'élément chauffant. En parallèle, le développement de modèles analytiques fonctions de la conductivité λ et la diffusivité a permet de prédire l'évolution de la température au centre des éléments chauffants.

Pour le problème classique du fil chaud et en retenant l'hypothèse d'un milieu cylindrique semi-infini ($r \rightarrow \infty$), l'évolution de la température au niveau du fil et aux temps longs est donnée par [9-10] :

$$T(0,0,t) \approx \frac{\phi}{4\pi\lambda L} \ln(t) + \phi \left[R_{th} - \frac{\ln\left(\frac{d}{2\sqrt{a}}\right)}{2\pi\lambda L} + \frac{\gamma}{4\pi\lambda L} \right] \quad (4)$$

avec $\gamma = 0,57721$ la constante d'Euler, d le diamètre du fil, L la longueur du fil et R_{th} la résistance de contact entre le fil et l'échantillon.

Le problème 2D transitoire du ruban chaud a été mis en équation dans un repère cartésien par Jannot [10], en retenant également l'hypothèse d'un milieu semi-infini ($x \rightarrow \infty$ et $y \rightarrow \infty$). Le ruban de capacité $m_r c_r$ délivre un flux ϕ à travers sa surface S dissipé dans l'échantillon de conductivité λ et de diffusivité a . Entre les deux éléments est considérée une résistance de contact R_{th} . Le formalisme des quadripôles thermiques [11] modélise complètement ce système passif et permet d'aboutir à la transformée de Laplace de la température $\theta(\alpha_n, 0, p)$ [12] suivante :

$$\theta(\alpha_n, 0, p) = \frac{1 + \lambda R_{th} S q_n}{m_r c_r p (1 + \lambda R_{th} S q_n) + \lambda S q_n} \frac{\sin(\alpha_n l)}{\alpha_n} \frac{\phi}{p} \text{ avec } q_n^2 = \frac{p}{a} + \alpha_n^2 \quad (5)$$

où $\alpha_n = (n + 1/2)\pi / H$, H est la largeur de l'échantillon, p est la variable de Laplace. Deux transformations inverses de $\theta(\alpha_n, 0, p)$ (5) permettent alors de revenir à l'évolution temporelle de la température $T(0,0,t)$ au centre du ruban.

Que ce soit pour le fil chaud ou le ruban chaud, l'estimation des propriétés thermophysiques (λ et a) est obtenue par une méthode des moindres-carrés couplée à un algorithme de type Levenberg-Marquardt en minimisant l'écart quadratique entre les températures expérimentales $T_{exp}(0,0,t)$ et théoriques $T(0,0,t)$ obtenues à partir des équations (4) et (5).

Contrairement aux deux techniques précédentes, la plaque chaude gardée est une méthode de mesure stationnaire. Expérimentalement, une différence de température ($T_c - T_f$) est imposée aux bornes de l'échantillon de surface S et d'épaisseur e et le flux dissipé ϕ est mesuré. La conductivité thermique se déduit de la relation :

$$\lambda = \frac{\phi}{S} \frac{e}{(T_c - T_f)} \quad (6)$$

En complément, une mesure microcalorimétrique de la capacité c_p est réalisée sur plusieurs échantillons du produit fini, permettant ainsi d'obtenir une valeur de la diffusivité a .

4. Résultats et discussion

Les propriétés thermophysiques de chaque matériau sont recensées dans le Tableau 1. Globalement, on constate que les matériaux massifs que sont les enduits chaux/sable, possèdent une conductivité et une diffusivité plus élevées que les agro-matériaux à base de chanvre (enduit de finition intérieur et béton de chanvre). Dans le cas particulier du béton de chanvre, deux échantillons ont été testés compte tenu de son anisotropie [9] : un premier (noté « para ») pour lequel les particules de chanvre sont plutôt parallèles au flux thermique et un second (noté « perp ») où elles sont perpendiculaires. Logiquement, ce second échantillon possède des valeurs de conductivité plus faibles que le premier.

Concernant les techniques de mesure, on observe que les valeurs fournies par le fil chaud sont légèrement plus importantes que celles relevées par les autres techniques. L'incertitude de mesure est évaluée à environ 5 % pour chacune des techniques.

| Propriétés thermophysiques | Unité | Enduit de finition intérieur | Enduit de dégrossi intérieur | Béton de chanvre (perp) | Béton de chanvre (para) | Enduit de dégrossi extérieur | Enduit de finition extérieur |
|----------------------------|------------------------------------------------|------------------------------|------------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------------|------------------------------|
| ρ | $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ | 990 | 1660 | 440 | 440 | 1590 | 1600 |
| λ (fil chaud) | $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ | 0,27 | | 0,13 | 0,18 | | |
| λ (ruban chaud) | | 0,206 | 0,53 | 0,12 | 0,17 | 0,31 | 0,32 |
| λ (plaque chaude) | | 0,225 | 0,58 | 0,1 | 0,13 | 0,39 | 0,39 |
| a (fil chaud) | $10^{-7} \text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ | 6,55 | 5,49 | 2,87 | 1,87 | 6,63 | 11,1 |
| a (ruban chaud) | | 4,2 | 5,125 | 2,21 | 2,55 | 5,06 | 4,17 |
| a (plaque chaude) | | 2,41 | 4,31 | 2 | 2,5 | 3,03 | 2,94 |

Tableau 1 : Conductivités et diffusivités thermiques estimées par différentes techniques ($T = 23 \text{ }^\circ\text{C}$, $HR = 50 \%$).

Pour juger de leur validité, ces propriétés thermiques sont utilisées pour prédire numériquement la réponse à un échelon de température imposé dans l'enceinte extérieure et la comparer aux données expérimentales. Le protocole expérimental est le suivant : la paroi est initialement conditionnée à $23 \text{ }^\circ\text{C} / 50 \%$ HR jusqu'à stabilisation des températures et humidités relatives en son sein, puis la consigne de température est portée à $32 \text{ }^\circ\text{C}$ tout en maintenant l'humidité relative ou la pression de vapeur constante. À titre d'exemple, la Figure 1 présente les évolutions de T et HR dans les enceintes intérieure et extérieure pour les expériences réalisées sur une paroi sans et avec enduits. On constate une bonne stabilité et reproductibilité de ces consignes qui sont pourtant appliquées à quelques mois d'intervalle. Ce sont ces consignes qui sont imposées comme conditions limites du modèle thermique.

Avant d'appréhender le comportement dynamique de la paroi, une première analyse est effectuée en régime stationnaire en utilisant les conductivités mesurées par la plaque chaude gardée. Sur la Figure 2a sont présentés les profils expérimentaux et simulés de température dans le béton de chanvre seul obtenus dix jours après le changement de consigne. On observe une bonne concordance entre les résultats lorsque les coefficients de convection intérieure h_{int} et extérieure h_{ext} sont respectivement égaux à 4 et 3 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Ces valeurs sont consistantes avec celles fournies par le calcul de h en convection naturelle pour une paroi verticale [13].

Ces coefficients de convection sont utilisés pour simuler le profil de température au 10^{ème} jour dans la paroi avec les enduits. Les résultats numériques sont comparés avec l'expérience sur la Figure 2b. Globalement, le modèle thermique tend à surestimer les températures dans la paroi avec enduits. De plus, on observe que les températures mesurées dans les enduits côté intérieur (dégrossi et finition) sont inférieures à la température ambiante, indiquant l'existence d'un phénomène endothermique au niveau de cette interface. L'examen des mesures des thermohygromètres indique que l'humidité relative se maintient autour de 50 % dans la paroi et qu'un gradient de pression de vapeur existe sur toute l'épaisseur du béton de chanvre, comme le montre la Figure 3. Les enduits de finition intérieurs possédant une première famille de pores autour de $0,075 \text{ }\mu\text{m}$ [3], taille pour laquelle la condensation capillaire se produit lorsque $HR < 50 \%$ [7], de l'eau existe sous forme liquide. De plus, la loi de Fick indique que le gradient de pression de vapeur est responsable d'un transfert d'humidité de l'extérieur vers l'intérieur, notamment des enduits coté intérieur vers l'ambiance intérieure. En conséquence, l'évaporation est vraisemblablement le phénomène qui abaisse la température des enduits intérieurs. En revanche, le nombre de micropores au sein du béton de

chanvre étant plus faible, la quantité d'eau sous forme liquide est très faible pour $HR \approx 50\%$: le transfert d'humidité ne s'accompagne pas de phénomène d'évaporation en surface dans le cas de la paroi sans enduit et le profil de température n'est pas affecté (cf. Figure 2a).

Dans tous les cas, les effets de l'évaporation ne se font pas sentir au centre de la paroi avec enduits. C'est en ce point que sont comparées les réponses expérimentales et simulées de température pour une paroi sans ou avec enduits (cf. Figure 4). Expérimentalement, la présence des enduits ne modifie pas la réponse en température. Celle-ci est fidèlement reproduite par la simulation dans le cas du béton de chanvre seul. En revanche, la prise en compte des enduits implique un léger déphasage de la réponse durant les premières heures et une légère surestimation de la température finale. Ces simulations sont réalisées avec les données obtenues par la plaque chaude gardée et la microcalorimétrie. Une analyse de sensibilité, dont les résultats sont présentés sur la Figure 5a, est menée en utilisant les données estimées par le fil chaud et le ruban chaud. De très faibles différences existent entre les trois simulations. En effet, les propriétés thermiques des enduits présentent certes de grandes disparités, mais les épaisseurs des couches d'enduits sont petites comparées au béton de chanvre pour lequel les propriétés sont quasiment identiques quelle que soit la technique de mesure.

En revanche, il a été montré que les propriétés du béton de chanvre présentent une forte sensibilité à la température et à l'humidité [9], ce qui présente un intérêt pour certaines sollicitations. Par exemple, lorsque l'échelon de température s'accompagne non plus d'un maintien constant de l'humidité relative, mais de la pression de vapeur, on annule tout transfert de vapeur dans la paroi et on observe des gradients d'humidité relative et de température. La Figure 5b présente la réponse en température pour ce cas, qui diffère du cas de référence. En revanche, on constate également qu'un modèle thermique simple avec des propriétés constantes ne permet pas de reproduire fidèlement ce comportement.

5. Conclusion

Cette communication présente les résultats d'une expérience menée sur une paroi multicouche instrumentée en enceinte bi-climatique. En parallèle, un modèle thermique a été développé et une attention particulière est portée sur la détermination de la conductivité et de la diffusivité thermiques de chaque constituant de la paroi. Les résultats indiquent pour ce problème que la disparité qui peut exister entre les différentes techniques de mesure des propriétés thermiques reste moins importante que la prise en compte des transferts de masse ou de la dépendance à la température et l'humidité relative des propriétés.

Références

- [1] BOUTIN M.P., FLAMIN C., QUINTON S., GOSSE G., *Étude des caractéristiques environnementales du chanvre par l'analyse de son cycle de vie*, Paris, Ministère de l'agriculture et de la pêche (2006).
- [2] HALLYDAY S., *Sustainable construction*, Burlington, MA, Elsevier (2008).
- [3] COLLET F., *Caractérisation hydrique et thermique de matériaux de génie civil à faibles impacts environnementaux*, Thèse de Doctorat, INSA de Rennes (2004).
- [4] Association Construire en Chanvre : <http://www.construction-chanvre.asso.fr/>.
- [5] MAALOUF C., TRAN LE A. D., LACHI M., WURTZ E., MAI T. H., *Effect of moisture transfer on thermal inertia in simple layer walls: Case of a vegetal fibre material*, International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Sciences, 5-1 (2011), 33-47.

- [6] EVRARD A., *Transient hygrothermal behaviour of Lime-Hemp Materials*, Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain (2008).
- [7] SAMRI D., *Analyse physique et caractérisation hygrothermique des matériaux de construction : approche expérimentale et modélisation numérique*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, ENTPE (2008).
- [8] COLINART T., GLOUANNEC P., CHAUVELON P., LE BIDEAU P., COLLET F., LANOS C., *Étude et modélisation du comportement thermo-hydrigue d'une paroi en béton de chanvre*, Conférence IBPSA France (Moret-sur-Loing, 9-10 novembre 2010).
- [9] PIERRE T., COLINART T., *Caractérisation thermo-hydrigue d'agro-matériaux à base de chanvre*, Actes du colloque SFT (Perpignan, 24-27 mai 2011), 979-984.
- [10] JANNOT Y., *Du séchage des produits alimentaires tropicaux à la caractérisation thermophysique des solides*, Habilitation à diriger des recherches, Université de Bordeaux I (2006).
- [11] MAILLET D., ANDRÉ S., BATSALE J.-C., DEGIOVANNI A., MOYNE C., *Thermal quadrupoles – Solving the heat equation through integral transforms*, J. Wiley Editeur, Chichester (2000).
- [12] JANNOT Y., MEUKAM P., *Simplified estimation method for the determination of the thermal effusivity and thermal conductivity using a low cost hot strip*, Meas. Sci. Technol., 15 (2004), 1932-1938.
- [13] PADET J., *Convection thermique et massique – Nombre de Nusselt : partie 1*, Techniques de l'ingénieur, BE 8206 (2005).

Remerciements

Nous remercions la région Bretagne pour le financement de ces travaux.

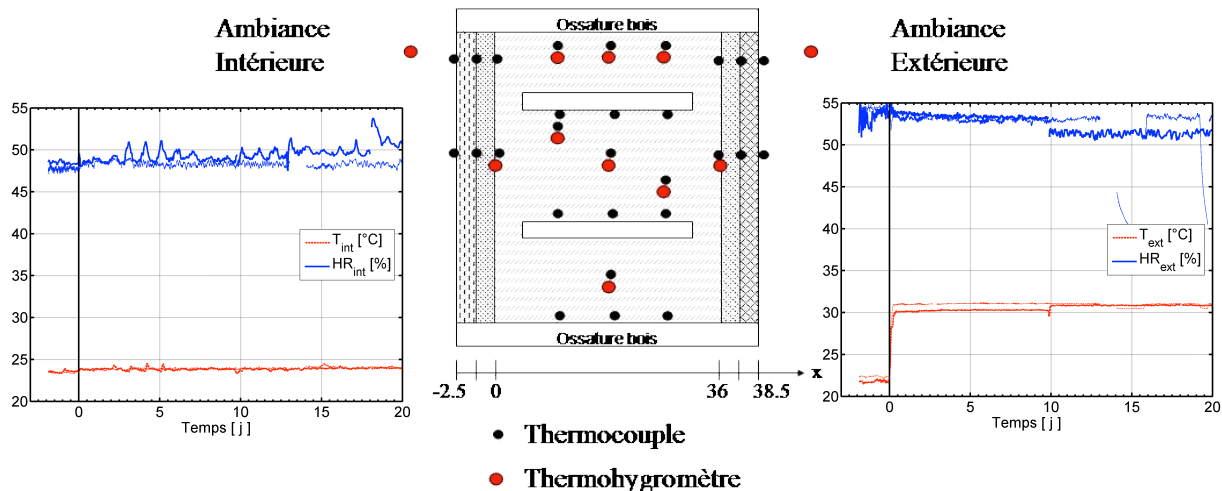


Figure 1 : Localisation de l'instrumentation (vue de dessus) et aperçu des conditions dans les chambres intérieures (consigne inchangée) et extérieures (échelon de température).

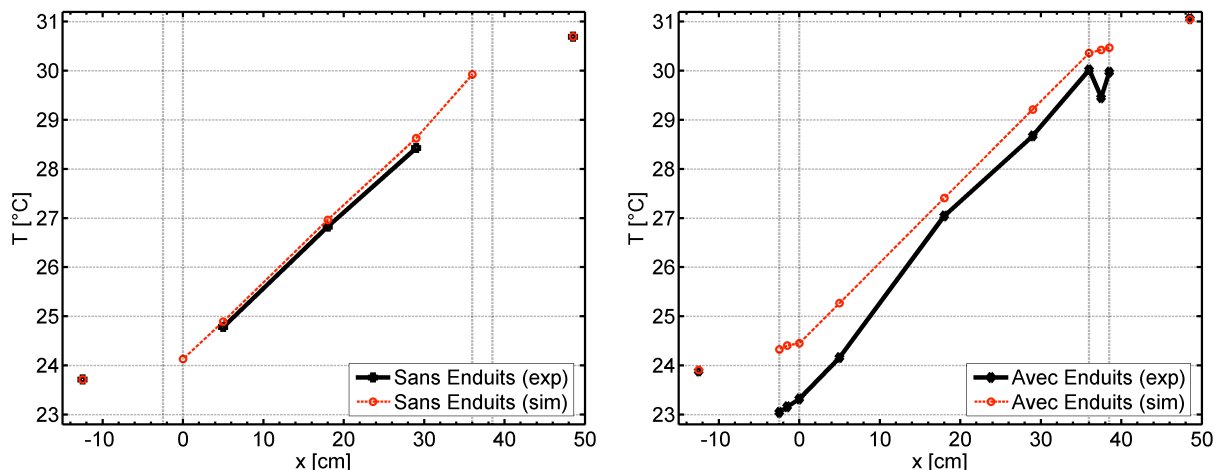


Figure 2 : Profils de température expérimentaux et simulés dans la paroi sans (a) et avec enduits (b) 10 jours après le changement de consigne.

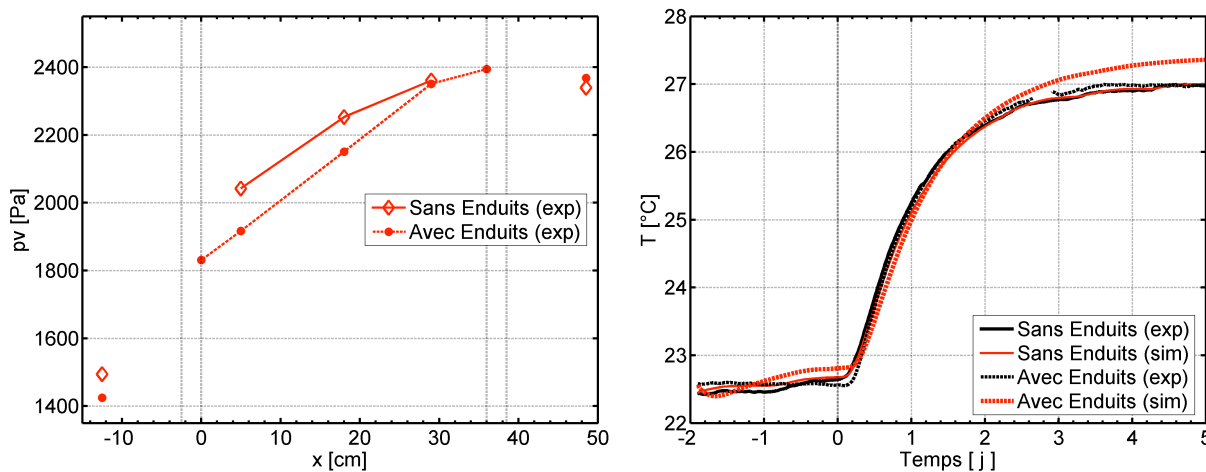


Figure 3 : Profils expérimentaux de pression de vapeur dans la paroi sans et avec enduits.

Figure 4 : Évolutions temporelles expérimentales et simulées des températures au centre de la paroi.

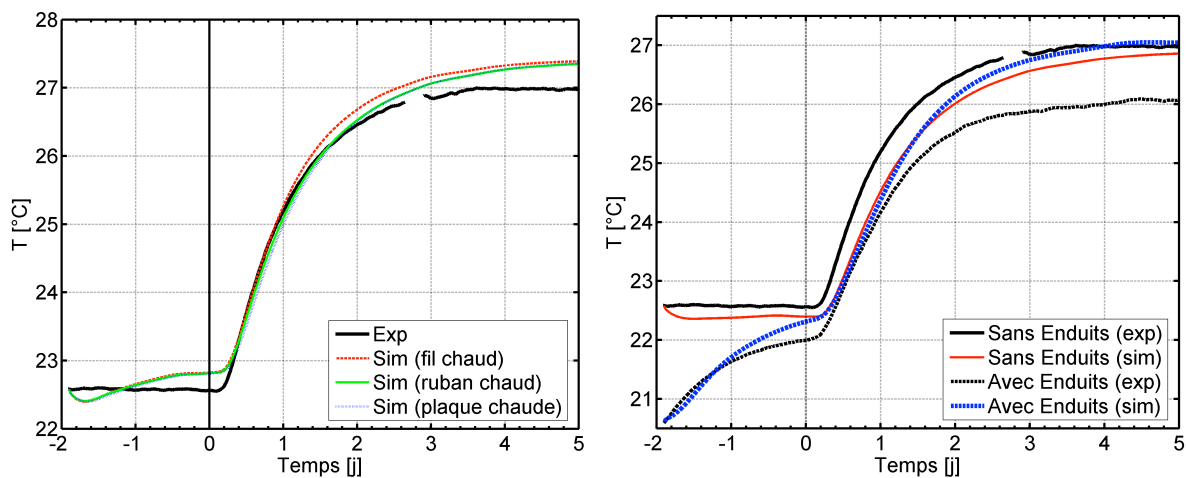


Figure 5 : Évolutions temporelles expérimentales et simulées des températures au centre de la paroi : analyse de sensibilité (a) et impact des conditions opératoires (b).

Analyse expérimentale et modélisation d'un échangeur-stockeur contenant des matériaux à changement de phase

Fabien Rouault^{1*, 2}, Denis Bruneau², Serge Ekomy Ango³, Patrick Sébastian⁴, Jean-Pierre Nadeau⁵, Jérôme Lopez¹

¹Nobatek, Centre de Ressources Technologiques, 64600 Anglet, France.

²Arts et Métiers ParisTech, I2M (UMR 5295), dept. TREFLE, F-33400 Talence, France.

³Institut de recherches technologiques (IRT), B.P.14070 Libreville, Gabon.

⁴Université de Bordeaux, I2M (UMR 5295), dept. IMC, F-33400 Talence, France.

⁵Arts et Métiers ParisTech, I2M, dept. IMC, F-33400 Talence, France.

(Auteur correspondant : frouault@nobatek.com)

Résumé – Un outil de simulation dynamique a été développé afin d'étudier le comportement thermique d'un échangeur-stockeur contenant des matériaux à changement de phase dédié au rafraîchissement de l'air dans le bâtiment. Ce modèle prend en compte le phénomène de fonte par contact induit par la variation de densité entre les phases solide et liquide du MCP. Les résultats expérimentaux sont présentés et analysés afin de dégager le comportement dynamique de l'échangeur-stockeur soumis à un écoulement d'air à vitesse constante et à température d'entrée constante

Nomenclature

| | | | |
|--------------------------|----------------------------------------------------|----------------|-------------------------------------------|
| A | surface d'échange, m^2 | χ | facteur correctif |
| C_p | capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | λ | Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| d | diamètre, m | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| h | coefficient d'échange thermique, $W.m^{-2}.K^{-2}$ | σ | Fraction volumique de MCP fondu |
| H | enthalpie, $J.m^{-3}$ | <i>Indices</i> | |
| Q_v | Débit volumique, $m^3.s^{-1}$ | a | écoulement d'air dans l'échangeur |
| S | section, m^2 | dis | débitante |
| T | température, K | ext | Extérieur de l'échangeur-stockeur |
| t | temps, s | hyd | hydraulique |
| v | vitesse, $m.s^{-1}$ | l | MCP liquide |
| x | coordonnée axiale, m | PCM | Matériau à changement de phase |
| <i>Symboles grecques</i> | | s | MCP solide |
| β | Ratio largeur/ hauteur du tube | w | Paroi tubulaire |

1. Introduction

Le taux d'équipement de climatisation est de 27% dans le secteur tertiaire et de 5% dans le secteur résidentiel. La croissance du marché de la climatisation a été de 9% entre 1996 et 2005[1]. Par conséquent, il est nécessaire de développer des solutions alternatives de confort thermique estival pouvant réduire la consommation énergétique. L'une de ses solutions est le rafraîchissement en utilisant un échangeur-stockeur à base de Matériaux à Changement de Phase (MCP). Ce procédé permet de stocker les apports de chaleur excédentaires d'un bâtiment durant la journée et de relâcher cette chaleur pendant la nuit vers l'extérieur si la température ambiante est inférieure à la température de cristallisation du MCP.

Dutil et al. [2] ont répertorié différentes modélisations et simulations sur les problèmes de changements de phase solide/liquide dans le cadre du stockage thermique par chaleur latente. Les auteurs concluent que la validation des modèles n'est souvent pas assez rigoureuse car les auteurs comparent leurs résultats seulement avec ceux de précédentes publications rédigées par leurs pairs. De plus, la variation des propriétés thermiques des MCP rend la généralisation des différents modèles difficiles.

Dans le cadre du projet universitaire de maison à énergie positive Napevomo (Figure 2), un système de rafraîchissement (Figure 1) composé de quatre caissons constitués d'un faisceau de tubes à section carrée remplis de 2 paraffines différentes avec des températures de changement de phase différentes, a été conçu et intégré dans cette maison [2]. Cette première expérience a permis de mettre évidence le besoin d'optimiser la conception de ce système prenant en compte les variabilités des propriétés thermiques des MCP et les paramètres météorologiques. Pour répondre à ce besoin, un outil de simulation dynamique du comportement d'un échangeur-stockeur a été développé. Le bilan énergétique du MCP est décrit sous une forme enthalpique afin de prendre en compte les propriétés thermiques du MCP via sa fonction enthalpie-température. De plus, Ce modèle monodimensionnel considère la fonte par contact de la phase solide du MCP sur la surface inférieure des tubes induite par la variation de densité entre les phases solide et liquide du MCP. Les premiers résultats numériques sont présentés et comparé aux résultats expérimentaux obtenues dans des conditions de laboratoires.

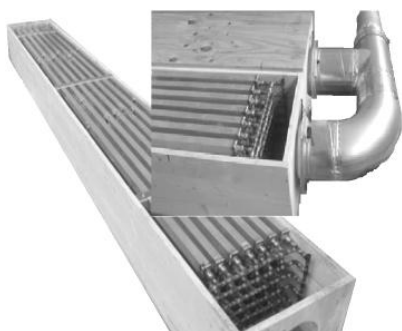
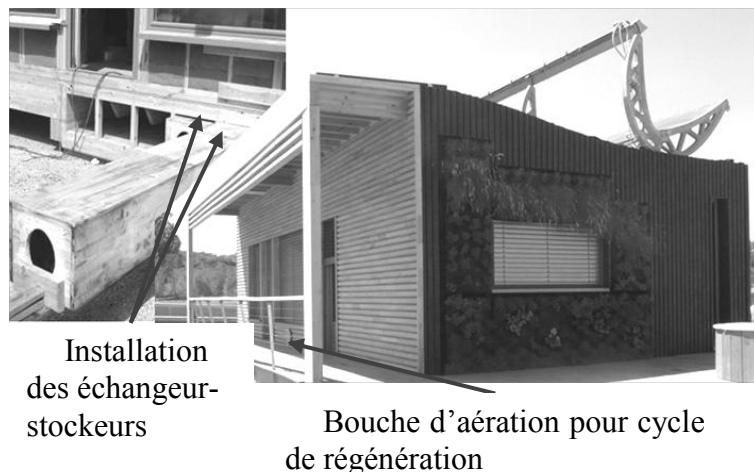


Figure 1 : Photographie des échangeur-stockeur MCP avec le circuit aéraulique



Installation des échangeur-stockeurs

Bouche d'aération pour cycle de régénération

Figure 2 : Photographie de la maison « Napevomo » et des échangeur-stockeurs installés [3]

2. Dispositif et résultats expérimentaux

2.1 Présentation du dispositif expérimental

L'échangeur-stockeur étudié est composé de 42 tubes d'aluminium parallèles (30mm x 40mm x 3440mm) espacés de 25 mm et répartis en quinconce sur 7 rangées (Figure 1). L'air circule globalement parallèlement au faisceau de tubes, des déflecteurs sont cependant fixés le long des tubes afin d'assurer une circulation de l'air répartie et turbulente. Les tubes remplis d'une paraffine commerciale Rubitherm RT28 HC [4] sont interconnectés par un circuit ouvert de tube en cuivre pour libérer les contraintes mécaniques dues à la variation de volume du MCP lors de son changement de phase. Ce réseau de tubes permet également le remplissage des tubes par la paraffine préalablement fondue. Le faisceau de tubes est installé dans un caisson en bois dont la section extérieure est de 300mmx400mm (Figure 1)

Un dispositif expérimental a été réalisé afin d'étudier le comportement de l'échangeur-stockeur dans des conditions de laboratoire (Figure 3). Il est composé de l'échangeur-stockeur, d'un ventilateur à vitesse variable et d'une réserve d'air préchauffé et maintenu à température quasiment constante comprise entre 30°C et 50°C. L'échangeur-stockeur est pré-refroidi par de l'air frais nocturne avant chaque expérience. L'air dont la vitesse débitante (vitesse moyenne dans la conduite entre le ventilateur et l'échangeur-stockeur) varie entre 2 m.s⁻¹ et 6 m.s⁻¹ traverse le dispositif et est rejeté dans la salle d'expérience dans laquelle l'échangeur-stockeur est installé. L'expérience fonctionne jusqu'à ce que la fonte du MCP soit complète.

4 thermocouples de type K mesurent la température de l'air le long de son trajet dans le dispositif : le premier en amont de l'échangeur-stockeur (A₁), les deux suivant (A₂) et (A₃) respectivement à 0.55 m et 1.22 m de l'entrée de l'échangeur stockeur et le dernier en aval du faisceau de tube (A₄). Les températures sont enregistrées avec un pas de temps d'une minute.

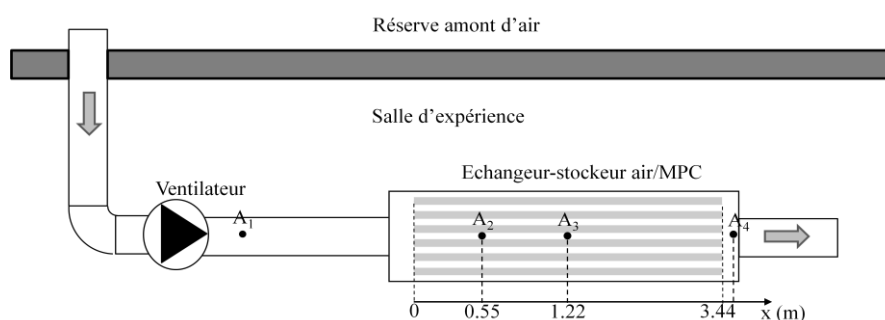


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental; A₁, A₂ A₃ A₄: Thermocouple de type K (mesure de la température de l'air)

2.2 Présentation et analyse succincte des résultats expérimentaux

Les expériences ont été menées pour 5 vitesses d'air débitantes différentes v_a dis dans une conduite de diamètre Ø200mm, présentées dans le Tableau 1. Ces vitesses sont les moyennes des vitesses locales mesurées le long du diamètre de la gaine par un anémomètre à fil chaud. Les vitesses intrinsèques de l'air v_a correspondantes entre les tubes d'aluminium et les débits $Q_{v,a}$ sont présenté en Tableau 1. Afin d'illustrer les résultats expérimentaux, les mesures de température pour une vitesse v_a égale à 2.1 m.s⁻¹ sont présentés en Figure 4. Les résultats ont été tracés avec un pas de temps de 5 min pour améliorer la lisibilité du graphique

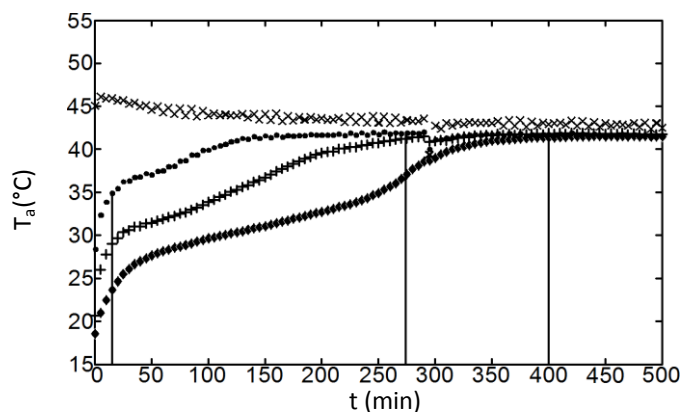


Figure 4 : Température de l'air en fonction du temps (Résultats expérimentaux) pour une vitesse $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$ à A₁ (lettre x); in A₂(points), A₃ (croix) and

in A_4 (losanges)

| $v_{a, dis} (m.s^{-1})$ | $v_a (m.s^{-1})$ | $Q_{v,a} (m^3.h^{-1})$ |
|-------------------------|------------------|------------------------|
| 2.5 | 1.2 | 282 |
| 3.1 | 1.5 | 350 |
| 4.5 | 2.1 | 509 |
| 5.7 | 2.7 | 640 |

Tableau 1 : Vitesse et débits expérimentaux

A partir des résultats expérimentaux présentés en Figure 4, la période de rafraîchissement totale peut être décomposée en quatre phases principales :

- Phase 1 (de 0 à 20 minutes): rafraîchissement de l'air par la chaleur sensible du système. Les températures de l'air à l'intérieur de l'échangeur stockeur (A_2 and A_3) et celle en aval (A_4) résulte de la chaleur sensible des composant solide du système (MCP solide, tubes aluminium et cuivre).
- Phase 2 (de 20 à 270 minutes): Rafraîchissement par chaleur latente. La fonte du MCP est la source principale de rafraîchissement de l'air le long de l'échangeur-stockeur.
- Phase 3 (de 270 à 400 minutes): Rafraîchissement par chaleur sensible du MCP liquide et des composants. La fonte du MCP est complète et la chaleur spécifique des différents matériaux influence la température de l'air le long du système.
- Phase 4 (de 400 à 500 minutes): régime stationnaire. La température de l'air le long du système se stabilise vers une température dépendant seulement de la température d'entrée (air venant de la réserve de préchauffage) et de la température de l'environnement de l'échangeur stockeur (salle d'expérience).

La paraffine RT28 HC utilisée dans le système de rafraîchissement est un produit commercial, sa transition de changement de phase est donc une fonction graduelle de la température. La fonction enthalpie-température a été établie par les propriétés physiques présentées par Rubitherm [4], les résultats expérimentaux [5], [6] et une approche descriptive de ces résultats expérimentaux proposée par [7], [8], [9]

3. Modélisation et résultats numériques

3.1 Approche de modélisation et procédure numérique

Un modèle des transferts de chaleur se produisant dans l'échangeur-stockeur composé de tube à section rectangulaire est proposé dans cette partie. Ce modèle monodimensionnel assure une évaluation précise des échanges de chaleur entre les parois des tubes et du MPC lors de sa fonte. En effet, le ratio β entre la hauteur et la largeur de tubes étant proche de 1 (section quasiment carrée), la fonte par contact de la phase solide et la paroi inférieure de ces tubes agit comme un phénomène prédominant dans les transferts de chaleur [10].

Les équations principales de ce modèle sont transitoires et monodimensionnelles le long de l'axe principal du système, dénoté x , correspondant à la direction longitudinale des tubes et de l'écoulement de l'air. Les transferts thermiques le long de l'axe x dans le MCP sont considérés négligeables. De plus, il est considéré que la température locale du MCP $T_{PCM}(x, t)$ est une fonction réversible de son enthalpie $H_{PCM}(x, t)$. La Figure 5 est un schéma représentant une partie de la section longitudinale d'un tube rempli de MCP. Sur ce schéma, les trois moitiés de passage de l'air sont représentées en blanc, les parois du tube sont hachurées et le MCP solide est gris. De plus, Les variables locales utilisées dans les équations principales sont indiquées.

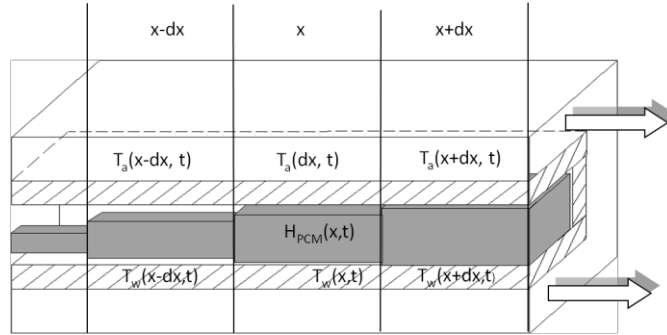


Figure 5 : Schéma représentant la partie d'une section longitudinale d'un tube rempli de MCP (direction du débit d'air : flèche blanche)

Les équations principales de conservation d'énergie du système complet sont décrites dans 3 domaines d'une longueur dx : l'air, les parois tubulaires et le MCP solide et liquide. Ces équations sont les suivantes:

$$\text{Air: } \rho_a v_a S_a C p_a \frac{\partial T_a}{\partial x} + \rho_a C p_a S_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = h_{a-w} \cdot A_{a-w} \cdot (T_w - T_a) + h_{ext-a} \cdot A_{ext-a} \cdot (T_{ext} - T_a), \quad (1)$$

Parois tubulaires :

$$\rho_w C p_w S_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = \lambda_w \cdot S_w \frac{\partial T_w}{\partial x} + h_{a-w} \cdot A_{a-w} \cdot (T_a - T_w) + h_{w-PCM} \cdot A_{w-PCM} \cdot (T_{PCM}(H_{PCM}) - T_w), \quad (2)$$

$$\text{MCP solide et fondu: } S_{PCM} \frac{\partial H_{PCM}}{\partial t} = h_{w-PCM} \cdot A_{w-PCM} \cdot (T_w - T_{PCM}(H_{PCM})). \quad (3)$$

Le modèle présenté est transitoire et 1D. Par conséquent, les variables T_a , T_w and H_{PCM} sont fonction de l'espace suivant x et du temps t . Le coefficient d'échange h_{ext-a} entre l'air circulant dans l'échangeur (convection forcée) et celui à l'extérieur (convection naturelle) prend en compte également en compte la conduction dans l'enveloppe en bois. L'expression du coefficient d'échange convectif entre l'air et les parois tubulaires h_{a-w} est la suivante:

$$h_{a/w}(x) = \frac{Nu_{a-w}(x) \cdot \lambda_a}{d_{hyd}}, \quad (4)$$

Dans lequel le nombre de Nusselt Nu_{a-w} est calculé de la manière suivante :

$$Nu_{a-w}(x) = \chi(x) Nu_{a-w}^{fully\ developed}(x) \text{ avec } \chi(x) = \begin{cases} =k_1 \text{ for } x \in [0; a] \\ =k_2 \text{ for } x \in [a; x(A_d)] \end{cases} \quad (5)$$

$Nu_{aw}^{fully\ developed}$ est obtenu par les corrélations classiques pour l'écoulement d'un fluide dans des conduites non-circulaires [11], [12]. Dans ces équations précédentes, nous avons choisi de pondérer les corrélations du nombre de Nusselt par un facteur correctif $\chi(x)$. Ce facteur est utilisé afin de prendre en compte les effets de bords et les déflecteurs (les corrélations de Nusselt originales sont établies pour des écoulements établis). La valeur des paramètres k_1 , k_2 and a (eq-(5)) sont calibrés sur des résultats expérimentaux.

Le coefficient d'échange entre les parois des tubes et le MCP h_{w-PCM} est calculé suivant les corrélations proposées par Hirata et al. qui ont étudié la fonte par contact du MCP (glace et octadécane) dans un tube horizontal de section rectangulaire chauffé isothermiquement. Par une approche expérimentale, les auteurs mettent évidence que les transferts thermiques entre les parois et le MCP sont principalement induits par de la conduction.

3.2 Résultats numériques et interprétations

Dans cette partie, les simulations ont été menées dans les conditions aux limites et initiales induites par les conditions expérimentales. Un facteur correctif est proposé ci-dessous basé sur la calibration des résultats numériques des températures d'air sur les résultats expérimentaux pour une vitesse $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$.

$$\chi(x) = \begin{cases} = 2 & \text{for } x \in [0; x(A_2)] \\ = 1.5 & \text{for } x \in [x(A_2); x(A_4)] \end{cases} \quad (6)$$

Les figures 6, 7 et 8 montrent l'évolution des températures de l'air T_a , des parois tubulaires T_w and du MCP T_{PCM} aux points de A_1 , A_2 , A_3 and A_4 du système. La Figure 9 montre les fractions de MCP fondu σ en fonction du temps en A_2 , A_3 and A_4 ainsi que la fraction totale de fondu.

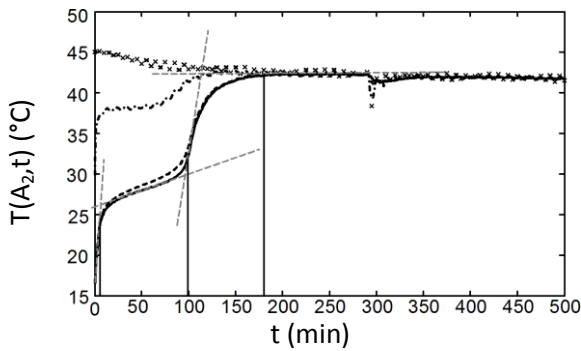


Figure 6 : Températures calculées en fonction du temps au points A_1 pour l'air (lettre x) et A_2 pour l'air (trait-point), tubes (trait) et PCM (continu), $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$

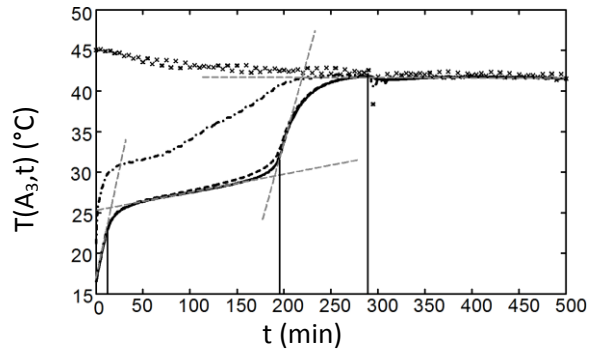


Figure 7 : Températures calculées en fonction du temps au points A_1 pour l'air (lettre x) et A_2 pour l'air (trait-point), tubes (trait) et PCM (continu), $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$

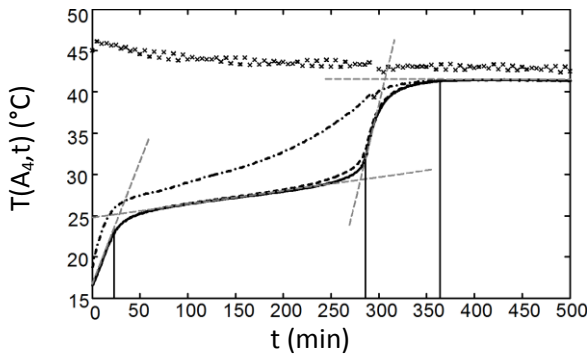


Figure 8 : Températures calculées en fonction du temps au points A_1 pour l'air (lettre x) et A_2 pour l'air (trait-point), tubes (trait) et PCM (continu), $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$

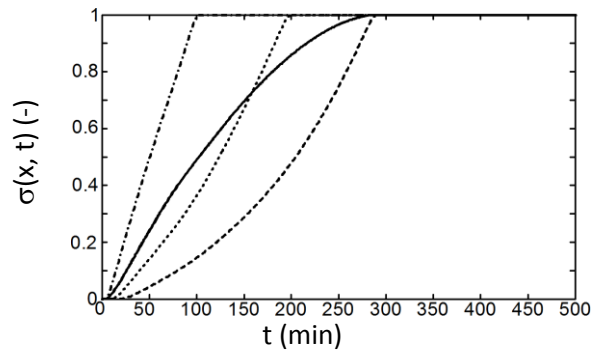


Figure 9 : Fraction volumique de MCP fondu ($\sigma(x, t)$) en fonction du temps au points A_2 (trait-point), A_3 (point), A_4 (trait) et la fraction totale (continu), $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$

Sur Les figures 6, 7, et 8, l'évolution des températures peut-être décomposée en 4 phases équivalentes à celle présentée dans le paragraphe 2.2. Pour chaque phase, une droite (en pointillé gris) est tracée sur la courbe de température du MCP afin de démarquer chaque phase des autres. De plus, l'évolution des fractions de fondus en Figure 9 confirme ces constatations. Par exemple, en se basant sur la Figure 8, les phases d'état du système au point (A_4) sont les suivantes :

- Phase 1 (de 0 à 20 min): chaleur sensible du MCP solide. Il est considéré que l'allure de la courbe est de la forme exponentielle (du type $T(A_4,t) \propto 1-\exp[-t/\tau]$) dont la température finale est 41.3°C (température d'équilibre du système en phase 4). Par conséquent, la

tangente à $t=0$ est tracée et la constant de temps τ_s est égale $t=81$ min. Sur la Figure 9, La fraction de fondu est égale à 0 en A_4 durant cette phase

- Phase 2 (de 20 to 290 min): la fonte du MCP en A_4 commence à $t=20$ min (cf. Figure 9), significativement en-dessous de τ_s . La transition entre les phases 1 et 2 est donc démarquée par la séparation entre la courbe de température et sa tangente tracée en Figure 8. Pendant cette phase, la température évolue linéairement de 80 à 230 min. La transition entre les phases 2 et 3 est ensuite initiée jusqu'à ce que le MCP est complètement fondu à $t=290$ min ($\sigma=1$ sur la Figure 9). Cette fin de transition est marquée par un point d'inflexion sur la courbe de température du MCP en Figure 8.
- Phase 3 (de $t= 290$ à 360 min): chaleur sensible de MCP liquide. L'allure de la courbe est de forme exponentielle dont la limite est 41.3°C et la constante de temps τ_l est 14 minutes. La température du MCP est considéré stabilisée $5. \tau_l$, c'est-à-dire 70 min après le début de la phase.
- Phase 4 (de $t= 360$ à 500 min): Régime stationnaire. Le système a atteint son état d'équilibre entre l'entrée et l'emplacement A_4 .

Bien que les différents phases des états consécutifs du MCP peut-être établie de façon claire en chaque point du système, il est difficile de définir une analyse globale du système plus précise que celle réalisée dans le paragraphe 2.2. Ceci est principalement dû à l'important décalage des différentes phases entre l'entrée et la sortie de l'échangeur-stockeur. En effet, il y a une différence de 180 minutes entre la fin de la phase 3 en A_2 et en A_4 alors que le système atteint son équilibre final à $t=350$ min. Cependant la Figure 9 donne une information globale sur le début de la fonte du MCP définie à $\sigma_{\text{total}} = 0.01$: 08 min (20 min dans l'analyse expérimentale) et la fin de la fonte définie à $\sigma_{\text{total}} = 0.99$: 270 min (270 min dans l'analyse expérimentale).

La Figure 10 montre une comparaison des températures d'air en A_1 , A_2 , A_3 et A_4 entre les résultats expérimentaux et numériques pour une vitesse intrinsèque d'air v_a de 2.1 m.s^{-1} . Les températures en A_1 sont communes à la simulation et à l'expérience car elles font parties des conditions aux limites imposées dans le modèle. Une erreur de $\pm 10\%$ est estimée sur la mesures des vitesses d'air. Les barres d'erreurs représentent les limites l'influence de cette incertitude sur les résultats numériques.

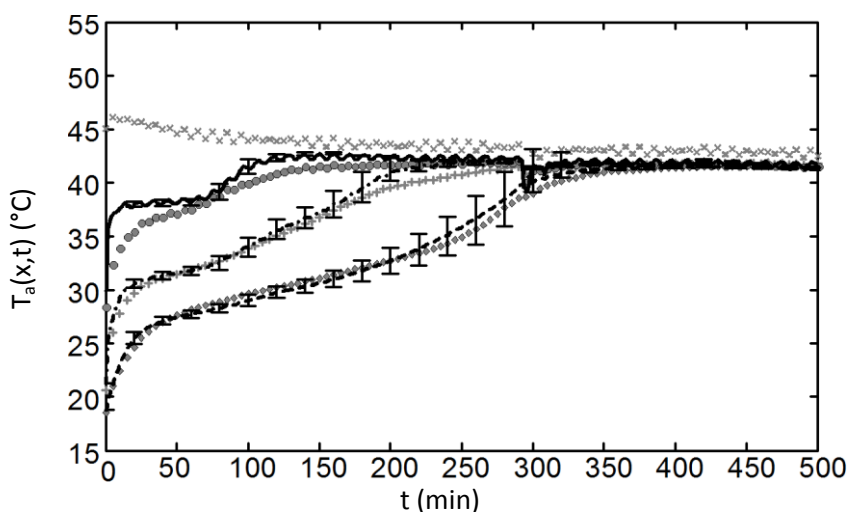


Figure 10 : Températures de l'air en fonction du temps pour les résultats expérimentaux en A_1 (x), A_2 (points), A_3 (croix) et A_4 (losanges) et numériques en A_1 (x), A_2 (continu), A_3 (trait-point) et A_4 (trait s) $v_a=2.1 \text{ m.s}^{-1}$

Les résultats numériques coïncident globalement avec les résultats expérimentaux. Cependant, un écart entre les températures expérimentales et numériques en A_2 est notable. En effet, la phase 2 (fonte du MCP) en A_2 est plus marquée dans la simulation que lors de l'expérience, c'est-à-dire que la fonte du MCP influence plus la température de l'air dans la simulation. Il a été supposé dans le modèle que la fonte de MCP par contact a lieu dans toute la longueur des tubes alors qu'en pratique en début de fonte la carotte de MCP solide est maintenue au centre du tube par le MCP non fondu dans le reste des tubes ce qui freine le transfert thermique.

4. Conclusion

Un outil de simulation dynamique d'un échangeur-stockeur à faisceau de tubes rectangulaires entre de l'air et un matériau à changement de phase a été développé. Cette démarche a permis de mettre en évidence le comportement de fonte du MCP dans les tubes et ainsi d'en conclure que le phénomène de la fonte par contact est non négligeable dans ce type de configuration. Ce phénomène permet d'obtenir un bon coefficient d'échange entre le MCP solide et la paroi tubulaire inférieure et donc de compenser la faible conductivité du MCP.

Afin de corriger et valider le modèle numérique, il est nécessaire de réduire les incertitudes de mesure et de modélisation. Pour cela, de nouvelles mesures seront réalisées en disposant des thermocouples à la surface des tubes aluminium et une caractérisation par calorimétrie différentielle du matériau à changement de phase sera faite.

Références

- [1] *Energy Efficiency and certification of central air conditioners- study for the D.G. Transportation-Energy (DGTREN) of the commission of the E.U.*, vol. 1. 2003.
- [2] Y. Dutil, D. R. Rousse, N. B. Salah, et S. Lassue, « A review on phase-change materials: Mathematical modeling and simulations », *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2010.
- [3] S. Vega Sanchez, *Solar Decathlon 2010: Toward Energy Efficient Buildings*. 10Action Project, Intelligent Energy Europe Program.
- [4] RubiTherm GmbH, « RT - data sheets », *www.rubitherm.com*, 2011. [Online]. Available: www.rubitherm.com. [Accessed: 07-oct-2011].
- [5] S. Ekomy Ango, D. Bruneau, P. Sebastian, et A. Sommer, « Caractérisation expérimentale des performances d'un échangeur à faisceau tubulaire air/MCP », in *Proceedings of SFT 2011 Congress*, Perpignan, France, 2011, vol. 2, p. 1005-1011.
- [6] S. B. Ekomy Ango, « Contribution au stockage d'énergie thermique en bâtiment: développement d'un système actif à matériaux à changement de phase », Ph.D thesis, Arts et Métiers ParisTech, Talence, France, 2011.
- [7] J.-L. Dauvergne et E. Del Barrio, « A Spectral Method for Low-Dimensional Description of Melting/Solidification Within Shape-Stabilized Phase-Change Materials », *Numerical Heat Transfer Part B: Fundamentals*, vol. 56, n° 2, p. 142-166, 2009.
- [8] J.-L. Dauvergne et E. Palomo del Barrio, « Toward a simulation-free pod approach for low-dimensional description of phase-change problems », *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 49, n° 8, p. 1369-1382, août 2010.
- [9] E. P. del Barrio et J.-L. Dauvergne, « A non-parametric method for estimating enthalpy-temperature functions of shape-stabilized phase change materials », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, n° 5-6, p. 1268-1277, 2011.
- [10] T. Hirata, Y. Makino, et Y. Kaneko, « Analysis of close-contact melting for octadecane and ice inside isothermally heated horizontal rectangular capsule », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, n° 12, p. 3097-3106, déc. 1991.
- [11] F. P. Incropera et D. P. De Witt, « Fundamentals of heat and mass transfer », 1985.
- [12] R. K. Shah, W. Aung, et S. Kakaç, *Handbook of single-phase convective heat transfer*. John Wiley & Sons, 1987.

Incertitudes sur la prévision des performances énergétiques d'un logement à très basse consommation.

Clara SPITZ^{1&2*}, Laurent MORA³, Étienne WURTZ², Arnaud JAY²

¹ LOCIE, UMR CNRS, INES-RDI, Université de Savoie, 73377 Le Bourget du Lac

² LEB CEA INES, 50, Av du lac Léman, 73377 Le Bourget du Lac

³ I2M-TREFLE, UMR CNRS, Université de Bordeaux, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence

* (auteur correspondant : clara.spitz@univ-savoie.fr)

Résumé - Dans ces travaux afin d'évaluer et de hiérarchiser les incertitudes sur les résultats des simulations en phase de conception, une méthodologie a été mise en place qui consiste en trois étapes : une analyse de sensibilité locale, une analyse d'incertitude et une analyse de sensibilité globale. Cette méthodologie a été appliquée à un bâtiment de la plateforme expérimentale INCAS.

1. Introduction

Aujourd'hui l'utilisation de la simulation numérique des bâtiments permet d'obtenir une prédiction de la consommation énergétique. Ces simulations numériques mettent en jeu un grand nombre de paramètres sujets à de nombreuses incertitudes. Ces incertitudes peuvent être dues soit à une mauvaise connaissance du paramètre d'entrée soit à une mauvaise prise en compte du phénomène physique. Or ces incertitudes peuvent jouer un rôle non négligeable sur la prédiction finale et donc sur le processus de décision.

Dans ces travaux, nous avons modélisé une maison à faible consommation d'énergie de la plateforme INCAS située à l'INES au Bourget du Lac et grâce à l'instrumentation mise en place sur le site, une comparaison entre l'expérimentation et la prévision a pu être effectuée. Une méthodologie a été proposée permettant d'identifier les paramètres de conception les plus influents sur la performance énergétique d'un bâtiment et de rendre compte des effets de l'incertitude associée à ces paramètres sur cette même performance. On montrera qu'un jeu réduit de paramètres a une influence prédominante (vis à vis des autres paramètres) et les analyses de sensibilité permettent de les identifier. Une meilleure connaissance des paramètres influents permettra une meilleure prédiction. Une analyse d'incertitude permet de caractériser la réponse d'un modèle dans un intervalle de confiance connaissant à priori l'incertitude des paramètres d'entrées.

2. Cadre d'étude

2.1. Description du bâtiment

Dans cette étude nous avons considéré le bâtiment expérimental de type « double mur parpaing » situé sur la plateforme INCAS au Bourget du Lac (73) [1], [2]. Ce bâtiment est actuellement en cours d'expérimentation avec plus de 200 capteurs suivant son évolution énergétique au cours du temps.

C'est un bâtiment à très haute efficacité énergétique. Il est caractérisé par une grande surface de vitrage au Sud permettant la pénétration du rayonnement solaire durant la période

hivernale tandis qu'en été des protections solaires (fixes et mobiles) évitent la surchauffe. Les infiltrations d'air et ponts thermiques structurels ont été limités au maximum. Les épaisseurs d'isolant varient de 20 cm pour les parois verticales à 40 cm pour le plancher haut. Une ventilation mécanique double flux permet le renouvellement d'air du bâtiment.

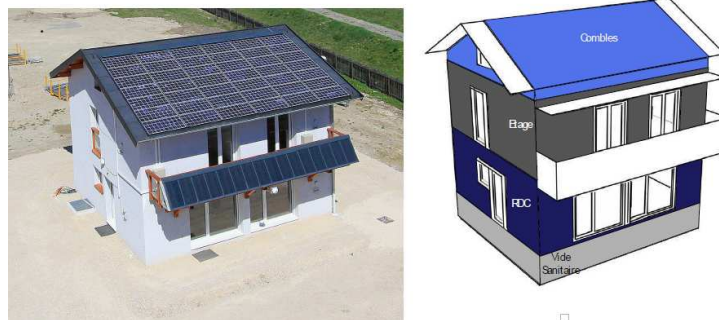


Figure 1 : Maison expérimentale I-DM, photo et modèle numérique

2.2. Scénario et résultat de mesure

La période étudiée est le mois de février 2011. Le scénario est présenté sur la figure 2. Durant 9 jours du 5 au 14 février, le débit de ventilation et la consigne de chauffage ont été diminués et les volets fermés toute la journée, c'est une période appelé par la suite hors gel.

Les mesures de la maison I-DM pour le mois de février sont présentées sur la figure 3. De nombreux capteurs mesurent la température d'air dans la maison à chaque niveau et on a observé des disparités entre les capteurs. Sur la figure 3, un seul capteur représentatif du niveau est représenté pour éviter de surcharger la figure.

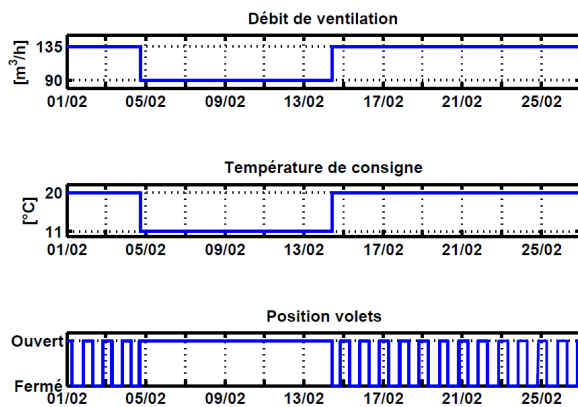


Figure 2 : Scénario du mois de février

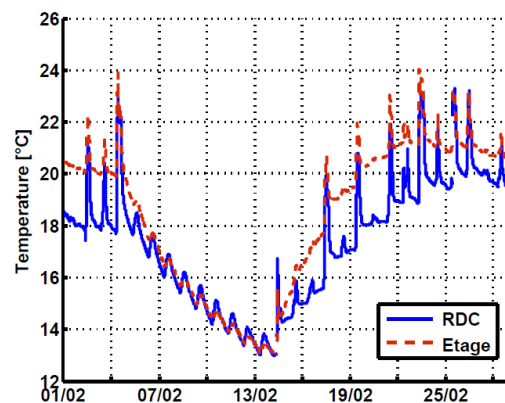


Figure 3 : Température RDC et étage maison I-DM pour le mois de février 2011

3. Simulation

3.1. Description du modèle thermique du bâtiment et conditions extérieures

Les simulations ont été effectuées avec l'outil EnergyPlus version 6 [3]. C'est un outil de simulation dynamique permettant de prévoir le comportement énergétique de bâtiments. Le modèle retenu est composé de 4 zones : le vide sanitaire, le rez de chaussé, le premier étage et les combles. Le système énergétique de la maison a été modélisé : il est composé d'un échangeur, d'une résistance électrique de 1150W et de 2 ventilateurs : l'un pour l'extraction et

l'autre pour l'insufflation. La répartition des débits injectés entre le RDC et l'étage peut être modulée. Nous avons forcé un transfert d'air entre le RDC et l'étage. Les débits dans la maison doivent être équilibrés, c'est à dire conservation des débits massiques en entrée et en sortie. Il n'y a pas de système de refroidissement. La consigne de chauffage est régulée par la zone du RDC.

Le fichier météo utilisé est un fichier de mesure du site d'INES. Le pas de temps de la simulation est de 1 minute. Le temps d'une simulation pour le mois de février 2011 dure un peu plus d'une minute avec un processeur Intel Core avec une fréquence de 1.73GHz et 3.24Go de RAM. La simulation commence le 28 janvier et se fini le 28 février.

3.2. Comparaison mesure/simulation

La période étudiée pour la comparaison s'est limitée du 5 au 25 février 2011 pour ne pas surcharger les figures. Dans la simulation, on obtient une seule température d'air par zone. Pour la mesure pour représenter correctement la température d'air à tout point de chaque niveau et pour tenir compte des différentes incertitudes dues aux capteurs mais aussi aux différences de températures mesurées dans les différentes pièces, on a considéré qu'une plage d'incertitude de +/- 1°C sur le capteur représentatif de chaque niveau représentait correctement la température d'air. Les figures 4 et 5 présentent la comparaison de la température d'air du RDC et de l'étage entre la simulation et la plage d'incertitude de la mesure. La figure 6 présente le résidu des températures d'air du RDC et de l'étage. Le résidu est

$$r(t) = y_{mesure}(t) - y_{simulation}(t) \quad (1)$$

De plus sur la figure 6 du résidu une plage d'incertitude de +/- 1°C a été considérée permettant d'observer la bonne cohérence des résultats de simulation avec la plage d'incertitude de la mesure. La figure 7 présente les conditions météorologiques.

La prédiction de la température d'air du RDC est en grande partie comprise dans la bande d'incertitude de la mesure. Pour la température d'air de l'étage, les résultats de simulation sont rarement compris dans la plage d'incertitude de la mesure. Sur les résidus, on observe des pics de température en cours de journée.

Les écarts entre les mesures et la simulation sont importants, mais il est impossible de connaître à ce stade les paramètres influençant le plus les sorties du modèle pour améliorer le modèle numérique. Des incertitudes de mesures ont été prises en compte mais aucune incertitude n'a été considérée dans les résultats de simulation. De nombreuses interrogations subsistent : les incertitudes de la simulation recourent-elles les incertitudes de mesures ? Quels sont les paramètres ayant le plus d'influence sur les résultats de simulation ? Quels sont les paramètres ayant peu voir pas d'influence sur les résultats de simulation ? Comment améliorer les résultats de la prévision ? C'est à toutes ces questions que l'on va tenter de répondre maintenant.

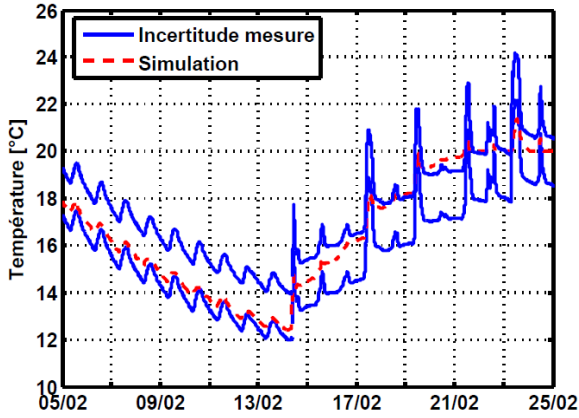


Figure 4 : comparaison mesure/simulation température d'air du RDC

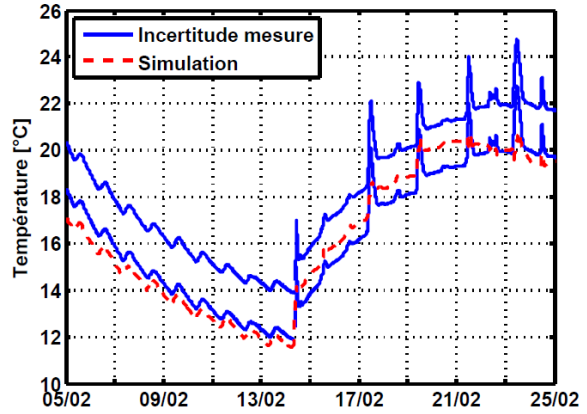


Figure 5 : comparaison mesure/simulation température d'air de l'étage

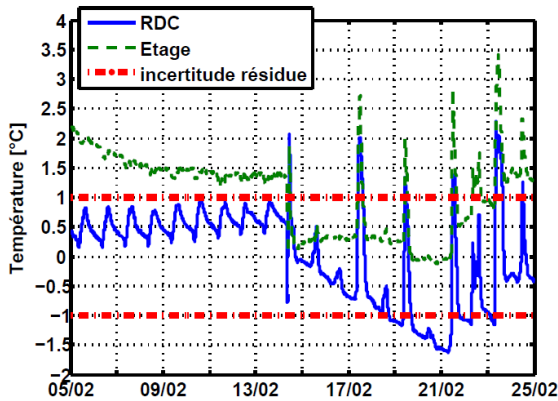


Figure 6 : Résidu pour les températures d'air RDC et étage

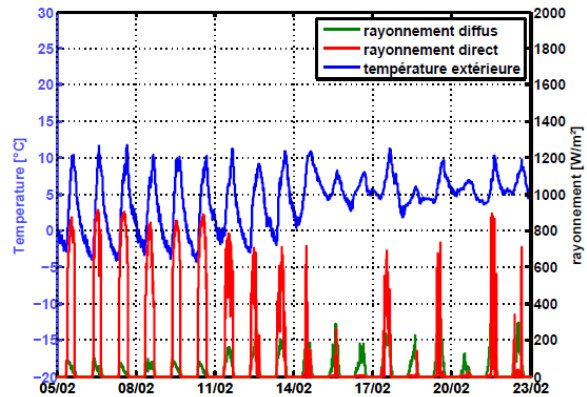


Figure 7 : Conditions météorologiques

4. Analyse de sensibilité

4.1. Définition des analyses de sensibilité

Les analyses de sensibilité sont des méthodes permettant d'observer la contribution des paramètres d'entrées d'un modèle à la variation des sorties du modèle. Ce sont des méthodes très importantes dans des travaux d'élaboration de modèle (numérique ou non), dans l'interprétation de leurs résultats et dans le cadre de la validation du modèle. L'analyse de sensibilité est une discipline à part entière de la statistique.

Il existe différentes méthodes d'analyse de sensibilité. T.A. Mara (2008) [4] et A. Saltelli (2008) [5] en dressent un large aperçu. Dans ces travaux, on utilisera trois méthodes : l'analyse de sensibilité locale, l'analyse d'incertitude et l'analyse de sensibilité globale.

4.2. L'analyse de sensibilité locale et paramètres étudiés

L'analyse de sensibilité locale permet avec un grand jeu de paramètres et un faible nombre de simulations d'obtenir une information qualitative sur les paramètres influençant le plus la sortie du modèle. Le principe est de faire varier individuellement chaque facteur au voisinage de sa valeur nominale afin de déterminer un indice de sensibilité réduit $S_i(t)$ de la sortie du modèle y vis à vis du $i^{\text{ème}}$ paramètre X_i défini par :

$$S_i(t) = X_i \frac{\partial y_k(t)}{\partial X_i} \quad (1)$$

139 paramètres ont été considérés dans l'analyse de sensibilité. Ces paramètres représentent les propriétés physiques des matériaux opaques (conductivité thermique, épaisseur, chaleur spécifique, masse volumique, émissivité...), des matériaux translucides (propriétés physiques des volets, des vitrages), les débits de ventilation, les gains internes, l'infiltration, les coefficients d'échange convectifs.

4.3. Résultats

Les indices de sensibilité réduits des 139 paramètres vis à vis de la température d'air au RDC et à l'étage ont été calculés par différence finie. La figure 8 présente les paramètres les plus influents pour la température d'air du RDC classés par ordre croissant. Seuls les paramètres les plus influents ont été représentés sur la figure 8. Les résultats de l'étage ne sont pas représentés mais les paramètres influents sont identiques entre les niveaux. Sur 139 paramètres, nous avons dégagé moins de 20 paramètres ayant une réelle influence sur la température d'air de l'étage.

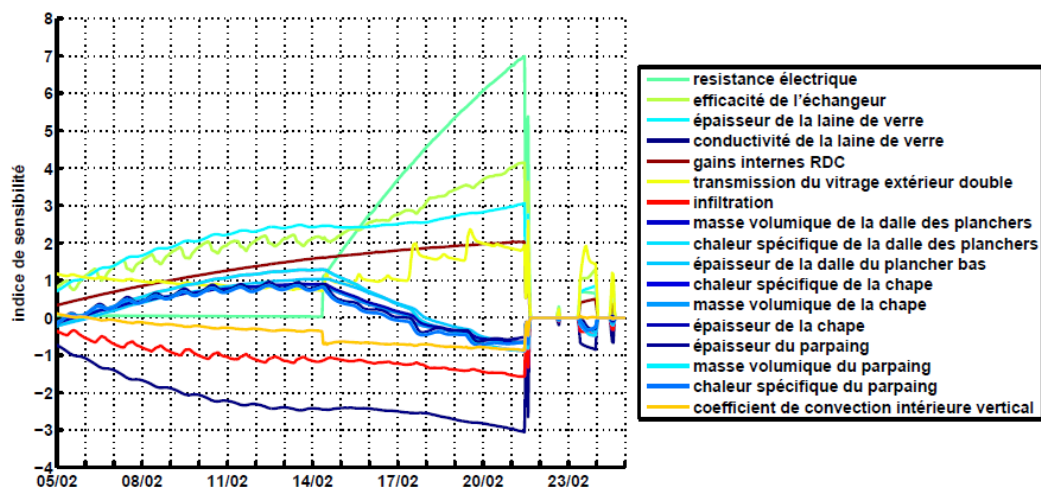


Figure 8 : Valeur des indices de sensibilité pour la température d'air du RDC

Les indices de sensibilité de la résistance électrique et la transmission du vitrage extérieur double augmentent à partir du 14 février, jour où la température de consigne est augmentée et les volets sont ouverts durant la journée. Pour l'indice de sensibilité de la transmission du vitrage extérieur double, l'augmentation de sa valeur dépend du rayonnement solaire. S'il y a du rayonnement solaire comme pour le 17 et 19 février l'indice de sensibilité augmente durant la journée.

La conductivité et l'épaisseur de la laine de verre sont des paramètres influents. La valeur de leur indice de sensibilité augmente continuellement jusqu'au 21 février. Les gains internes sont un paramètre influent comme le débit d'infiltration. Pour observer l'effet de ces paramètres sur la température d'air du RDC et l'étage, une étude d'incertitude a été menée.

5. Analyse d'incertitude

Une comparaison entre la simulation et la mesure tout en tenant compte des différentes incertitudes a pu être effectuée. A l'aide de l'analyse de sensibilité locale sur les résultats de la température d'air du RDC, 10 paramètres considérés comme influents ont été sélectionnés.

Les paramètres sont : la puissance de la résistance électrique, l'efficacité de l'échangeur, l'épaisseur de la laine de verre, la conductivité de la laine de verre, les gains internes du RDC, la transmission du vitrage extérieur, le débit d'infiltration, l'épaisseur de la dalle, l'épaisseur du parpaing, le coefficient de convection intérieure verticale.

La masse volumique et la chaleur spécifique de la dalle des planchers n'ont pas été considérées tout comme les paramètres relatifs à l'inertie de la chape. Le fait de ne pas considérer certains paramètres permet de réduire le nombre de paramètres et aussi d'éviter les corrélations entre les paramètres.

Le tableau 1 représente les valeurs des 10 paramètres considérés dans l'analyse d'incertitude et les plages de variation des paramètres. 2000 simulations ont été effectuées.

| | Paramètres | Valeur du paramètre | Distribution | Incertitude |
|----|--------------------------------|---------------------|--------------|-------------|
| 1 | Résistance électrique | 1150W | uniforme | +/-5% |
| 2 | efficacité échangeur | 0.9 | uniforme | +/-10% |
| 3 | épaisseur laine de verre | 0.2m | uniforme | +/-10% |
| 4 | conductivité laine de verre | 0.035W/(m.K) | uniforme | +/-5% |
| 5 | gains internes RDC | 180W | uniforme | +/- 10% |
| 6 | transmission vitrage extérieur | 0.842 | uniforme | +/-5% |
| 7 | débit d'infiltration | 0.115V/h | uniforme | +/-10% |
| 8 | épaisseur de la dalle | 0.16m | normale | +/-10% |
| 9 | épaisseur du parpaing | 0.15m | normale | +/-10% |
| 10 | Infiltration | 3.08W/(m².K) | uniforme | +/-10% |

Tableau 1 : Valeur de l'incertitude des paramètres

Les figures 9 et 10 représentent les résultats de l'analyse d'incertitude pour la température d'air du RDC et de l'étage pour 2000 simulations du 5 au 24 février 2011. Sur la même figure est représentée la plage d'incertitude de la mesure de la température d'air du RDC et de l'étage. En tenant compte des plages d'incertitude de la mesure et de la simulation, pour le cas de la température d'air du RDC, il y a constamment recouvrement entre les résultats de mesure et de simulation. Pour le cas de l'étage, avant le 14 février il n'y a aucun recouvrement entre la modélisation et l'expérimentation et après le 14 février la plage d'incertitude de la simulation est en partie comprise dans la plage d'incertitude de la mesure. Le modèle numérique représente donc correctement le RDC de la maison I-DM en considérant les incertitudes mais ce n'est pas le cas pour l'étage.

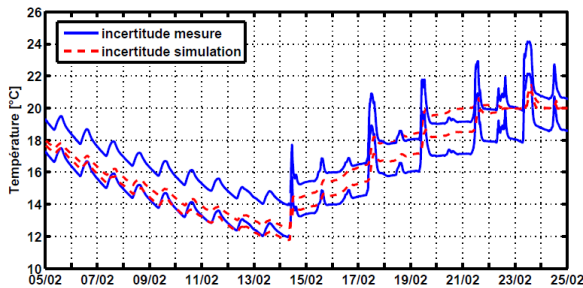


Figure 9 : Comparaison entre mesure et simulation pour la température du RDC en tenant compte des incertitudes

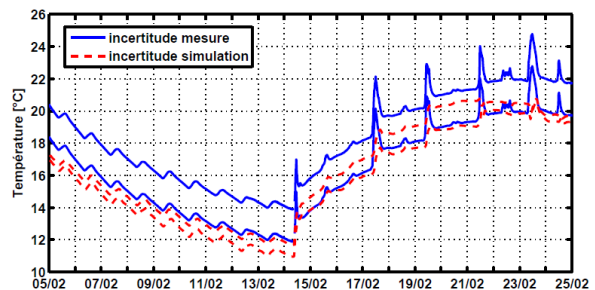


Figure 10 : Comparaison entre mesure et simulation pour la température de l'étage en tenant compte des incertitudes

L'analyse d'incertitude a permis de définir une plage d'incertitude pour les résultats de modélisation de la température d'air du RDC et de l'étage du 5 au 25 février 2011 en

considérant les 10 paramètres les plus influents sur cette période mais cette étude ne permet pas de connaître l'effet de l'incertitude des paramètres sur la température d'air de la maison I-DM c'est pourquoi l'analyse de sensibilité globale est utilisée.

6. Analyse de sensibilité globale

Les analyses de sensibilité globale consistent à quantifier l'influence des paramètres sur toute leur plage de variation et permettent de connaître l'effet d'un paramètre sur la sortie du modèle en fonction de son incertitude. Elles prennent en compte la distribution associée aux paramètres et permettent la variation de tous les paramètres à la fois. On a calculé l'indice de sensibilité du premier ordre S_i qui renseigne sur l'influence du paramètre sur la sortie du modèle sur sa plage d'incertitude. Plus l'indice de sensibilité est élevé plus son influence est importante. Cette méthode est coûteuse en temps de calcul, plus il y a de paramètres plus le nombre de simulations doit être élevé pour obtenir un résultat fiable. Dans notre cas, nous avons utilisé la méthode de Sobol [5] avec un nombre de simulation égale à 6669.

Comme pour l'analyse d'incertitude, les résultats de l'analyse de sensibilité locale permettent de sélectionner les paramètres les plus influents pour les sorties du modèle numérique. La plage d'incertitude des paramètres définie dans la partie 5 est utilisée.

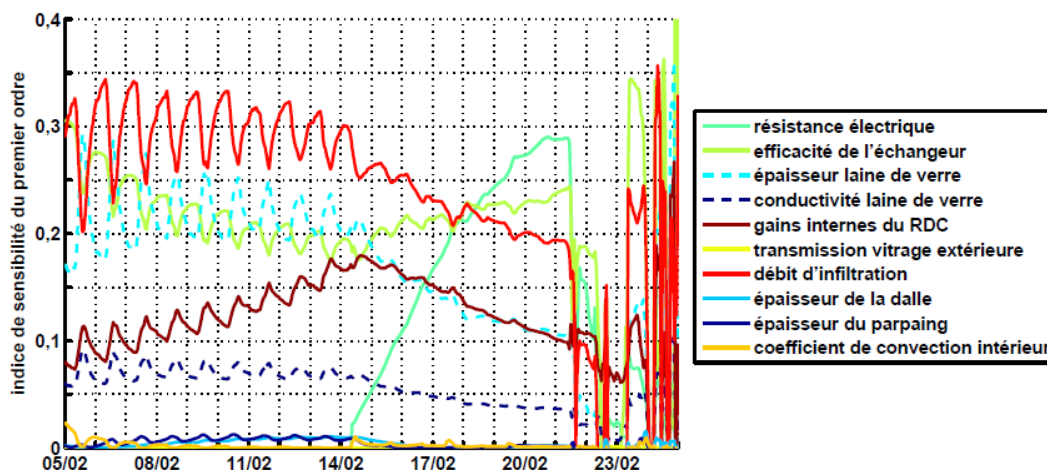


Figure 11 : indices de sensibilité du premier ordre pour la température d'air du RDC

La figure 11 présente les résultats des indices de sensibilité du premier ordre pour la température d'air du RDC. On observe que six paramètres sont influents dans leurs plages d'incertitudes qui sont le débit d'infiltration, l'épaisseur de la laine de verre, l'efficacité de l'échangeur, les gains internes du RDC, la conductivité de la laine de verre et la résistance électrique. A partir du 21 février les indices de sensibilité sont biaisés car la température respecte la consigne de chauffage. Deux scénarios distincts caractérisaient cette période : le scénario hors gel et le scénario dit normal. Durant ces deux scénarios, six paramètres sont influents mais en fonction du scénario les indices de sensibilité du premier ordre n'ont pas les mêmes tendances. Les incertitudes de ces six paramètres sont responsables de la majeure partie des incertitudes sur la température d'air pour le cas de la maison I-DM et selon le scénario du mois de février.

7. Conclusion

L'analyse de sensibilité locale a permis d'identifier un nombre restreint de paramètres (environ 10) sur la totalité des paramètres utilisés dans la simulation (environ 140

paramètres). Cette analyse utilise la méthode de perturbation d'un paramètre à la fois. Un indice de sensibilité réduit est obtenu et permet de classer les paramètres par ordre d'influence. L'analyse de sensibilité globale permet d'identifier les effets des paramètres sur les sorties du modèle numérique en tenant compte des incertitudes des paramètres. C'est la méthode de Sobol qui a été utilisée. Ces analyses demandent un grand nombre de simulation avec un nombre restreint de paramètres. L'analyse d'incertitude permet d'identifier une plage d'incertitude.

Pour la température d'air sur la maison I-DM, une comparaison entre les résultats de simulation et d'expérimentation a pu être effectuée tout en tenant compte des différentes incertitudes. Le modèle numérique représentait correctement l'expérimentation dans le cas de la température d'air du RDC mais dans le cas de la température d'air de l'étage les bandes d'incertitudes ne se recoupaient pas entre la mesure et la simulation pour la période précédant le 14 février 2011. Pour que les plages d'incertitudes se recourent, il y a la possibilité d'agrandir les plages d'incertitudes des paramètres car la définition de certaines plages d'incertitude de paramètres a pu être trop optimiste. Une seconde possibilité plus pertinente consiste à avoir une meilleure connaissance des paramètres influents déterminés à l'aide des analyses de sensibilité globale. Dans le cas de la maison I-DM, si l'incertitude de la mesure est améliorée sur certains paramètres comme l'efficacité de l'échangeur ou le débit d'infiltration il y aurait la possibilité d'expliquer l'écart entre mesure et simulation. Soit cet écart provient du modèle numérique, soit d'un dysfonctionnement dans la maison qui pourrait être identifié.

Cette méthodologie peut être utilisée dans tout le processus de conception d'un bâtiment des premières esquisses à l'exploitation du bâtiment. En phase de conception cette méthodologie permet d'orienter des choix architecturaux en évitant des options dont les résultats sont noyés dans l'incertitude de simulation et par conséquent peu fiables. En phase d'exploitation, l'analyse de sensibilité locale permettra d'identifier les points de mesure les plus pertinents afin de réduire l'incertitude des paramètres les plus influents et un diagnostic énergétique plus fiable du bâtiment pourra être effectué.

Références

- [1] Brun A., Spitz C., Wurtz É., Mora L. «Behavioural comparison of some predictive tools used in a low energy building », *Eleventh International IBPSA Conference* (Glasgow, Scotland July 27-30, 2009)
- [2] Spitz C., Mora L., Jay A., Wurtz É. «Analyse de sensibilité et d'incertitude du comportement thermique d'un logement », *Congrès SFT* (Perpignan, 24-27 mai 2011)
- [3] Crawley D.B., Lawrie L.K., Winkelmann F.C., Buhl W.F., Huang Y.J., Pedersen C.O., Strand R.K., Liesen R.J., Fisher D.E., Witte M.J., Glazer J. (2001) « EnergyPlus: creating a new-generation building energy simulation program » *Energy and Building*, vol. 33, p. 319-331
- [4] Mara T.A., Tarantola S. (2008) « Application of global sensitivity analysis of model output to building thermal simulations » *Build Simul*, 1:290-302
- [5] Saltelli A., Ratto M., Andres T., Campolongo F., Cariboni J., Gatelli D., Saiana M., Tarantola S. (2008) « Global Sensitivity Analysis. The Primer » John Wiley&Sons, Ltd.

Remerciements

Le principal auteur remercie l'ADEME et l'assemblée des pays de Savoie pour le financement de ces travaux.

Gestion de l'eau dans les minicanaux des plaques bipolaires des piles à combustible

Vincent COEURIOT^{1*}, Sophie DIDIERJEAN¹, Jérôme DILLET¹, Gaël MARANZANA¹, Olivier LOTTIN¹

¹ Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
BP 160, 2 avenue de la forêt de Haye, F-54504 Vandoeuvre les Nancy Cedex

* (auteur correspondant : vincent.coeuriot@univ-lorraine.fr)

Résumé – L'objectif de cette étude est d'examiner les écoulements diphasiques liquide/gaz dans les canaux des plaques bipolaires des piles à combustible afin de comprendre et de trouver des solutions au problème d'engorgement. L'influence de la section du canal et du matériau utilisé sur les pertes de charge (PDC) et sur la structure de l'écoulement d'eau liquide est plus particulièrement étudiée dans une expérience hors pile. Les mesures des PDC ont permis de mettre en évidence des séquences de bouchages et de débouchages, la fréquence de ces dernières augmentant avec le débit. Par ailleurs il est montré que le rapport des PDC diphasiques moyennées par les PDC en air sec décroît avec le débit et ceci indépendamment de la dimension du canal. Enfin différents régimes d'écoulements diphasiques ont pu être mis en évidence dans les différentes zones du canal.

Nomenclature

| | | | |
|-------------|-------------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------|
| l | largeur du canal, m | S_{air} | stœchiométrie en air |
| L | longueur du canal, m | PDC | pertes de charge, Pa |
| J | courant surfacique, A/cm^2 | PDC^* | pertes de charge normalisées |
| N | débit, mol/s | F | constante de Faraday, A/mol |
| HR | humidité relative | Symboles grecs | |
| P | pression, Pa | α | coefficient de partage de l'eau |
| P_v | pression de la vapeur d'eau, Pa | Indices et exposants | |
| P_v^{sat} | pression de la vapeur d'eau saturante, Pa | v | vapeur d'eau |
| T | température, K | a | air sec |
| V_m | volume molaire de l'air, m^3/mol | b | bulleur |

1. Introduction

La gestion de l'eau est l'un des problèmes les plus cruciaux pour la performance des piles à combustible. En effet, d'un côté, la membrane doit être suffisamment hydratée pour permettre la conduction des protons mais de l'autre, un engorgement des canaux des plaques bipolaires et des GDL (Gas Diffusion Layer) par un excès d'eau liquide augmente les pertes de charge et gêne la diffusion des gaz diminuant ainsi l'efficacité de la pile [1] [2]. L'influence de la section du canal sur les pertes de charge et sur la structure de l'écoulement d'eau liquide est plus particulièrement étudiée dans une expérience hors pile.

2. Canaux et plaques utilisés

Les trois canaux étudiés ont tous une largeur de 1 mm et une longueur de 225 mm mais différentes profondeurs : 0.4, 0.7 et 1 mm. Pour chacune de ces trois géométries, les PDC totales entrée-sortie et les PDC locales (ΔP_i) ont été mesurées à l'aide de deux prises de pression situées aux extrémités et de six autres placées le long du canal (Figure 1 et Figure 2). Les mesures ont été réalisées pour des écoulements monophasiques d'air sec puis diphasiques air-eau simulant l'écoulement ayant lieu en cœur de pile côté cathode.

Les plaques étudiées sont en dural revêtu d'une couche de Nickel de 20 micromètres d'épaisseur afin d'empêcher leur oxydation et leur dégradation dans le temps.

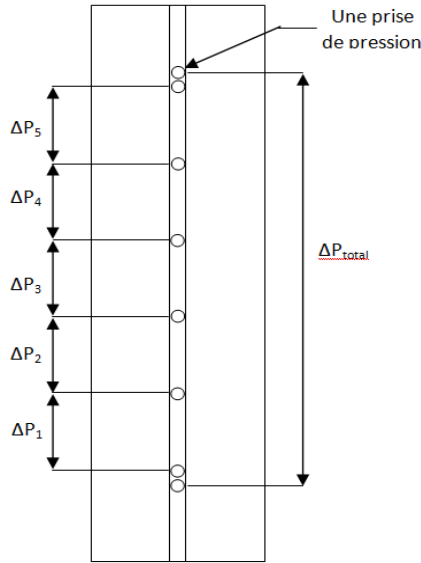


Figure 1 : schéma de la plaque et du canal gravé avec position des prises de pression Figure 2 : représentation CAO de la plaque et du canal

La plaque, dans laquelle le canal est gravé, est associée à 4 pièces thermorégulatrices qui permettent d'imposer des températures différentes à l'entrée et à la sortie du canal. En effet, au cours de ces expériences, la température joue un rôle important car sa variation le long du canal est responsable de l'apparition de l'eau liquide par condensation de la vapeur. Il faut donc contrôler son évolution et la maîtriser le mieux possible. Ensuite, la face supérieure du canal est fermée à l'aide d'une plaque en polycarbonate permettant aussi de visualiser l'écoulement. Pour finir, une plaque de serrage maintient ensemble les différentes pièces tout en permettant d'observer l'écoulement en son centre. L'assemblage de ces différents constituants aboutit à la maquette finale (Figure 3).

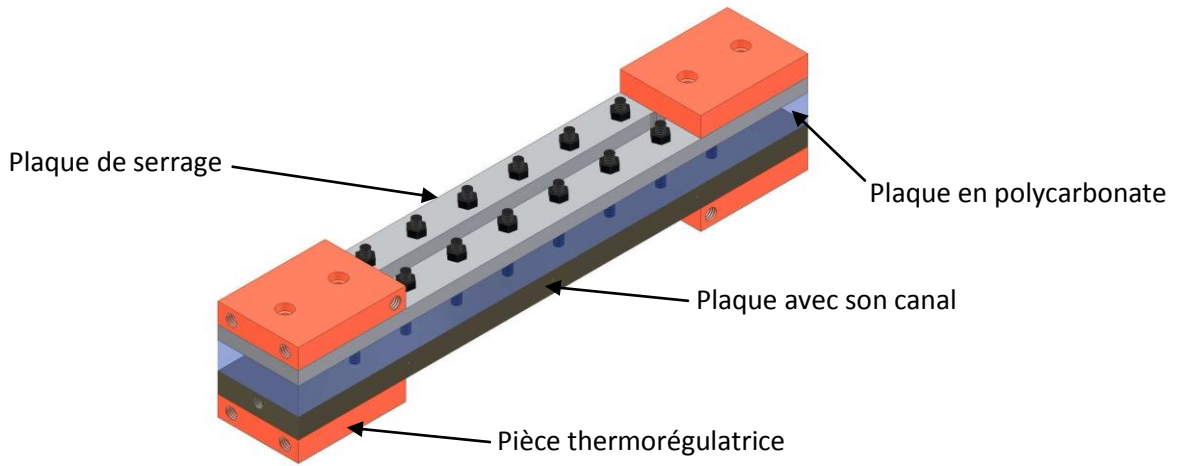


Figure 3 : représentation CAO de l'assemblage des différentes pièces

3. Lien entre cette expérience et le fonctionnement d'une pile à combustible

3.1. Dans une pile à combustible

Dans une pile à combustible, de l'air humide est introduit à la cathode. Au cours de son parcours dans le canal, il va s'enrichir en vapeur d'eau issue de la réaction d'oxydoréduction. Ainsi la pression de vapeur augmente et si elle atteint la pression de saturation, de l'eau liquide apparaît. En supposant que la température, la pression, le coefficient de partage et

l'intensité sont uniformes, la variation du débit d'eau liquide est linéaire. La quantité totale d'eau produite est donnée en fonction du débit d'air sec en entrée de pile en mol/s par :

$$N_{H_2O} = N_{air}^e \frac{1 - \alpha}{2,5 S_{air}} \tag{1}$$

Avec S_{air} la stœchiométrie en air et α le coefficient de partage de l'eau qui représente le rapport entre la quantité d'eau récupérée à la sortie de la pile côté anode, sur la quantité totale produite. Si l'air en entrée de pile est saturé en eau, toute l'eau est produite sous forme liquide.

3.2. En manipulation de simulation

De l'air saturé en eau à la température T_b du bulleur est introduit à l'entrée du canal étudié. La température d'entrée, T_1 , est légèrement supérieure à celle du bulleur, et celle de sortie, T_3 , très inférieure à celle du bulleur. Ainsi, il y a condensation de la vapeur d'eau tout le long du canal (Figure 4). C'est le champ de température $T(x)$ de la paroi du canal qui impose la quantité d'eau condensée.

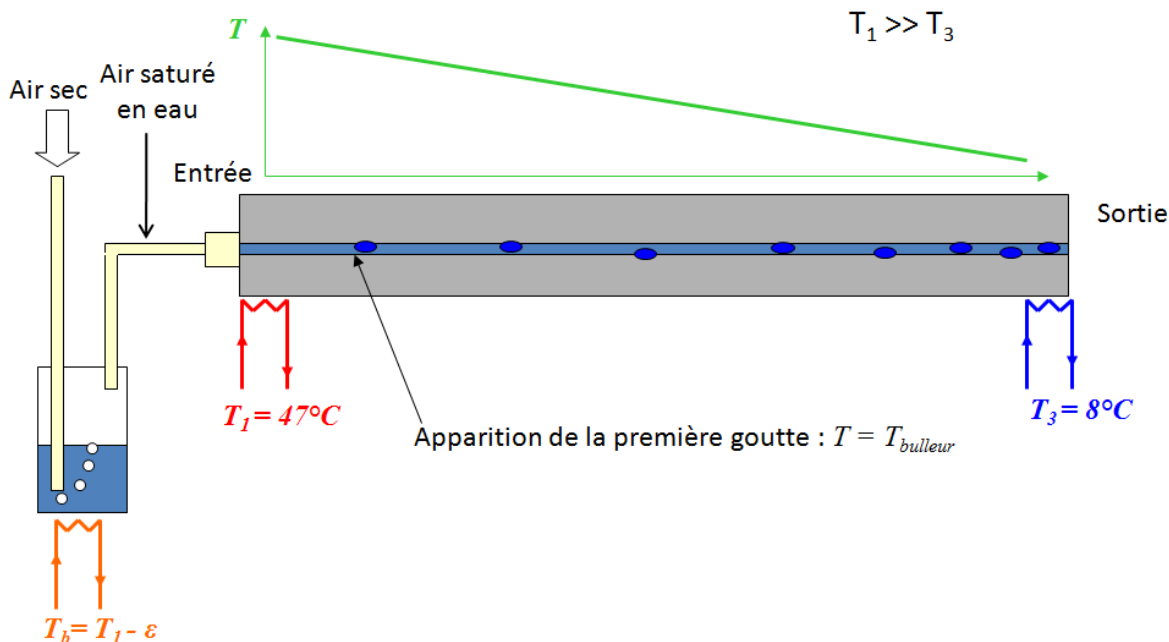


Figure 4 : schéma de la manipulation de simulation

Le débit d'eau liquide en sortie du canal est égal à la différence entre le débit de vapeur d'eau à l'entrée et celui à la sortie, soit, en mol/s :

$$N_{liq H_2O}^s = \left[\frac{P_{sat}(T_b)}{P - P_{sat}(T_b)} - \frac{P_{sat}(T_3)}{P - P_{sat}(T_3)} \right] N_{air}^e \tag{2}$$

3.3. Lien entre la manipulation et la pile à combustible

En égalant les débits d'eau liquide des équations (1) et (2) l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{P_{sat}(T_b)}{P - P_{sat}(T_b)} - \frac{P_{sat}(T_3)}{P - P_{sat}(T_3)} = \frac{1 - \alpha}{2,5 S_{air}} \tag{3}$$

Ainsi, en fonctionnement à pression atmosphérique, et en fixant le coefficient de partage, la stœchiométrie en air et la température de sortie du canal, la température du bulleur (température de rosée) peut en être calculée de façon à ce que la quantité d'eau produite pour la manipulation hors pile soit comparable à celle dans une pile en fonctionnement. Pour

l'ensemble des expériences présentées $\alpha = 0.5$, $S_{air} = 2.5$ et $T_3 = 8^\circ\text{C}$, on obtient donc $T_b = 43^\circ\text{C}$.

4. Pertes de charge pour les différents canaux

Les tableaux ci-dessous présentent les différents débits d'air sec et d'air humide étudiés. Les données indiquées sont les durées d'acquisition des pressions, d'autant plus longues en diphasique que le débit est faible, car, comme on le verra dans la suite, la pression fluctue du fait de l'apparition de gouttes et de bouchons liquides. Dans une pile à combustible, le débit d'air est ajusté en fonction de l'intensité du courant produit selon la relation (4). L'intensité par unité de surface active est également présentée.

$$I = \frac{4F}{5 * S_{air} * 60 * V_m * 2 * l * L} N_{air} \tag{4}$$

| Débit (L/min) | Intensité surfacique (A/cm ²) | Durée (s) |
|---------------|-------------------------------------------|-----------|
| 0,0166 | 0,0743 | 840 |
| 0,05 | 0,224 | 840 |
| 0,0833 | 0,373 | 840 |
| 0,1333 | 0,597 | 840 |
| 0,25 | 1,12 | 840 |
| 0,3333 | 1,49 | 840 |
| 0,4166 | 1,86 | 840 |
| 0,5 | 2,23 | 840 |

Tableau 2 : Air sec

| Débit (L/min) | Intensité surfacique (A/cm ²) | Durée (s) |
|---------------|-------------------------------------------|-----------|
| 0,0166 | 0,0743 | 99500 |
| 0,05 | 0,224 | 29700 |
| 0,0833 | 0,373 | 19600 |
| 0,1333 | 0,597 | 15600 |
| 0,25 | 1,12 | 12200 |
| 0,3333 | 1,49 | 9500 |
| 0,4166 | 1,86 | 4500 |
| 0,5 | 2,23 | 2500 |

Tableau 3 : Air humide

4.1. Pertes de charge en air sec et en air humide

Les variations des pertes de charge totales des 3 canaux alimentés en air sec et en air humide en fonction du courant surfacique sont présentées sur les figures 5 et 6 ci-dessous.

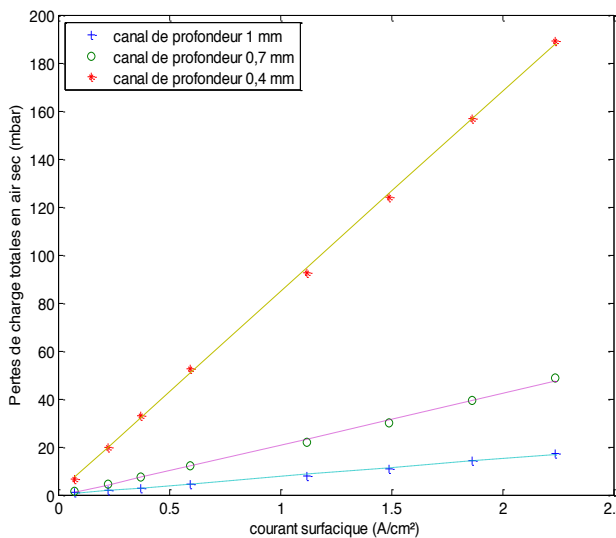


Figure 5 : PDC totales en air sec pour les 3 canaux

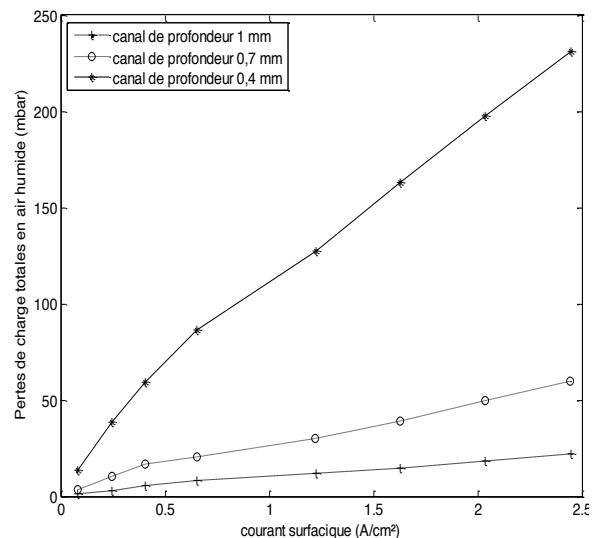


Figure 6 : PDC totales en air humide pour les 3 canaux

Conformément à la théorie, on constate que plus le canal est étroit, plus les PDC en air sec sont importantes. De plus, elles sont bien proportionnelles au courant, donc au débit.

Les pertes de charge en air humide sont plus élevées que celles en air sec. Ceci est dû à l'apparition de gouttelettes d'eau dans le canal.

4.2. Pertes de charge normalisées

Soit PDC^* la perte de charge normalisée égale au rapport des PDC en air sec par celles en air humide pour un même débit total ; sa variation en fonction du courant surfacique pour les trois canaux est donnée sur la Figure 7. On peut constater que ces PDC normalisées décroissent avec l'augmentation du courant surfacique rapidement aux faibles débits et plus lentement aux débits élevés; par contre, elles ne dépendent pas de la profondeur du canal sauf à très faibles débits.

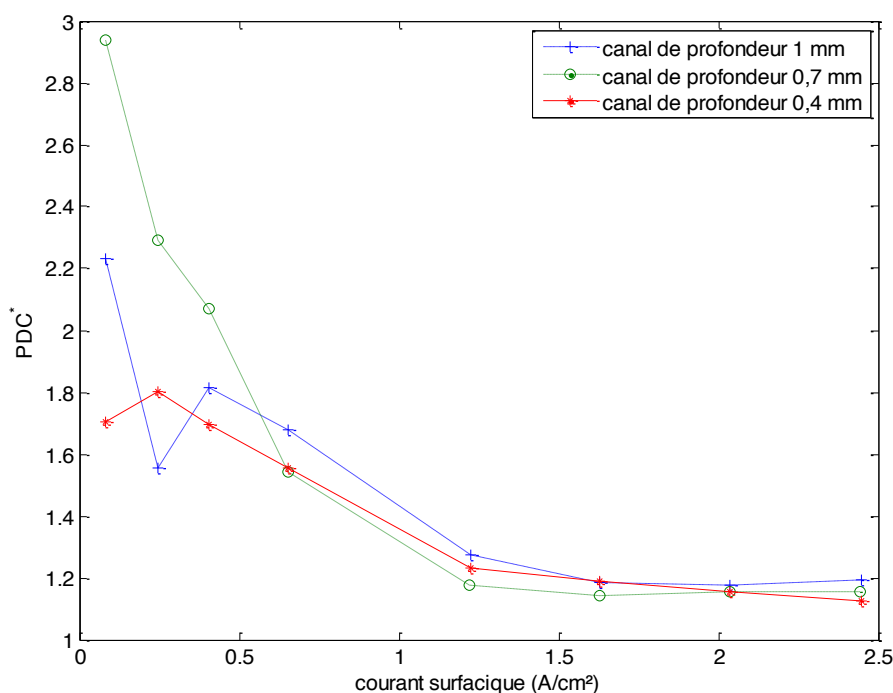


Figure 7 : PDC normalisées pour les 3 canaux

5. Fluctuations temporelles des pertes de charge

5.1. Observation des différentes zones d'écoulements dans les canaux et mise en relation avec les PDC locales

Les pertes de charge présentées précédemment sont les pertes de charge moyennées. En écoulement diphasique, la perte de charge fluctue au cours du temps du fait des bouchages/débouchages des canaux par de l'eau liquide qui n'est pas évacuée instantanément et qui pose donc des problèmes pour le fonctionnement des piles. La Figure 8 donne un exemple des fluctuations des pertes de charge totales et locales obtenues pour le canal de 0,4 mm de profondeur et un débit de 0,0166 L/min.

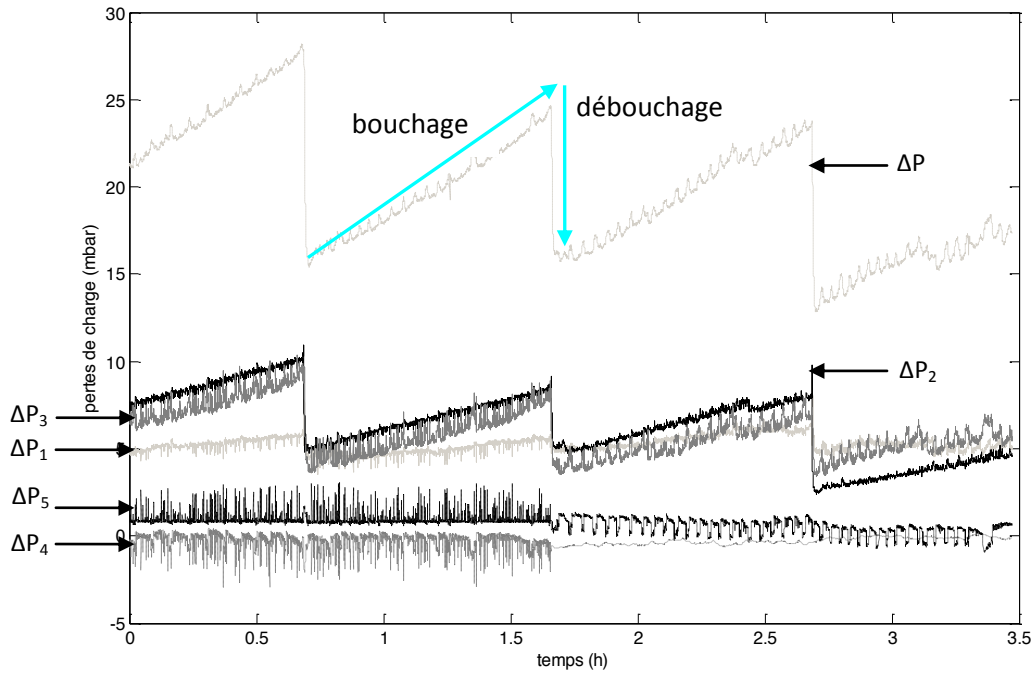


Figure 8 : PDC au cours du temps pour un débit de 0.0166 L/min et le canal de 0.4 mm de profondeur

A l'aide d'une caméra, il a été possible d'observer les écoulements diphasiques dans ce canal. Différentes zones avec différents comportements peuvent être mises en évidence (Figure 9). La perte de charge locale ΔP_1 est mesurée dans la zone 1, ΔP_2 et ΔP_3 sont mesurées dans la zone 2 et ΔP_4 et ΔP_5 sont mesurées dans la zone 3.

- tout d'abord, dans la zone 1, la perte de charge locale ΔP_1 est supérieure à sa valeur à sec (0.7 mbar) et elle est à peu près constante au cours du temps. Ceci s'explique par le fait que c'est dans cette zone que les gouttes d'eau commencent à apparaître.

- ensuite, dans la seconde zone, l'évolution des pertes de charge locales ΔP_2 et ΔP_3 est différente. En effet, ces PDC en air humide sont supérieures au PDC en air sec, mais en plus elles ne sont pas du tout constantes. Ainsi, les bouchages et débouchages sont repérables (Figure 8) par des augmentations progressives des PDC puis par une diminution brutale. Ceci s'expliquant par le fait que les gouttes qui se forment dans cette zone grossissent et finissent par coalescer les unes avec les autres puis à se décrocher.

- enfin, dans la dernière partie du canal (zone 3), les PDC locales 4 et 5 sont environ égales à celles mesurées à sec car il y a peu de gouttes dans ces portions de canal puisque ces dernières sont emportées par les gouttes qui décrochent en amont ; elles n'ont donc pas le temps de grossir pour obstruer la conduite. La valeur légèrement inférieure à 0.7 mbar pour la PDC locale 4 est certainement due à la pénétration d'une petite goutte dans le tuyau du capteur de pression qui fausse la mesure.

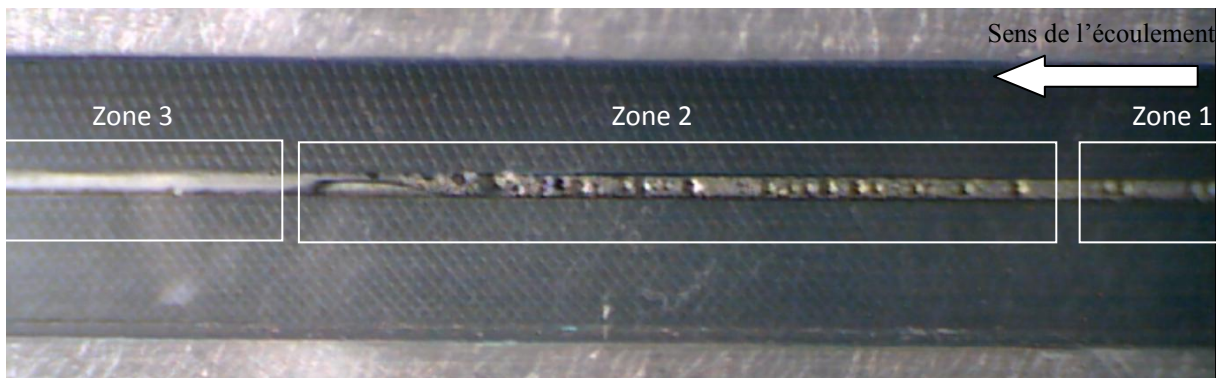


Figure 9 : photographie de l'écoulement diphasique dans un canal

5.2. Variation des pertes de charge

Sur le graphique suivant, les pertes de charge en air sec et en air humide ont été représentées avec leurs fluctuations (Figure 10). La longueur de cette barre de fluctuation correspond à deux fois l'écart type (centré sur la valeur).

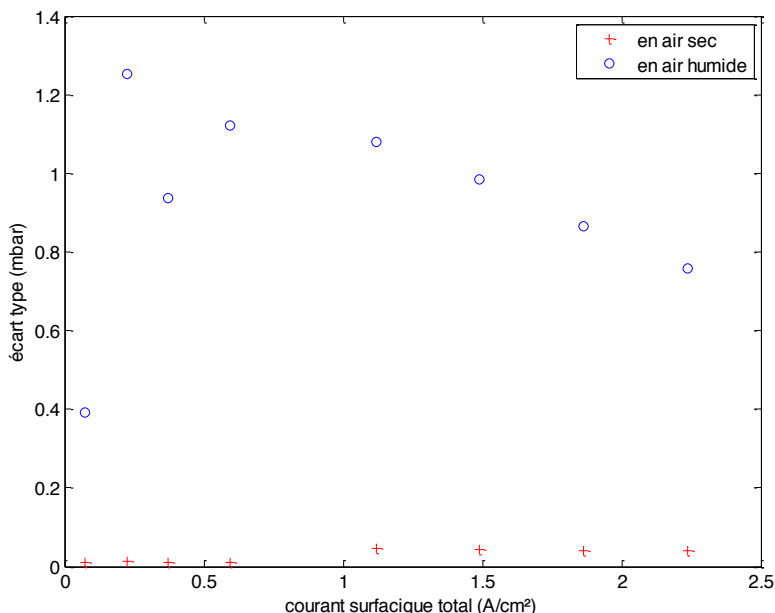


Figure 10 : écarts types en air sec et humide pour le canal de 0.7 mm de profondeur

En air sec, l'écart type pour chaque mesure est très faible. A l'inverse, en air humide les écarts types sont importants. Ceci s'explique par des bouchages et débouchages incessants qui font varier les pertes de charge autour d'une valeur moyenne.

5.3. Fréquences propres des bouchages/débouchages

Trois méthodes différentes ont été utilisées pour obtenir une valeur de la fréquence des bouchages et débouchages. Tout d'abord, une méthode de « visionnage à l'œil nu » des pics de PDC a permis de donner une valeur approximative de cette fréquence ; puis par une méthode d'autocorrélation, il a été possible d'extraire la fréquence qui semblait dominante mais cela a été complexe car en réalité, il y a beaucoup de fréquences et la plupart du temps, aucune ne se dégage vraiment des autres. Le même problème a été rencontré avec une méthode de recherche par transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform : fft) et les valeurs obtenues par cette méthode sont anormalement élevées. Les résultats les plus fiables correspondent à la méthode d'autocorrélation et ils sont présentés sur la figure ci-dessous pour les trois canaux (Figure 11).

Bien qu'il n'existe pas de fréquence propre à ce type d'écoulement, il est cependant possible de voir, qu'en moyenne, la période diminue avec le débit et donc avec le courant surfacique et que cette tendance est d'autant plus importante pour les faibles débits. Cette observation est importante car elle indique que pour des débits suffisamment élevés, le débouchage des canaux de piles à combustible aura lieu suffisamment fréquemment pour éviter toute obturation du canal.

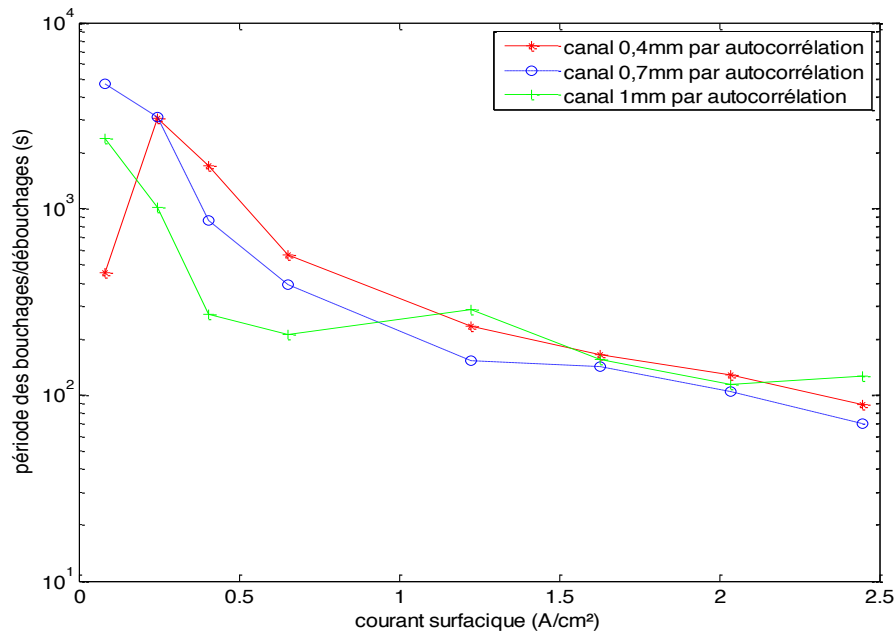


Figure 11 : périodes de bouchages/débouchages

7. Conclusion

Les mesures des PDC locales et globales ont permis de mettre en évidence des séquences de bouchages et de débouchages. A faible débit, la perte de charge dans le canal augmente progressivement puis diminue brutalement. La fréquence de ces séquences augmente avec le débit. Par ailleurs il est montré que le rapport des PDC diphasiques moyennées par les PDC en air sec décroît avec le débit et ceci indépendamment de la dimension du canal. Enfin des observations directes de l'écoulement couplées avec les mesures ont permis de situer une zone dans laquelle les gouttes coalescent jusqu'à atteindre une taille suffisante pour être arrachées par l'écoulement puis emportées. Afin de trouver des solutions à ce problème identifié des bouchages et débouchages, des expériences semblables avec des plaques traitées avec des revêtements hydrophiles et hydrophobes sont en cours de réalisation.

Références

- [1] J. DILLET, O. LOTTIN, G. MARANZANA, S. DIDIERJEAN, D. CONTEAU, AND C. BONNET, *Direct observation of the two-phase flow in the air channel of a proton exchange membrane fuel cell and of the effects of a clogging/unclogging sequence on the current density distribution*, Journal of Power Sources, 195 (2010), pp. 2795–2799.
- [2] F.-B. WENG, A. SU, C.-Y. HSU, AND C.-Y. LEE, *Study of water-flooding behaviour in cathode channel of a transparent proton-exchange membrane fuel cell*, Journal of Power Sources, 157 (2006), pp. 674–680.

Nécessité de l'interprétation correcte de la calorimétrie pour l'utilisation des Matériaux à Changement de Phases (MCP)

Jean-Pierre DUMAS¹, Stéphane GIBOUT^{1*}, Laurent ZALEWSKI², Kevyn JOHANNES³, Erwin FRANQUET¹, Stéphane LASSUE², Jean-Pierre BEDECARRATS¹, Pierre TITTELEIN²

¹Laboratoire de Thermodynamique, Energétique et Procédés
ENSGTI, Bâtiment d'Alembert, rue Jules Ferry, BP 7511, 64075 Pau cedex

²Laboratoire de Génie Civil; et Géo-Environnement Technopôle Futura 62400 Béthune

³INSA-CETHIL, 9 rue de la Physique 69621 Villeurbanne Cedex

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

Résumé - Dans le cadre de l'utilisation de Matériaux à Changement de Phases (MCP) les codes de calculs utilisent souvent des valeurs de l'enthalpie massique $h(T)$ qui ne sont pas correctement déterminées par calorimétrie. Le thermogramme (i.e. évolution du flux échangé entre l'échantillon et le plateau au cours d'une expérience) obtenu est simplement représentatif de la superposition de tous les phénomènes thermiques (changement de phase et transferts thermiques) à l'intérieur de la cellule, en fonction du temps. Le but de ce papier est d'évaluer l'importance énergétique de l'erreur sur $h(T)$ issue d'une calorimétrie mal interprétée. En exemple nous analyserons les conséquences sur la modélisation d'un mur contenant un MCP soit chauffé brusquement soit chauffé périodiquement. Suivant les cas on peut faire des erreurs de 10 à 50% sur les flux et ne pas décrire correctement la physique des phénomènes thermiques

Nomenclature

c capacité calorifique massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$
 f fraction liquide
 h enthalpie massique, $J.kg^{-1}$
 ℓ_F chaleur latente, $J.kg^{-1}$
 L épaisseur mur, m
 P fraction massique de MCP dans mur
 r rayon, m
 R rayon de la cellule, m
 t temps, s
 T température, K
 z hauteur, m
 Z hauteur de l'échantillon, m
 DLF « largeur » thermogramme, K

Symboles grecs

α coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
 β vitesse de réchauffement, $K.min^{-1}$
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
 λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 Φ flux, thermogramme, W
 φ densité de flux, mur $W.m^{-2}$
 Ω période, s

Indices et exposants

0,init conditions initiales
ext extérieur
F fusion
L liquide
plt plateau
S solide

1. Introduction

L'utilisation des Matériaux à changement de Phase (MCP) est de plus en plus recommandée dans de nombreux domaines tels que l'industrie du froid, la thermique du bâtiment... Dans ces domaines à caractère industriel sont souvent utilisés des codes de calculs génériques pas toujours adaptés au traitement correct des changements de phases solide-liquide. La fusion se traduit, à pression fixe, par une variation brusque (corps pur) ou plus ou

moins rapide (solutions) de l'enthalpie spécifique $h(T)$ en fonction de la température et d'elle seule (pression et concentrations fixées). Pourtant ces codes utilisent des courbes dites de « capacité équivalente » issues de la calorimétrie. Il s'agit de l'intégration des thermogrammes de réchauffement à vitesse constante d'une cellule contenant un échantillon de MCP.

Nous allons préciser pourquoi l'analyse directe d'un thermogramme ne donne pas correctement $h(T)$. Il est, en fait, le reflet du comportement énergétique de l'échantillon dans sa globalité en fonction du temps. Or la température de l'échantillon (même avec des cellules ne contenant que quelques mg) n'est pas du tout uniforme au cours de l'expérience, notamment lors des changements de phase. Ainsi, les transferts thermiques au sein de l'échantillon sont importants et expliquent la modification apparente des thermogrammes avec les conditions d'expériences (vitesse de réchauffement, masse de l'échantillon...).

En exemple, sur les figures 1 et 2, nous montrons les thermogrammes à deux vitesses différentes, avec en superposition la courbe représentant $\frac{dh}{dT}$ dans les cas d'un corps pur ($\frac{dh}{dT}$ est une fonction Dirac) ou de solutions de type saline (avec eutectique).

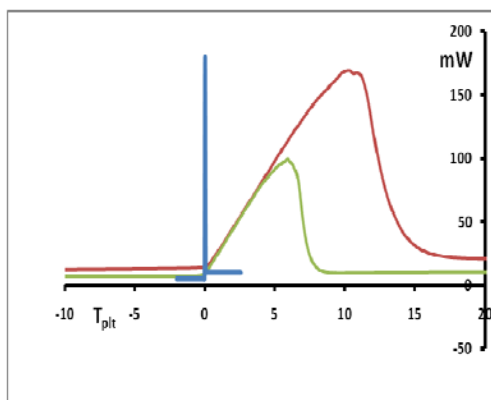


Fig. 1 Thermogrammes de fusion de la glace à 2 et 5 K/min et $\frac{dh}{dT}$ (bleu)

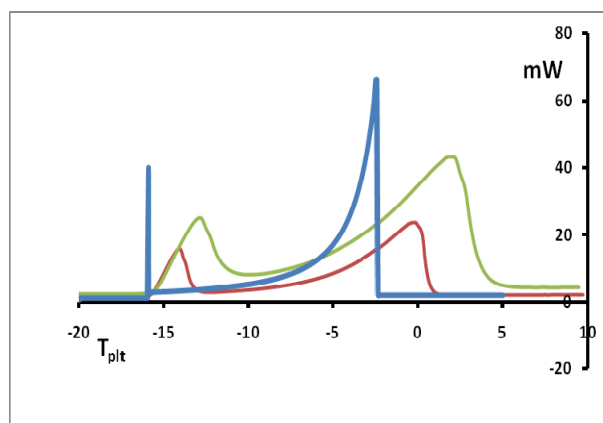


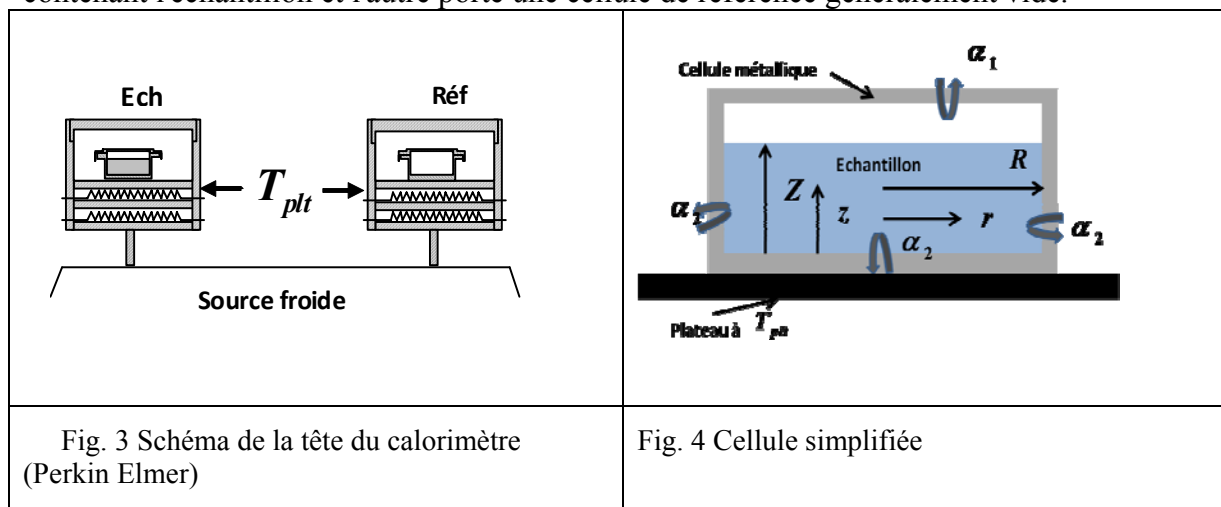
Fig. 1 Thermogrammes de fusion d'une solution aqueuse de NH₄Cl (3%) à 2 et 5 K/min et $\frac{dh}{dT}$ (bleu)

On y constate bien que le thermogramme apparaît beaucoup plus « large » que la transformation réelle et que pour une même transformation le thermogramme dépend de la vitesse de réchauffement. On peut aussi confirmer une influence apparente de la masse de l'échantillon[2]. De nombreux auteurs, prenant sans précaution le résultat de la calorimétrie, en ont déduit une influence de la masse de l'échantillon et de la vitesse sur l'enthalpie alors qu'il n'en est rien. Dans le paragraphe suivant nous allons décrire un modèle déjà présenté [2] expliquant la forme des thermogrammes à partir d'une enthalpie $h(T)$ ne dépendant que de la température. Nous allons nous restreindre à l'étude d'un corps pur, mais les études pour les solutions sont aussi disponibles [2,3]

2. Modélisation des thermogrammes

En exemple, nous présentons l'appareil que nous avons utilisé, le calorimètre différentiel à balayage Perkin-Elmer (d'autres calorimètres relèvent du même principe). Sa tête de mesure

est présentée par la Figure 3: elle est composée de deux plateaux dont l'un porte la cellule contenant l'échantillon et l'autre porte une cellule de référence généralement vide.



Son principe de fonctionnement consiste à imposer à chaque instant des températures égales $T_{plt}(t)$ aux deux plateaux. Si l'échantillon est le siège d'un phénomène thermique, l'appareil réagit grâce aux résistances électriques placées en dessous des plateaux en délivrant des flux d'énergies différents, afin de maintenir égale la température des deux plateaux. C'est cette différence de flux énergétiques, appelée thermogramme, que l'appareil enregistre :

$$\phi = \phi_{\text{échantillon}} - \phi_{\text{référence}} \tag{1}$$

Les plateaux sont généralement refroidis ou chauffés avec des vitesses β constantes ($\beta < 0$ pour un refroidissement et $\beta > 0$ pour un réchauffement). On a :

$$T_{plt}(t) = \beta t + cte \tag{2}$$

Il est à remarquer que les thermogrammes sont généralement donnés en fonction de T_{plt} , ce qui, en fait, est une courbe fonction du temps d'après (2). Ainsi, le thermogramme ne fait que représenter la globalité des phénomènes thermiques à l'intérieur de la cellule au cours du temps. On peut deviner que, lors des changements de phases, il y a de forts gradients internes de température pas évidents à reconstituer sur la base d'un thermogramme donnant des flux totaux en fonction du temps.

La Figure 4 représente de façon simplifiée la cellule cylindrique contenant l'échantillon de MCP [$R = 1,125$ mm et Z de l'ordre du mm].

On fait l'hypothèse, compte tenu de la conductivité thermique très grande de la cellule métallique contenant le MCP, que celle-ci est à la température du plateau $T_{plt}(t)$. Les conditions aux limites tiennent alors compte d'une différence pour les coefficients d'échanges avec le bas et la face latérale (α_2) d'une part et avec la face du haut d'autre part (α_1) pour tenir compte de la couche d'air :

Sur l'axe:
$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0, \forall z} = 0 \tag{3}$$

Sur les côtés internes de la cellule :

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{r,0,t} = \alpha_2 [T_{plt}(t) - T(r, 0, t)] \quad (4)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R,z,t} = \alpha_2 [T_{plt}(t) - T(R, z, t)] \quad (5)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{r,Z,t} = \alpha_1 [T_{plt}(t) - T(r, Z, t)] \quad (6)$$

Les conditions initiales étant:

$$T(\forall r, \forall z, 0) = T_0 \text{ à } t = 0 \quad (7)$$

Puisque la cellule est à la température du plateau et est très conductrice, on va considérer que tout le flux échangé avec les faces de la cellule est échangé avec le plateau et constitue $\phi_{\text{échantillon}}$:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{échantillon}} = & \int_0^R 2\pi r \alpha_2 [T_{plt}(t) - T(r, 0, t)] dr + \int_0^Z 2\pi R \alpha_2 [T_{plt}(t) - T(R, z, t)] dz + \\ & \int_0^R 2\pi r \alpha_1 [T_{plt}(t) - T(r, Z, t)] dr \end{aligned} \quad (8)$$

Cette valeur sera considérée comme le thermogramme après avoir montré que lors d'une variation de température continue $\phi_{\text{référence}}$ est une constante. On a donc, par (8), le thermogramme ϕ à une constante près.

A l'intérieur de la cellule, compte tenu de la relative faible dimension de l'échantillon (quelques mg), nous négligerons toute convection. L'équation de la conduction sera écrite sous forme enthalpique:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) \quad (9)$$

Dans le cas réel de la fusion d'un corps pur la variation d'enthalpie est brusque à la température de fusion T_F (voir Figure 6) ce qui se traduit pour la variation de $h(T)$ par :

$$h(T) = \begin{cases} c_S (T - T_{\text{réf}}) & T \leq T_F \\ c_S (T_F - T_{\text{réf}}) + f \ell_F & T = T_F \\ c_S (T - T_{\text{réf}}) + \ell_F + c_L (T - T_F) & T \geq T_F \end{cases} \quad (10)$$

f est le taux de liquide tel que $f=1$ dans le liquide, $f=0$ dans le solide et $0 \leq f \leq 1$ à l'interface solide-liquide.

On tient compte de la nature de la phase pour la valeur de la conductivité thermique en écrivant :

$$\lambda = \lambda_S + f(\lambda_L - \lambda_S) \quad (11)$$

Nous montrons sur la Fig. 5 le résultat obtenu à la fois par le modèle ci-dessus et par l'expérience, pour la fusion de 10 mg de glace à différentes vitesses de chauffe β . Les coefficients d'échange α sont ajustés pour une seule vitesse mais, compte tenu de leur valeur élevée (tirée de travaux antérieurs, par exemple [2]), les transferts pariétaux sont limités

principalement par la cinétique de changement d'état au sein même de l'échantillon et une erreur sur leur valeur est de peu d'importance. Sur cette figure, on voit bien que le « pic » de fusion est de plus en plus « étalé » dans une échelle en T_{plt} lorsque β augmente bien que $h(T)$ ait une seule forme ne dépendant, comme l'indique la thermodynamique, que de la

température locale (la glace commence et finit de fondre strictement à 0°C et non à température positive comme « le montrerait le thermogramme »). Cet « étalement » est, bien sûr, d'autant plus faible que la vitesse de chauffe est faible. Par contre, envisager des expériences à très faibles vitesses n'est pas toujours possible, le flux enregistré pouvant être en dessous du seuil de détection. Certains calorimètres permettent des vitesses beaucoup plus basses mais avec des masses d'échantillons plus grandes ce qui donne aussi, *in fine*, des thermogrammes « étalés » de plusieurs K en T_{plt} .

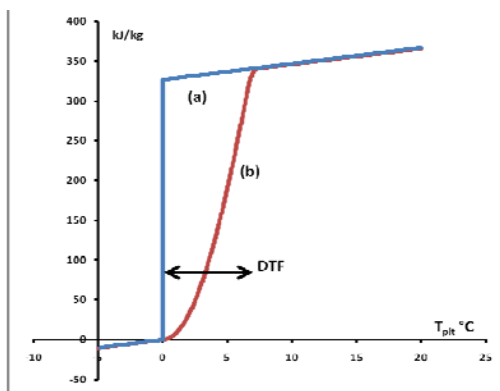


Fig. 6 Enthalpie réelle (a) et « apparente » (b)

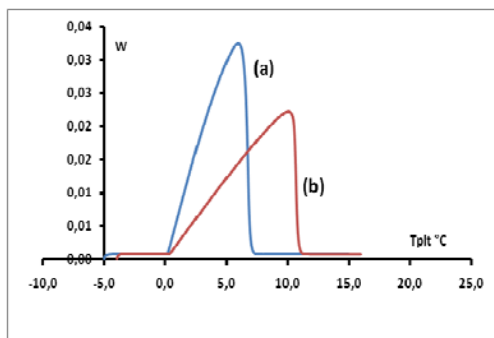


Fig. 7 Thermogrammes calculés avec l'enthalpie réelle (a) ou « apparente » (b)

Si, par contre, on utilisait cette méthode consistant à considérer le thermogramme comme une « capacité équivalente » et à en déduire l'enthalpie par une intégration par

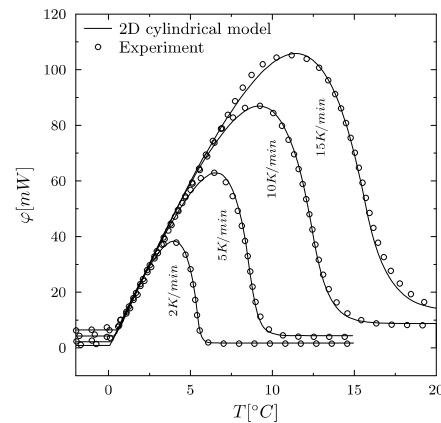


Fig. 5 Thermogramme de fusion de la glace à différentes vitesses β

rapport à la température (il est toujours choisi T_{plt}), on aurait, par exemple la fonction donnée à la Fig. 6 (b) déduite du thermogramme de la Fig. 7 (a) à $\beta=2$ Kmin^{-1} et calculé à partir de la variation d'enthalpie réelle de la Figure 6 (a).

Il n'est pas besoin de préciser que cette enthalpie (que nous nommerons « enthalpie apparente ») dépend de la vitesse β et de la masse de l'échantillon, ce qui n'a pas de sens puisqu'il s'agit d'un équilibre thermodynamique.

Il est à remarquer que si on appliquait le modèle ci-dessus mais en remplaçant les fonctions de la formule (10) par cette « enthalpie apparente », on pourrait reconstituer un nouveau thermogramme qui est totalement différent (voir Fig. 7 (b)). Ceci met bien en lumière que la forme d'un thermogramme n'est pas le reflet de la modification de l'enthalpie en fonction de la température comme l'indique la thermodynamique mais est le résultat des transferts thermiques complexes qui ont lieu pendant la durée de la transformation. Ces résultats sont tout à fait confirmés pour les solutions (voir un premier travail dans [3]).

3. Conséquence sur un mur contenant un MCP

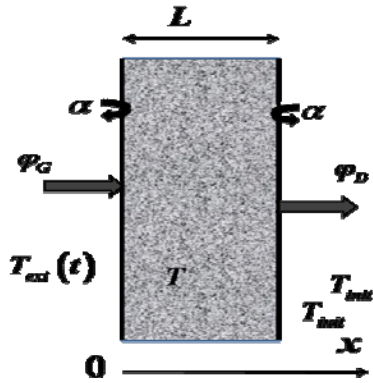


Fig. 8 Schéma du mur

Pour analyser les conséquences d'une détermination imprécise des propriétés thermophysiques des MCP, nous présentons dans ce paragraphe une étude très simplifiée sur un mur (voir Fig. 8) supposé constitué d'un composite contenant un MCP (par exemple un MCP mélangé à du béton). On traitera le cas monodimensionnel. Au départ nous supposons que le mur et les milieux extérieur (à gauche) et intérieur (à droite) sont à la température initiale T_{init} .

A partir de l'instant $t=0$, il est appliqué à gauche à $x=0$ une température $T_{ext}(t)$, par exemple pour simuler une évolution jour-nuit de la température extérieure du type :

$$T_{ext}(t) = \overline{T_{ext}} + \Delta T_{ext} * \sin(2\pi t / \Omega) \tag{12}$$

où $\overline{T_{ext}}$ est la température moyenne sollicitée, ΔT_{ext} est l'amplitude de cette sollicitation et Ω la période. On pourra choisir $\Delta T_{ext}=0$ pour traiter le cas d'un changement brusque de température.

Ne considérant que la conduction, l'équation à résoudre est du même type que (9). A une dimension, elle s'écrit :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{13}$$

Ainsi nous ferons deux types de calculs. L'un en considérant la variation d'enthalpie conforme à la thermodynamique et aux expressions de la formule (10) et l'autre en prenant une « enthalpie apparente » déduite d'un thermogramme. Nous caractériserons les différents cas possibles par la « déviation » de la courbe de l'enthalpie DTF(voir Fig. 6) pour tenir compte du fait que l'on ait choisi telle ou telle valeur de la vitesse de réchauffement pour établir le thermogramme servant à calculer l'« enthalpie apparente ».

Il s'agira de comparer les résultats dans les deux cas, pour des températures à certains points de l'intérieur du MCP et surtout pour les valeurs des densités de flux entrant (à gauche) et sortant (à droite):

$$\varphi_G = \alpha (T(0,t) - T_{ext}(t)) \tag{14}$$

$$\varphi_D = \alpha (T(L,t) - T_{int}) \tag{15}$$

Le mur sera considéré comme un MCP homogène mais la chaleur latente ℓ_F sera différente de celle du MCP pur ℓ_F^0 pour tenir compte de la fraction massique $P < 1$ du MCP dans le béton. On aura $\ell_F = P \ell_F^0$. Les valeurs de la conductivité thermique et des capacités calorifiques choisies sont des interpolations linéaires des valeurs du béton et de celle du MCP en fonction de P .

Le MCP choisi (octadécane) a une température de fusion $T_F = 28^\circ\text{C}$. On considèrera que le mur contient 60% de MCP et donc nous avons fait le calcul avec $\ell_F = 145 \text{ kJ/kg}$, $c_s = c_L = 1690 \text{ J/K.kg}$, $\rho = 1385 \text{ kg/m}^3$, $\lambda = 0,65 \text{ W/m.K}$ et $\alpha = 100 \text{ W/m}^2.\text{K}$. L'épaisseur du mur est $L = 200 \text{ mm}$.

Sur les Fig. 9 à 14 nous comparerons des résultats à $\text{DTF} = 0$ (cas du calcul correct) et pour les calculs avec « enthalpie apparente » pour $\text{DTF} = 5 \text{ K}$ et $\text{DTF} = 10 \text{ K}$. Sont aussi présentées des courbes labélisées $\text{DTF} = 0, \text{LF} = 0$ où on a annulé la chaleur latente pour simuler un mur sans MCP. La comparaison permet d'évaluer l'effet du MCP. Nous donnons les valeurs de la température en un point interne au mur ainsi que les densités de flux entrant (gauche) φ_G et sortant (droite) φ_D en fonction du temps.

Sur les Fig. 9 à 11 nous donnons les résultats dans le cas d'un mur initialement à $T_{init} = 20^\circ\text{C}$ et qui est chauffé à gauche de façon brusque et constante ($\Delta T_{ext} = 0$) à $\overline{T}_{ext} = 50^\circ\text{C}$.

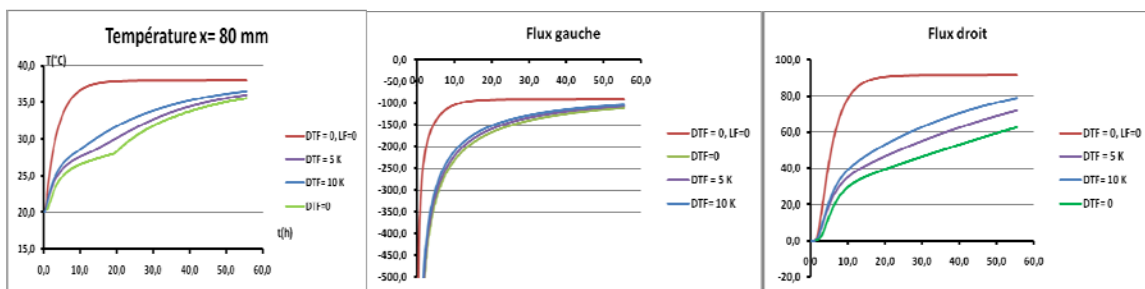


Fig. 9 Température interne échauffement brusque

Fig. 10 Flux entrant échauffement brusque

Fig. 11 Flux sortant échauffement brusque

Nous y observons bien l'effet du MCP qui joue son rôle de stabilisation de la température dans le mur. On observe aussi que la densité de flux entrant pour maintenir T_{ext} est supérieure (en valeur absolue) dans le cas où il y a un MCP du fait de la stabilisation induite. Mais si on compare les courbes obtenues avec MCP mais déduites du calcul plus correct ($\text{DTF} = 0$) ou avec les valeurs « apparentes » données par des thermogrammes de « largeur » $\text{DTF} = 5 \text{ K}$ ou 10 K , on constate des différences. Pour la température, on trouve plusieurs degrés de différences masquant la réalité physique. En ce qui concerne les densités de flux, pour le flux entrant φ_G , les différences sont relativement faibles mais peuvent atteindre 10%. Quant à la densité de flux sortant φ_D , on constate des différences qui peuvent aller jusqu'à 30%.

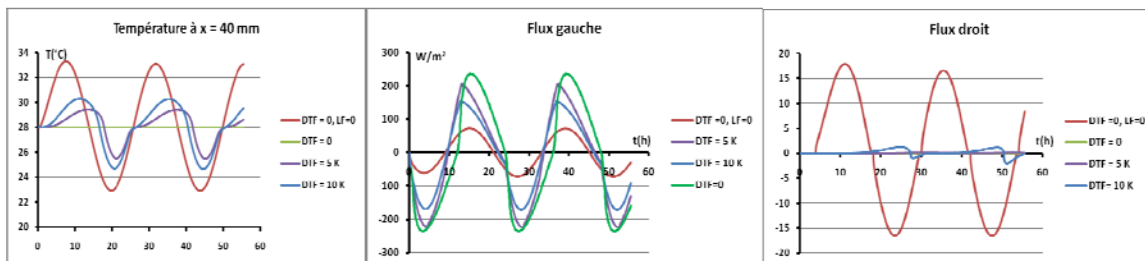


Fig. 12 Température interne échauffement oscillant

Fig. 13 Flux entrant échauffement oscillant

Fig. 14 Flux sortant échauffement oscillant

Sur les Fig. 12 à 14 nous donnons le cas (simplifié) d'un mur initialement à $T_{init} = T_F = 28^\circ\text{C}$ sollicité à gauche par une température extérieure périodique de période $\Omega = 24 \text{ h}$ et

$\Delta T_{ext} = 8 \text{ K}$ (voir formule 12). Cette sollicitation périodique entraîne à certains instants un refroidissement. Dans ce cas, nous n'avons pas envisagé de surfusion, la cristallisation étant une fusion « à l'envers ».

Le résultat est, dans ce cas encore plus spectaculaire, puisque, en présence de MCP, l'équilibre thermodynamique s'établit assez vite à l'intérieur du mur entraînant une stabilisation rigoureuse de la température à T_F . Le calcul avec l'« enthalpie apparente » donne des oscillations de plusieurs K, alors qu'elles ne peuvent exister. On constate aussi des erreurs considérables sur la densité du flux entrant ϕ_G puisqu'on trouve des différences en valeur absolue pouvant atteindre 50%. On observe aussi des décalages de phases correspondant quelquefois à plus de 2 heures. Puisque la température est dans une grande partie droite du mur est $T_F = T_{init}$, le flux sortant est normalement nul. Ce n'est pas tout à fait ce qui est observé lorsque DTF= 10 K.

4. Conclusion

Nous avons montré que la calorimétrie, qui est la technique expérimentale privilégiée pour la caractérisation énergétique des MCP, ne donne pas directement la variation d'enthalpie spécifique avec la température. Il a été montré que la méthode « classique » de détermination des enthalpies de changement d'état par une simple intégration des thermogrammes peut donner des erreurs très importantes sur la détermination des champs de températures ou des puissances échangées. En rappelant que, dans le cas de la thermique des bâtiments par exemple, celles-ci sont directement liées à la consommation énergétique, on peut comprendre l'intérêt d'une détermination plus correcte des caractéristiques énergétiques des MCP.

Nous avons conscience d'avoir présenté un cas académique d'un corps pur et si nous étions sûr d'avoir un tel matériau, il serait simple de déterminer, même par calorimétrie, la température de fusion (température « onset ») ou la chaleur latente (aire du thermogramme). Toutefois, cet article consiste à montrer pourquoi la calorimétrie directe ne peut être correcte et ceci d'autant plus si l'échantillon est inconnu (solution, composites...). C'est pourquoi, nous cherchons à caractériser les MCP par calorimétrie mais en appliquant les modèles de transferts thermiques développés ci-dessus. En fait, il s'agit à partir des thermogrammes, d'identifier ces grandeurs thermophysiques par des méthodes inverses (exemple : algorithmes génétiques). Un premier travail a été présenté au Congrès SFT 2011 [3]. L'ensemble de cette étude réunit les auteurs de cet article dans le cadre du Programme ANR Stock-E : Projet MICMCP 2010.

Références

- [1] Y. Dutil, D. Rousse, N. Ben Salah, S. Lassue, L. Zalewski A review on phase-change materials: Mathematical modeling and simulations, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 15 (2011) 112–130
- [2] T. Kousksou, A. Jamil, Y. Zeraouli & J.P. Dumas, DSC study and computer modeling of the melting process in ice slurry, *Thermochimica Acta*, 448 (2006), 123-129.
- [3] S. Gibout, E. Franquet, J.P. Dumas, J.P. Bédécarrats Détermination de l'enthalpie de fusion de solutions par une méthode inverse à partir d'expériences simulées de calorimétrie, *Congrès SFT Perpignan 24-27 Mai 2011*

Remerciements

Ce travail est financé dans le cadre d'un Programme ANR Stock-E : Projet MICMCP 2010.

Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) appliquée à un modèle bidimensionnel de stockage d'énergie par adsorption pour une application au bâtiment.

Marie DUQUESNE^{1*}, Alain SEMPEY¹, Stéphane GINESTET², Jean TOUTAIN¹, Elena PALOMO DEL BARRIO¹

¹Univ Bordeaux, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

CNRS, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

Arts et Metiers ParisTech, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

²Université de Toulouse, INSA–Université Paul Sabatier, LMDC EA 3027, 135 avenue de Ranguéil – 31077 Toulouse Cedex 04

*(auteur correspondant : marie.duquesne@ensam.eu)

Résumé : Le stockage thermo-chimique par adsorption-désorption dans un adsorbant cylindrique intégrant le couple zéolite 13X-eau a fait l'objet de plusieurs modélisations (1D, 2D) que l'on retrouve dans la littérature. La résolution du modèle bidimensionnel développé dans cette étude implique 6000 équations différentielles non linéaires et couplées générant des temps de calculs conséquents. La POD nous a permis de montrer que ce modèle est fortement réductible.

Nomenclature

| | | | |
|------------|------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|------------------------------------------|
| A | proportion d'adsorbant dans le lit | z | longueur, m |
| a | coefficient temporel de la base POD | <i>Symboles grecs</i> | |
| a_f | diffusivité du fluide, $m^2.s^{-1}$ | δ | valeur propre de la base POD |
| B | proportion d'adsorbant dans le lit | ε | porosité |
| b | facteur pré-exponentiel | λ | conductivité thermique $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| c | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | ΔH | chaleur d'adsorption, $J.kg^{-1}$ |
| C_Σ | capacité calorifique du couple adsorbant-adsorbant, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | μ | viscosité $Pa.s$ |
| E_k | énergie statistique au sens de la POD | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| E_n | énergie d'activation, K | ψ | constante suivant la loi d'Arrhénius |
| k | perméabilité de l'adsorbant, m^2 | <i>Indices et exposants</i> | |
| L | longueur du lit, m | a | phase adsorbée |
| M | masse molaire de l'adsorbant, $kg.mol^{-1}$ | b | lit d'adsorbant |
| p | pression, Pa | e | équilibre |
| q | quantité d'eau dans le lit, $kg.m^{-3}$ | f | fluide |
| R | constante des gaz parfaits, $J.mol^{-1}.K^{-1}$ | g | phase gazeuse |
| r | rayon, m | in | entrée |
| T | température, K | m | tube métallique |
| t | temps, s | p | particules d'adsorbant |
| u | vitesse du gaz dans l'adsorbant, $m.s^{-1}$ | POD | reconstruite avec la POD |
| v | vitesse moyenne du fluide, $m.s^{-1}$ | s | adsorbant solide |
| V | mode de la base POD | 0 | initial |

1. Introduction

En France, le secteur du bâtiment est responsable d'environ un quart des émissions de CO₂ et de 46% des consommations énergétiques [1]. Pour faire face au réchauffement climatique

et à l'épuisement des énergies fossiles, il faut consommer moins d'énergie et utiliser des sources faiblement émettrices de CO₂. Les énergies renouvelables, notamment solaires, représentent un gisement intéressant d'énergie pauvre en carbone. Cependant leur intermittence impose une meilleure anticipation des besoins et la mise en place d'un système de stockage. Tout d'abord, nous rappelons la place du stockage par adsorption parmi les différents systèmes puis nous justifions le choix du couple adsorbant-adsorbat. Ensuite, un modèle bidimensionnel des transferts couplés de chaleur et de masse survenant au cours du stockage d'énergie dans l'adsorbeur d'un système intégrable au sein d'un bâtiment est développé. Enfin, la Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD), est utilisée pour envisager de réduire la taille du modèle développé et d'en faciliter la simulation.

2. Sélection du type de stockage

S'il existe un grand nombre de modes de stockage (cf. figure 1), le stockage thermochimique par sorption présente les caractéristiques requises concernant les gammes de températures et de réversibilité pour une application aux bâtiments. Bien qu'il soit légèrement moins performant en termes de densité énergétique que le stockage chimique, il est compatible avec les températures produites à partir de l'énergie solaire (70 à 220°C hors concentration). Enfin, la grande compacité des adsorbants leur confère des qualités essentielles en termes de coût et de volume.

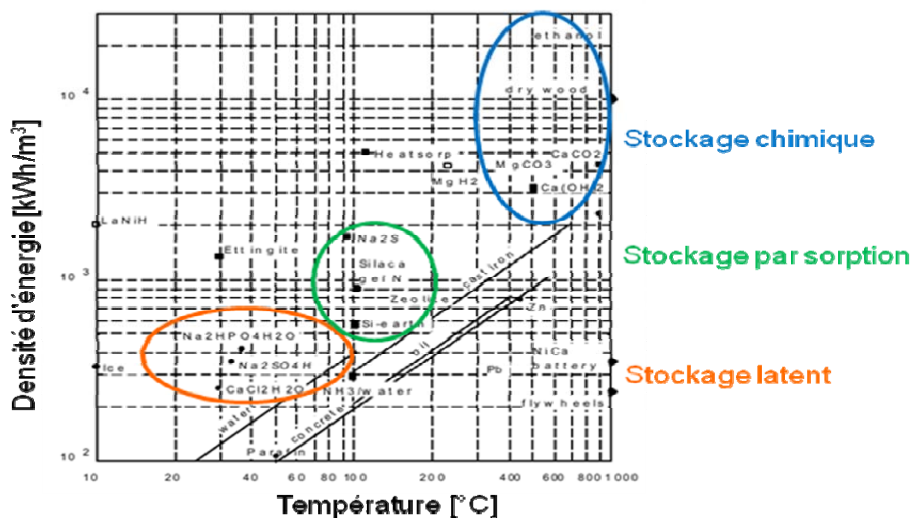


Figure 1 : Matériaux adsorbants et types de stockage [2]

Le choix du couple adsorbant-adsorbat à intégrer au sein d'un système de stockage est primordial car son efficacité en dépend. Tout d'abord, le choix d'un adsorbat est régi par ses propriétés physico-chimiques [3] et [4]. L'eau est parfaitement sûre pour l'Homme, disponible en quantité, avec de bonnes propriétés thermiques et apparaît comme idéale tant aux niveaux hygiène, sécurité et environnement qu'économique et pratique. De nombreux adsorbants associés à l'eau sont à disposition, leurs caractéristiques principales sont présentées dans le tableau 1. Les silices mésoporeuses organisées et les metal-organic frameworks ont des affinités très restreintes pour l'eau. La densité énergétique théorique des zéolites, minéraux microporeux appartenant à la famille des aluminosilicates, est d'environ 180 kWh/m³ soit le double de l'eau en stockage par chaleur sensible et le tableau 1 montre que le couple zéolite-eau a de très bonnes capacités d'adsorption et de régénération, une faible toxicité, un prix bas

et une grande stabilité à long terme. Ainsi, il semble constituer une des solutions les plus adaptées à un stockage de l'énergie à basse température pour une application aux bâtiments.

| Sorbants | Capacité d'adsorption | Taux d'adsorption | Régénération | Prix | Toxicité | Stabilité à long terme |
|----------------------|-----------------------|-------------------|--------------|------|----------|------------------------|
| | (g/g) | | | | | |
| Gel de silice | 0.40-0.45 | ++ | +++ | + | + | +++ |
| Zéolites | 0.20-0.45 | +++ | +++ | + | + | +++ |
| Alumino-phosphates | 0.15-0.54 | ++ | ++ | ++ | + | + |
| Silices mésoporeuses | 0.45-0.84 | ++ | + | ++ | + | + |
| Argiles | 0.25-0.48 | +++ | + | + | + | + |

Tableau 1 : Principales caractéristiques des matériaux adsorbants associés à l'eau [5]

3. Modélisation bidimensionnelle de l'adsorbent

Les systèmes à sorption sont composés d'un adsorbent, d'un évaporateur et d'un condenseur. Les deux derniers étant des échangeurs diphasiques classiques largement étudiés dans la littérature, nous nous sommes focalisés sur la modélisation bidimensionnelle du stockage de l'énergie dans l'adsorbent, élément clé car contenant le milieu poreux.

3.1. Description du problème physique

L'adsorbent étudié est classique, de nombreux auteurs ont traité le même type de systèmes [6]. Il est constitué d'un fluide caloporteur qui circule dans un tube métallique entouré par un lit de zéolite 13X cylindrique (figure 2). Ainsi, lors de la phase de stockage de l'énergie, le fluide chauffe l'adsorbant par l'intermédiaire du tube métallique et engendre la désorption de l'adsorbant, la vapeur d'eau, qui s'évacue par les deux extrémités du lit.

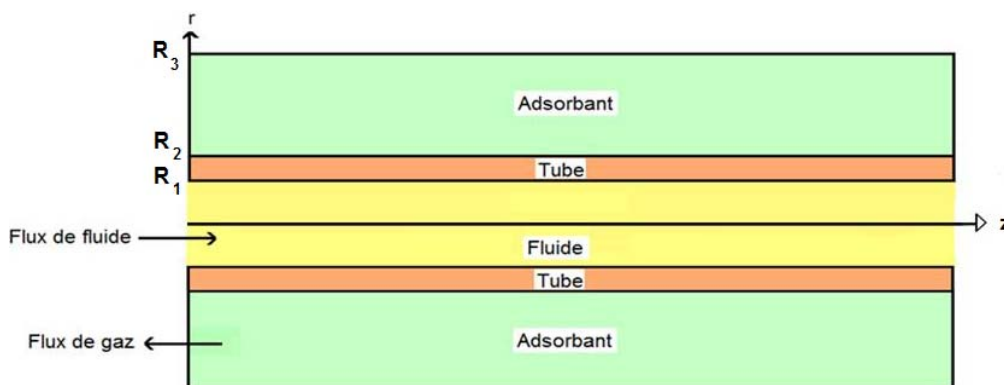


Figure 2 : Schéma du problème physique étudié

3.2. Hypothèses

La formulation mathématique du problème physique énoncé repose sur les conditions et hypothèses suivantes :

- d'une part, les grains d'adsorbant ont des propriétés identiques et sont distribués uniformément dans le lit, d'autre part, la phase solide (grains d'adsorbant et phase adsorbée) est localement en équilibre avec la phase gazeuse,
- la phase gazeuse se comporte comme un gaz parfait,

$$\rho = \frac{Mp}{RT} \tag{1}$$

- la vitesse du gaz dans le lit d'adsorbant est déterminée par la loi de Darcy,

$$u = -\frac{k}{\mu} \nabla p \tag{2}$$

- la dispersion de masse de la phase gazeuse est négligée,
- les propriétés de transferts thermiques dans le fluide ainsi que dans le tube, les coefficients d'échange de chaleur entre les composants, la chaleur d'adsorption et la viscosité sont supposés constants,
- le métal est considéré comme une résistance thermique (régime établi dans le tube métallique) et le fluide suit un écoulement de Poiseuille.

3.3. Equations de conservation

Les transferts couplés de chaleur et de masse survenant au sein de l'adsorbant ont été étudiés pour développer un modèle s'inspirant des travaux de Sun et al. [7,8]. Les évolutions spatio-temporelles des variables d'état sont simulées permettant ainsi l'analyse de son comportement dynamique. Le modèle bidimensionnel transitoire réalisé a pour variables la température dans le fluide, T_f , la température T et la pression p dans l'adsorbant. Les équations que l'on résout sont :

- l'équation de conservation de l'énergie du fluide s'écoulant à une vitesse moyenne v dans un tube de rayon R_1 ,

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + 2v \left[1 - \left(\frac{r}{R_1} \right)^2 \right] \frac{\partial T_f}{\partial z} - a_f \Delta T_f = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} T_f(r, z, 0) = T_0 \\ T_f(r, 0, t) = T_{in} \text{ et } T_f(r, 1, t) \text{ libre} \end{cases} \tag{3}$$

- l'équation de conservation de la masse dans l'adsorbant,

$$A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = -B \frac{\partial q}{\partial t} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} p(r, 0, t) = p(r, 1, t) = p(r, z, 0) = p_0 \\ \frac{\partial p(R_2, z, t)}{\partial r} = \frac{\partial p(R_3, z, t)}{\partial r} = 0 \end{cases} \tag{4}$$

$$A = \varepsilon_b + (1 - \varepsilon_p) \varepsilon_p \quad \text{et} \quad B = (1 - \varepsilon_p)(1 - \varepsilon_b)$$

- l'équation de conservation de l'énergie dans l'adsorbant,

$$\frac{\partial(C_{\Sigma}T)}{\partial t} + \nabla(\rho u c_g T) - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = B \Delta H \frac{\partial q}{\partial t}$$

$$C_{\Sigma} = A \rho u c_g + B(\rho_s c_s + q c_a)$$

avec $\begin{cases} T(r, z, 0) = T_0 \\ \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial z} = \frac{\partial T(r, 1, t)}{\partial z} = 0 \end{cases}$ (5)

De plus, conformément aux hypothèses, il n'y a pas d'accumulation d'énergie dans le métal, la condition de raccordement du flux entre l'interface fluide/métal et celle métal/adsorbant s'exprime donc :

$$\frac{\partial T_f(R_1, z, t)}{\partial r} = \frac{\lambda_m}{\lambda_f} \frac{1}{R_1} \frac{T_f(R_1) - T(R_2)}{\ln(R_1/R_2)} \text{ et } \frac{\partial T(R_2, z, t)}{\partial r} = \frac{\lambda_m}{\lambda} \frac{1}{R_2} \frac{T_f(R_1) - T(R_2)}{\ln(R_1/R_2)} \quad (6)$$

3.4. Isotherme d'adsorption

La cinétique d'adsorption d'un gaz par un solide poreux joue un rôle prépondérant dans le fonctionnement d'un système de stockage à adsorption. Le modèle cinétique étudié s'appuie sur le modèle généralisé de Langmuir à 3 couches [4] :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \psi(q - q_e)$$

à l'équilibre,

$$q = q_e \Rightarrow \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q_e}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_e}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t}$$

avec $\begin{cases} q_e = \frac{q_{s,1} b_1 p}{1 + b_1 p} + \frac{q_{s,2} b_2 p}{1 + b_2 p} + \frac{q_{s,3} b_3 p}{1 + b_3 p} \\ q_{s,n} = a_{0,n} + \frac{a_{1,n}}{T} + \frac{a_{2,n}}{T^2} + \frac{a_{3,n}}{T^3} \\ b_n = b_{0,n} \exp(E_n / T) \quad (n = 1, 2, 3) \end{cases}$ (7)

Compte tenu des grandeurs caractéristiques des zéolites et des conditions d'utilisation, le temps caractéristique de la cinétique de transfert de masse de notre problème est de l'ordre de la microseconde. Ainsi, nous pouvons considérer que le système étudié est à l'équilibre thermodynamique à tout instant.

3.5. Résultats numériques

Le schéma de résolution s'appuie sur une méthode d'ordre 4 basée sur un schéma compact centré, précis et stable [9]. Le système est discrétisé en 100 mailles longitudinales, 20 mailles radiales dans le fluide et 20 dans l'adsorbant. Ainsi, 2000 équations sont à résoudre pour chaque variable, soit un système de 6000 équations au total. Une sollicitation (échelon de température appliqué en $z=0$: $T_{in}=493$ K) est appliquée au système, dont l'état initial est à l'équilibre ($T_0=293$ K et $P_0=60$ Pa). L'évolution du système est alors étudiée sur une fenêtre temporelle de 3 heures. L'intégration du système est réalisée par une méthode de type Gear à ordre et pas variables [10]. La tolérance du calcul est de l'ordre de 10^{-6} . L'ordinateur utilisé est un Intel (R) Core (TM) I7, CPU 975@3.33 GHz, 2.02 GHz, 12Go de RAM.

La résolution numérique de ce système implique l'intégration temporelle de 6000 équations différentielles générant des temps de calculs conséquents (1h30). Pour pallier cette difficulté, les poids relatifs des différents mécanismes de transfert de masse et de chaleur ont été comparés. Cependant l'importance relative de chaque mécanisme de transfert ne permet

raisonnablement pas de pouvoir simplifier physiquement les équations, d'où l'application d'une méthode de réduction.

4. Décomposition orthogonale aux valeurs Propres

La POD est appliquée à notre modèle afin d'approximer le système créé de dimension élevée nécessitant une intégration temporelle par un autre système de dimension nettement plus faible [11]. Elle nous permet donc de déterminer si le modèle est fortement réductible afin d'éviter les temps de calculs prohibitifs.

La POD consiste à considérer les variables comme une combinaison linéaire de modes propres V et de coefficients temporels a tout en conservant les caractéristiques et le couplage du modèle :

$$\forall (r, z, t) \quad T_{POD}(r, z, t) = \bar{T}(r, z) + \sum_{m=1}^k V_m(r, z) a_m(t) \tag{8}$$

Cette décomposition est obtenue à partir d'un ensemble de données provenant selon le cas de simulations numériques ou d'expériences. Les modes propres définissent alors une base de projection orthogonale représentative des réalisations les plus probables et optimale au sens énergétique [12]. Un faible nombre de modes est alors suffisant pour décrire correctement l'évolution dynamique du système. Afin de déterminer ce nombre k de modes à conserver nous avons considéré plusieurs critères :

- L'énergie statistique au sens de la POD, énergie cumulée E_k des modes conservés, doit être supérieure à 99% et la dernière valeur propre (δ) conservée doit être inférieure au centième de la première. Conserver les 3 premiers modes nous assure le respect des 2 critères précédents (cf tableau 2).

$$E_k = \frac{\sum_{i=1}^k \delta_i}{\sum_{i=1}^{\infty} \delta_i} \tag{9}$$

| Modes | $E_k (T_f)$ | $\delta (T_f)$ | $E_k (T)$ | $\delta (T_f)$ | $E_k (p)$ | $\delta (p)$ |
|-------|-------------|-----------------|-----------|-----------------|-----------|-----------------|
| 1 | 97,2092 | $1,883.10^{-6}$ | 98,8177 | $2,197.10^{-5}$ | 88,2055 | $9,716.10^{-4}$ |
| 2 | 99,5742 | $0,046.10^{-6}$ | 99,5805 | $0,017.10^{-5}$ | 99,0648 | $1,196.10^{-4}$ |
| 3 | 99,8423 | $0,005.10^{-6}$ | 99,8569 | $0,006.10^{-5}$ | 99,7437 | $0,075.10^{-4}$ |
| 4 | 99,9630 | $0,002.10^{-6}$ | 99,9540 | $0,002.10^{-5}$ | 99,9277 | $0,020.10^{-4}$ |
| 5 | 99,9985 | $< 10^{-8}$ | 99,9739 | $< 10^{-8}$ | 99,9711 | $0,005.10^{-4}$ |

Tableau 2 : Energie cumulée et valeurs propres selon les modes

- La reconstruction des variables à partir de la combinaison linéaire de modes propres et de coefficients temporels est comparée aux variables réelles pour la température et la pression dans l'adsorbant grâce au calcul de l'écart-type entre les variables réelles et reconstruites dans l'adsorbant.

$$e_p = \sqrt{\frac{\iint (p - p_{POD})^2 2\pi r dr dz}{\iint 2\pi r dr dz}} \quad \text{et} \quad e_T = \sqrt{\frac{\iint (T - T_{POD})^2 2\pi r dr dz}{\iint 2\pi r dr dz}} \tag{10}$$

La figure 3 montre que 3 modes semblent suffisants pour reconstruire la température dans l'adsorbant. En effet, la température étant comprise entre 293 K et 493 K , l'écart-type obtenu entre les températures réelle et reconstruite est faible. Par contre, la pression initiale est 60 Pa , on peut donc déduire de la figure 4 que 5 modes semblent nécessaires pour reconstruire précisément la pression dans l'adsorbant.

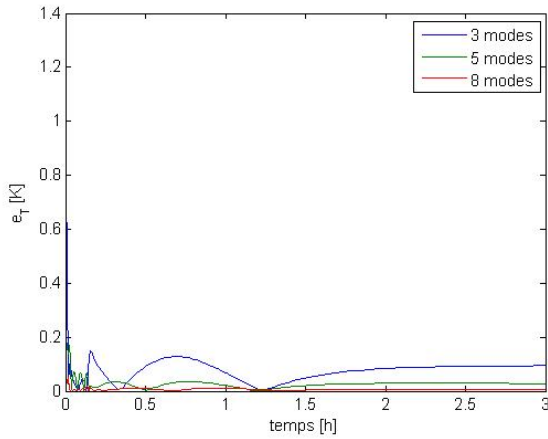


Figure 3 : écart-type e_T

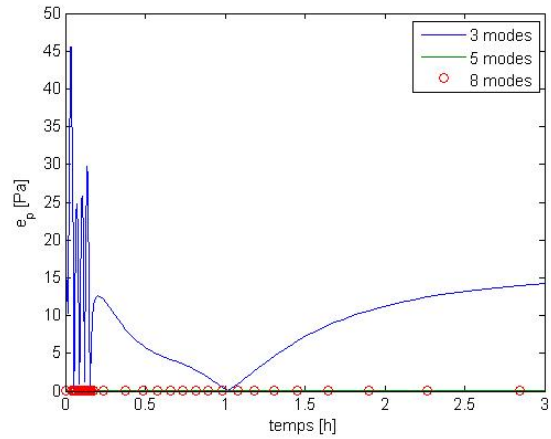


Figure 4 : écart-type e_p

- Dans le cadre de notre étude, l'énergie stockée est la grandeur qui importe. Aux trois critères précédents classiquement utilisés avec la POD, nous ajoutons donc ce critère supplémentaire. L'énergie E stockée dans le matériau et l'écart-type e_E entre les énergies réelle et reconstruites s'écrivent :

$$E = \int_0^t B\Delta H \frac{\partial Q}{\partial t} dt \text{ avec } Q = \iint q 2\pi r dr dz \text{ et } e_E = \sqrt{\frac{\iint (E - E_{POD})^2 2\pi r dr dz}{\iint 2\pi r dr dz}} \quad (11)$$

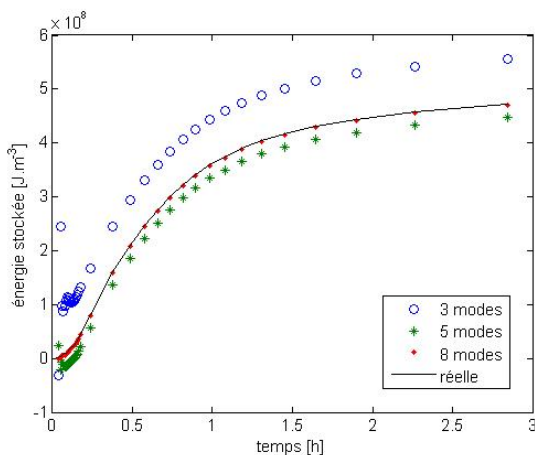


Figure 5 : Comparaison entre énergies stockées réelle et reconstruite

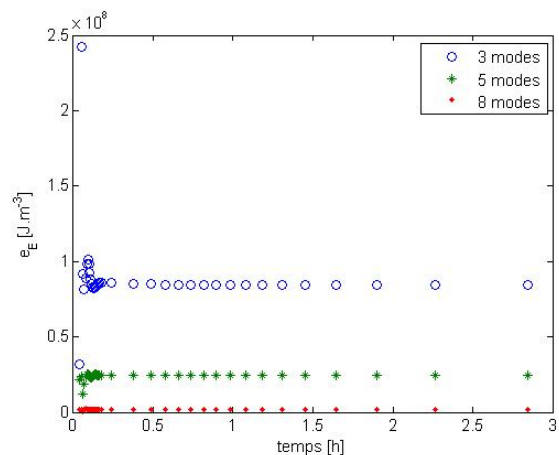


Figure 6 : écart-type e_E

La figure 5 montre que conserver 3 ou 5 modes induit des erreurs aux temps courts dans la reconstruction de l'énergie stockée. Par conséquent, pour que la reconstruction soit suffisamment précise et notamment aux temps courts, 8 modes doivent être conservés pour chaque variable.

5. Conclusion

Dans cet article, un type de stockage et un système technique ont été sélectionnés. L'étude des transferts couplés de chaleur et de masse au sein de l'adsorbeur, élément clé de ce système, a donné lieu à un modèle bidimensionnel. L'analyse des poids relatifs de chacun des mécanismes entrant en jeu a montré que ce modèle ne pouvait être simplifié physiquement. La POD nous a donc permis de déterminer que 8 modes pour chaque variable suffisent pour décrire le comportement dynamique de l'adsorbeur étudié. Nous envisageons à présent de réduire le modèle afin d'en faciliter la simulation et d'utiliser la POD comme méthode d'analyse physique des données pour réaliser une étude approfondie des différents mécanismes de transferts couplés de chaleur et de masse.

Références

- [1] Table ronde du Grenelle de l'Environnement "Lutter contre les changements climatiques", Programme "Moderniser le bâtiment et la ville", (2007).
- [2] Jacob Van Berkel, Solar thermal storage techniques, Research commissioned by The Netherlands Agency for Energy and the Environment NOVEM, project # 143.620-935.8 (Octobre 2000).
- [3] S. Marteau, Adsorption, ed4263 INRS, 23(39), (2005).
- [4] W. Chekirou, Etude et analyse d'une machine frigorifique solaire à adsorption, Thèse de Doctorat en Sciences en Physique, Université de Mentouri-Constantine, (2008).
- [5] Y.I. Aristov, Challenging offers of material science for adsorption storage of thermal energy, Eurotherm Seminar n°93, (16-18 Novembre 2011).
- [6] L.Z. Zhang, Solar Energy, A three-dimensional non-equilibrium model for an intermittent adsorption cooling system, *Solar Energy*, (2000), 69(1), 27-35.
- [7] L. M. Sun, N. Ben Amar et F. Meunier, Numerical study on coupled heat and mass transfer in an adsorber with external fluid heating, *Heat Recovery Systems & CHP*, (1995), 15(1), 19-29.
- [8] N. Ben Amar, L.M. Sun, F. Meunier, Numerical analysis of adsorptive wave regenerative heat temperature pump, *Applied Thermal Engineering*, (1996), 16(1), 405-418.
- [9] S. Hamdi et al., Method of lines/example implementation/dss044, *Scholarpedia*, 2(10) : 2859, doi : 10.4249/scholarpedia.5401, (2007), http://www.scholarpedia.org/article/Method_of_lines.
- [10] L.F. Shampine, M.W. Reichelt et J.A. Kierzenka, Solving Index-1 DAEs in MATLAB and Simulink, *SIAM Review*, (1999), 41, 538-552.
- [11] A. Sempey, C. Inard, C. Ghiaus, C. Allery, Fast simulation of temperature distribution in air conditioned rooms by using proper orthogonal decomposition, *Building and Environment*, (2009), 44(2), 280-298.
- [12] L. Sirovich, Turbulence and the dynamics of coherent structures, Part 1 : Coherent structures. Part 2 : Symmetries and transformations. Part 3 : Dynamics and scaling. *Quarterly of Applied Mechanics*, (1987), 45, 561-590.

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 SIMINTHEC n°ANR-08-HABISOL-011).

Mesure de températures internes et de flux de chaleur au sein dans une pile échangeuse de protons

Anthony THOMAS^{1*}, Gael MARANZANA¹, Sophie DIDIERJEAN¹, Jérôme DILLET¹, Olivier LOTTIN¹

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée

2 Avenue de la Forêt de Haye, 54504 - Vandoeuvre-lès-Nancy

* (auteur correspondant : anthony.thomas@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé - Des mesures expérimentales de températures aux électrodes et de flux de chaleur au sein d'une pile à membrane échangeuse de protons ont été réalisées à l'aide de fils de platine et de capteurs de flux à gradient tangentiel. Une élévation de 4°C de la température des électrodes par rapport à celles des plaques bipolaires a été observée pour une pile fonctionnant à une densité de courant de 1.5 A.cm⁻². Ces mesures montrent une très forte non uniformité du champ de température au sein de la pile que les futurs modèles phénoménologiques doivent prendre en compte.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|------------------------------------------------------------|-----------------------------|---------|
| j | densité de courant, A.cm ⁻² | <i>Indices et exposants</i> | |
| T | température, °C | a | anode |
| <i>Symboles grecs</i> | | c | cathode |
| λ | conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹ | | |
| Φ | flux de chaleur, W | | |

1. Introduction

A l'heure actuelle, les piles à membrane échangeuse de protons (PEMFC) sont présentées comme un système de conversion d'énergie chimique en énergie électrique prometteur. Utilisant comme combustible de l'hydrogène, elles permettent de fournir de l'énergie électrique dans une large gamme de puissance sans émission de gaz à effet de serre, le produit de la réaction étant de l'eau. Au niveau des applications, la PEMFC est actuellement retenue pour l'équipement des véhicules à traction électrique, les applications électroniques portables et la cogénération de petite et moyenne puissance.

Malgré de récentes avancées technologiques, leur commercialisation à grande échelle est toujours tempérée par des problèmes de coûts (prix du catalyseur platine, de la membrane polymère) et de durabilité liée à la gestion de l'eau au sein de la pile (corrosion des électrodes, dissolution du platine, obstruction des pores). L'étude du transport de l'eau dans une pile à combustible à membrane est donc fondamentale.

50% à 70% de l'énergie étant produite par la pile sous forme de chaleur, de récents travaux ont donc étudié l'impact du champ de température sur le transport de l'eau dans le cœur des piles à combustible [1-10]. En 2002, Djilali et Lu [1] développent un modèle qui se focalise sur les effets non isothermes et non isobares. Ils montrent par le calcul qu'il pourrait exister une différence de température de l'ordre de 1 à 5°C, entre la plaque bipolaire et l'électrode, dépendant de la densité de courant et des propriétés thermo-physiques des matériaux. Weber et Newman [2] ainsi que Wang et Wang [3] montrent, en considérant un fonctionnement non isotherme de la pile, qu'un phénomène de condo-évaporation (heat pipe effect) à travers la couche poreuse pourrait avoir un effet significatif à fortes densités de

courant. Erkeling [4] démontre d'ailleurs qu'à une densité de courant de 1 A.cm^{-2} , le taux d'évaporation à l'électrode est suffisant pour évacuer toute l'eau produite en phase vapeur.

Pour visualiser ce phénomène, Hickner et al. [5,6], Kim et Mench [7,8] ainsi que Fu et al. [9], utilisent la radiographie aux neutrons et mettent en avant l'importance de l'évaporation aux fortes densités de courant. L'influence de la température sur l'eau est donc réelle, à la fois sur son état mais aussi sur son transport. En effet, les travaux de Kim et Mench, Fu et al. ou encore Hatzell et al. [10] mettent en évidence que l'eau se dirige préférentiellement vers le côté froid de la pile. Du fait de cet impact, il est donc important d'obtenir des mesures précises de température dans toutes les parties qui composent une pile.

Au cours des dernières années, des mesures expérimentales de température au sein d'une pile à combustible ont donc été réalisées. En 2004, Vie and Kjelstrup [11] sont les premiers à mesurer une température locale proche des électrodes en utilisant des thermocouples (diamètre $120 \mu\text{m}$). En mesurant la température à l'interface membrane/électrode et à l'interface canal/GDL ils calculent la conductivité thermique de la membrane et de l'électrode+GDL. Zhang et al. [12,13] utilisent eux, plusieurs thermocouples de diamètre $100 \mu\text{m}$ qu'ils placent à l'interface GDL/électrode pour mesurer la différence de température à la cathode entre l'entrée et la sortie de l'écoulement d'air. Pour différents débits de gaz, ils observent une corrélation entre la mesure locale de température et la mesure locale de densité de courant. Une différence de 5°C est mesurée entre l'électrode et la plaque bipolaire côté cathode pour une densité de courant de 1 A.cm^{-2} . La relation entre la mesure locale de température, la densité de courant et la présence d'eau liquide a aussi été observée par Maranzana et al. [14], grâce à une pile segmentée et transparente. Dans cette expérience, la mesure de température se fait à l'aide de thermocouples insérés le long des canaux alimentés en air.

Afin de compléter ces études et d'apporter des données aux futurs modèles, une approche expérimentale a été développée dans ce travail. Elle consiste à mesurer les températures internes, à l'aide de fils de platine et les flux de chaleur dans une cellule de pile à combustible à membrane.

2. Dispositif expérimental

Une pile à hydrogène est une pile au sein de laquelle la production d'énergie électrique est obtenue par une oxydation de l'hydrogène à l'anode et une réduction de l'oxygène à la cathode. Un électrolyte sous forme de polymère (membrane) est utilisé pour séparer les électrodes. Ce polymère conduit les protons (formés lors de la réaction d'oxydation) tout en bloquant les électrons. Contraint de passer par un circuit extérieur, les électrons vont générer un courant électrique. Les protons migrent à travers l'électrolyte et se recombinaient avec de l'oxygène à la cathode pour former de l'eau.

L'assemblage membrane électrode (AME) permettant le fonctionnement de la pile utilisé dans cette expérience, est fourni par Johnson Matthey Technology. Il est constitué d'une membrane perfluoro-sulfonée d'épaisseur $30 \mu\text{m}$ et deux électrodes de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur ayant un chargement en platine, catalyseur des réactions, de 0.2 mg.cm^{-2} à l'anode et 0.6 mg.cm^{-2} à la cathode. La surface de l'AME est de 25 cm^2 . Les gaz utilisés par la pile (hydrogène côté anode et air côté cathode) s'écoulent dans des plaques bipolaires composées de 28 canaux parallèles de 50 mm de long, de 1 mm de large et de 0.4 mm de profondeur. Afin d'obtenir une diffusion des gaz sur toute la surface des électrodes, des couches poreuses carbonées sont placées entre les plaques et les couches actives. Ces couches poreuses sont développées par Sigracet® et sont constituées d'un milieu poreux partiellement hydrophobe

(5% de PTFE) appelé GDL (Gas Diffusion Layer) d'épaisseur 375 μm et d'un milieu microporeux (MPL) fortement hydrophobe (30% de PTFE) de 45 μm d'épaisseur.

Le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. En entrée de pile, de l'hydrogène et de l'air sont préchauffés et humidifiés à l'aide de bulleurs dont les températures sont contrôlées à l'aide de thermocouples de type K.

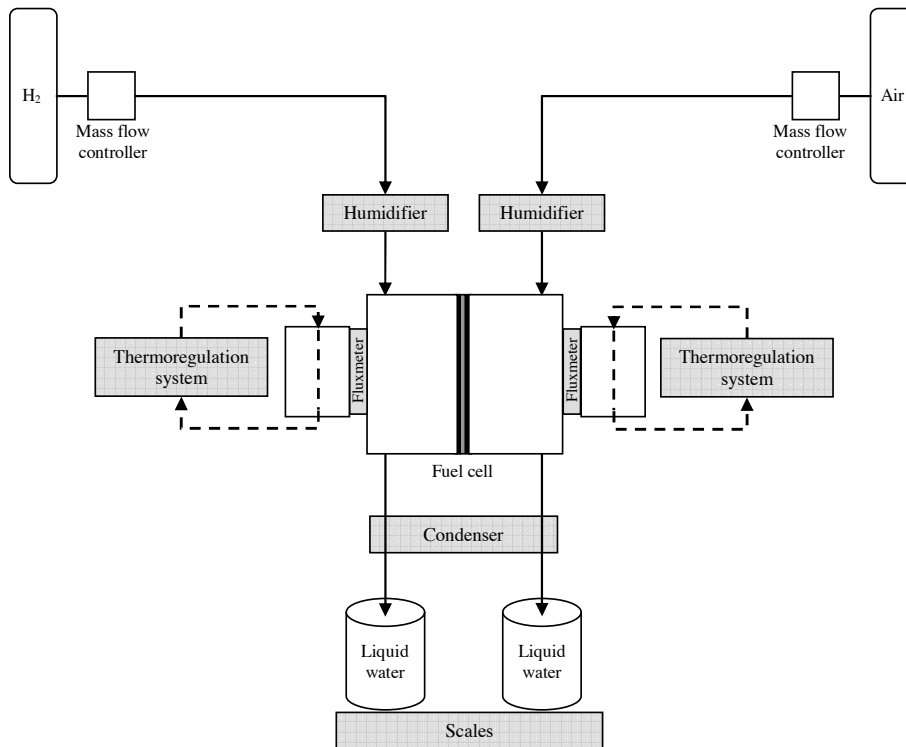


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

En sortie de pile, les gaz passent à travers un condenseur refroidi à 8°C à l'aide d'un élément à effet Peltier. L'eau condensée est pesée à l'aide de balances précises à 0.01g près. Le bilan d'eau entre l'entrée et la sortie de la pile permet de calculer les flux d'eau traversant les couches poreuses et la membrane et de les corrélérer à la mesure de température.

Une mesure simultanée des flux de chaleur traversant la pile est réalisée à l'aide de deux fluxmètres placés entre des plaques en aluminium thermorégulées et les plaques bipolaires. Les fluxmètres utilisés sont des capteurs de flux à gradient tangentiel développés par Captec®.

Pour la mesure de la température aux électrodes, 8 fils de platines isolés sont insérés aux interfaces électrode/MPL (Fig. 2). Les fils conducteurs de 25 μm de diamètre sont isolés par une épaisseur de 5 μm en Kapton. Le diamètre total des fils est donc de 35 μm , soit 2 à 3 fois plus grand que le diamètre moyen des fibres de carbone qui constituent les GDL.

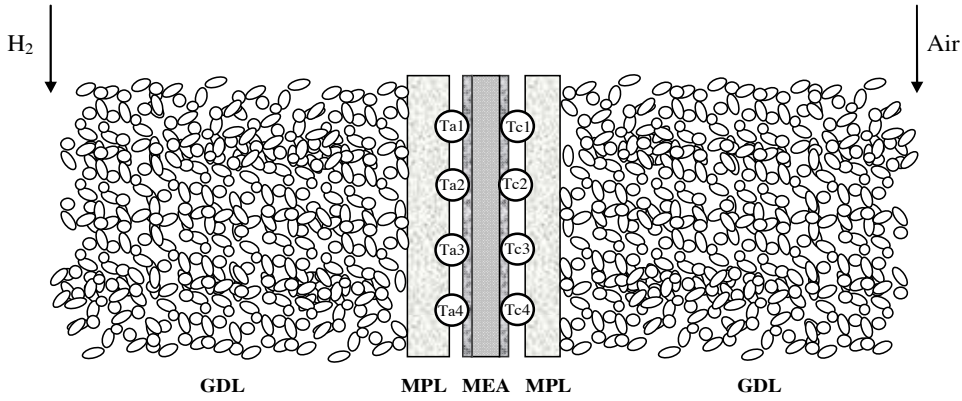


Figure 2 : Emplacement des fils de platine à l'interface Electrode/MPL. L'écoulement de gaz se fait du haut vers le bas

L'insertion des fils de platine permet de mesurer la température moyenne le long de l'AME dans le sens perpendiculaire à l'écoulement. Ils sont placés manuellement tous les centimètres. La mesure de température est donc une mesure de température moyenne dans le sens de largeur mais locale dans le sens de la hauteur.

3. Protocole de mesure

3.1. Protocole de mesure pour la température

La mesure de température est basée sur la thermodépendance de la résistance électrique du platine. En faisant circuler dans les fils un courant continu d'intensité égale à 25 mA, la mesure de la tension aux bornes du fil permet via une courbe d'étalonnage (présentée figure 3) d'obtenir la température moyenne du fil.

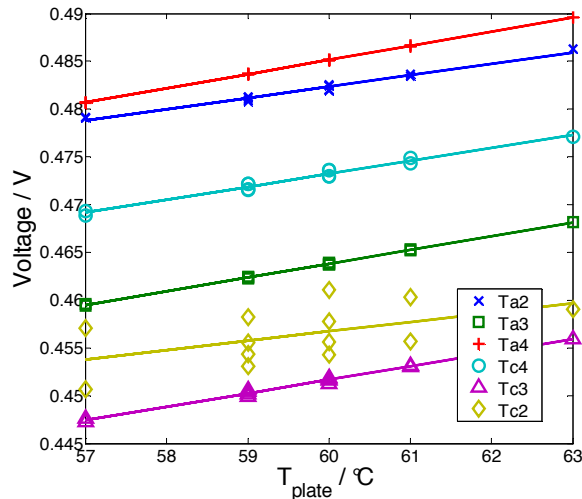


Figure 3 : Mesure de la tension des fils de platine au cours de l'étalonnage

La figure 3 montre la variation de la tension de 6 des 8 fils de platine en fonction de la température des plaques bipolaires, 2 fils (Ta1 et Tc1) ayant été rompus lors de la mise en compression et/ou de la mise en température (leur très petit diamètre les rend très fragiles). On constate que l'évolution de la tension est linéaire et que la reproductibilité de la mesure est bonne pour 5 fils (Ta2 Ta3 Ta4 Tc3 et Tc4). Cet étalonnage permet donc d'associer une température à chaque valeur de la tension aux bornes des fils.

3.2 Protocole de mesure pour les flux de chaleur

Les capteurs de flux à gradient tangentiel délivrent une tension proportionnelle au flux de chaleur incident. Le coefficient de proportionnalité, appelé sensibilité du capteur, est égal à $27.8 \pm 3\% \mu V/(W/m^2)$ coté anode et $23.2 \pm 3\% \mu V/(W/m^2)$ coté cathode. La surface des capteurs est égale à 36 cm^2 . Pour obtenir le flux de chaleur traversant les couches poreuses, une correction est faite sur les mesures de flux brutes. Elle prend en compte la chaleur dissipée vers l'extérieur (isolation imparfaite) et les flux traversant les autres parties de la pile (hors couche active/GDL) lorsque les plaques bipolaires ont une température différente.

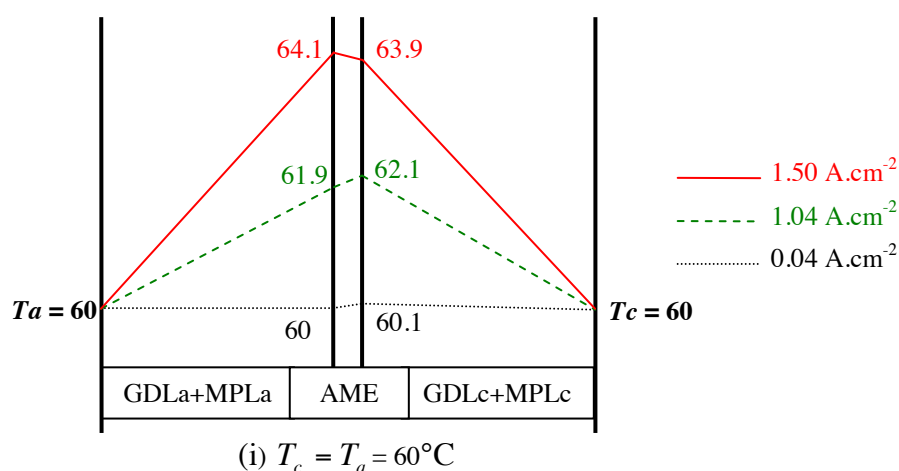
4. Résultats et Discussions

Toutes les mesures présentées ci-dessous ont été effectuées pour une stœchiométrie de 1.4 pour l'hydrogène et 3 pour l'air. Les résultats sont donnés pour des densités de courant comprises entre 0.04 A.cm^{-2} et 1.5 A.cm^{-2} . Trois configurations thermiques sont étudiées :

- (i) les températures des plaques bipolaires (T_a à l'anode et T_c à la cathode) sont égales à 60°C
- (ii) la température de la plaque coté cathode est imposée à 62.5°C et celle coté anode à 57.5°C .
- (iii) et inversement, la température de la plaque bipolaire coté anode est égale à 62.5°C , et celle coté cathode à 57.5°C .

4.2 Mesure de la température aux électrodes

Les températures mesurées aux électrodes sont présentées figure 4. Les croquis représentent l'élévation de température à l'anode et à la cathode pour 3 densités de courant 0.04 , 1.04 et 1.5 A.cm^{-2} et 3 configurations thermiques des plaques bipolaires. Pour chaque électrode, les valeurs de températures sont la moyenne des valeurs mesurées par chaque fil.



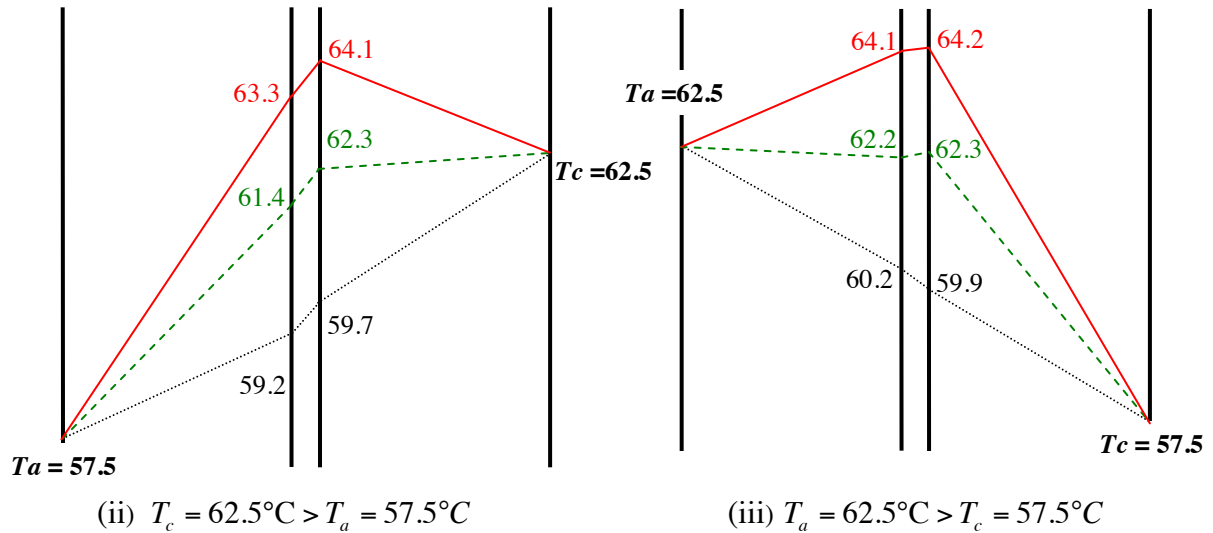


Figure 4 : Mesures de température ($^\circ\text{C}$) aux électrodes en fonction de la densité de courant

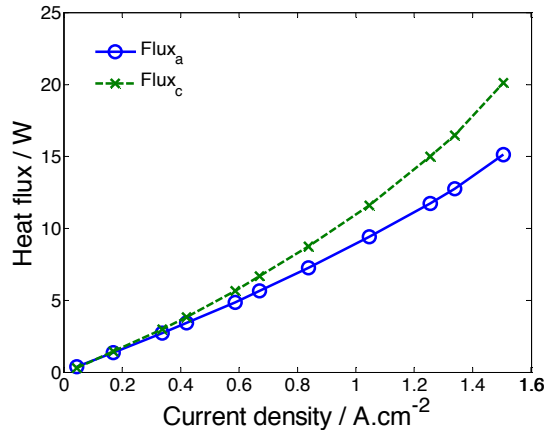
Pour les 3 configurations, on observe une élévation de température aux électrodes de 4°C pour une densité de courant j égale à 1.5 A.cm^{-2} , soit un gradient de température d'environ 10^4 K.m^{-1} . La même élévation de température est observée par Weber et Hickner [15] dans le cas de température de plaques bipolaires égales. Ils mesurent une température à l'électrode de 6°C à 1.25 A.cm^{-2} pour des épaisseurs de membrane et de couches poreuses équivalentes.

Une inversion du gradient de température est observée pour $j = 1.5 \text{ A.cm}^{-2}$ lorsque les plaques bipolaires ont une température différente (cas (ii) et (iii)). Une différence de 5°C entre T_a et T_c n'est pas suffisante pour obtenir un flux de chaleur dirigé de la plaque la plus chaude vers la plus froide sur toute la gamme des densités de courant. De plus, on peut remarquer que la température au niveau de l'AME est quasi uniforme (exceptée dans le cas (ii)).

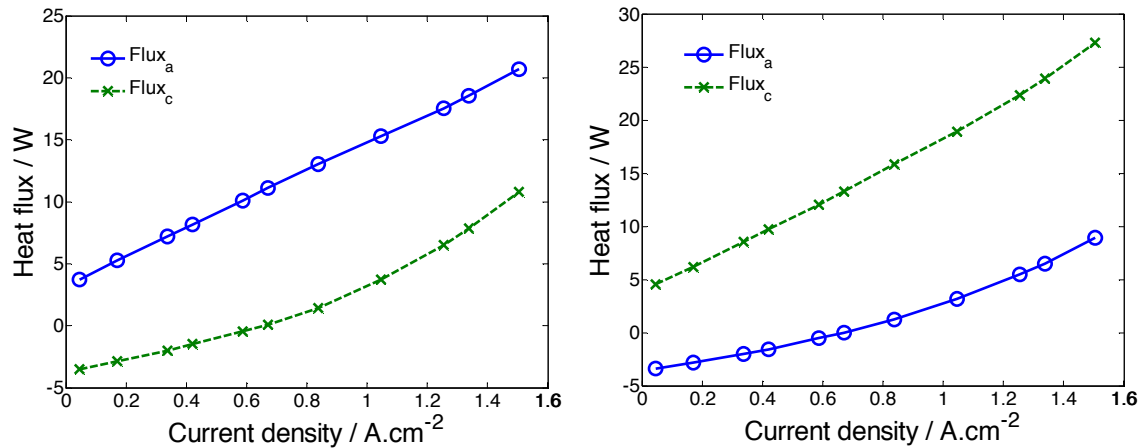
Ces mesures mettent en évidence une forte non uniformité de la température au sein de la pile. Considérer son fonctionnement comme isotherme n'est donc pas justifié.

4.3 Mesure des flux de chaleur traversant les couches poreuses

La figure 5 présente les mesures de flux de chaleur traversant les couches poreuses, ϕ_a coté anode et ϕ_c coté cathode. Les flux sont considérés positifs lorsqu'ils sont dirigés du terme source (AME) vers l'extérieur.



(i) $T_c = T_a = 60^\circ\text{C}$



(ii) $T_c = 62.5^\circ\text{C} > T_a = 57.5^\circ\text{C}$

(iii) $T_a = 62.5^\circ\text{C} > T_c = 57.5^\circ\text{C}$

Figure 5 : Mesures des flux de chaleur à l'anode et à la cathode en fonction de la densité de courant

Pour les 3 configurations thermiques, on observe une augmentation du flux de chaleur en fonction de la densité de courant. En effet plus le courant augmente plus les irréversibilités sont grandes. Plus précisément, lorsque $T_c = T_a$ (Fig 5(i)), les deux flux sont positifs, dirigés de l'AME vers l'extérieur. On observe que le flux de chaleur mesuré coté cathode est plus important que celui coté anode. Cela peut s'expliquer par le fait que la réduction de l'oxygène à la cathode, produit davantage de chaleur que l'oxydation de l'hydrogène à l'anode

Lorsque $T_c > T_a$ (Fig 5(ii)), ϕ_a est toujours positif, car la température à l'anode est toujours supérieure à celle de la plaque bipolaire ($T_a = 57.5^\circ\text{C}$ (Fig 4(ii))) tandis que ϕ_c est d'abord négatif, dirigé de la plaque vers l'AME puis devient positif du fait de l'inversion du gradient de température. En effet, la température à la cathode devient supérieure à celle de la plaque bipolaire ($T_c = 62.5^\circ\text{C}$), pour une densité de courant supérieure à 1.04 A.cm^{-2} (Fig 4(ii)).

Inversement lorsque $T_a > T_c$ (Fig 5(iii)), ϕ_c est toujours positif tandis que ϕ_a change de signe due à l'inversion du gradient coté anode, pour une densité de courant supérieure à 1.04 A.cm^{-2} également (Fig 4(iii)).

4.4 Calcul des conductivités thermiques apparentes des couches poreuses

Les mesures simultanées des températures aux électrodes et des flux de chaleur permettent d'obtenir *in-situ* la mesure de la conductivité thermique apparente des couches poreuses (MPL+GDL). En effet à l'aide d'une analogie électrique et en considérant un transfert de chaleur par conduction dans le sens de l'épaisseur, on relie par une résistance thermique, le flux de chaleur traversant la couche poreuse à l'écart de température aux bornes de celle-ci : $\Delta T = R\Phi$. La résistance dépendant de la conductivité du matériau, de son épaisseur et de sa surface ($R = e/(\lambda S)$), il est ainsi possible de remonter à la conductivité thermique λ . Le calcul montre que la conductivité apparente des couches poreuses varie en fonction des flux d'eau les traversant [16]. Coté anode la conductivité varie de $0.28\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à faible flux d'eau, jusqu'à $0.7\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à forts flux d'eau. Coté cathode, elle est comprise entre $0.25\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $0.8\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

5. Conclusion

Des mesures de température à l'électrode ont été effectuées à l'aide de fils de platine mis en place à l'interface MPL/électrode. La variation de la température des électrodes en fonction de la densité de courant a été mesurée pour 3 configurations thermiques. Une élévation de température de 4°C aux électrodes a été mesurée pour une densité de courant de 1.5 A.cm⁻², démontrant les forts gradients de température existant au sein d'une pile en fonctionnement. Une modélisation de pile à combustible ne peut donc se faire de façon isotherme, la prise en compte de la variation spatiale de température est primordiale. Les mesures simultanées de température à l'électrode, de flux d'eau et de flux chaleur ont permis de mettre en lumière le caractère non isotherme de la pile à combustible.

Références

- [1] N. Djilali, D. Lu, *Int. J. Therm. Sci.*, 41 (2002), 29-40.
- [2] A.Z. Weber, J. Newman, *Journal of The Electrochemical Society*, 153 (2006), A2205-A2214.
- [3] Y. Wang, C-Y. Wang, *Journal of The Electrochemical Society*, 153 (2006), A1193-A1200.
- [4] M. Eikerling, *Journal of The Electrochemical Society*, 153 (2006), E58-E70.
- [5] M. A. Hickner, N. P. Siegel, K. S. Chen, D. S. Hussey, D. L. Jacobson, M. Arif, *Journal of The Electrochemical Society*, 155 (2008), B294-B302.
- [6] M. A. Hickner, N. P. Siegel, K. S. Chen, D. S. Hussey, D. L. Jacobson, M. Arif, *Journal of The Electrochemical Society*, 155 (2008), B427-B434.
- [7] S. Kim, M. M. Mench, *Journal of The Electrochemical Society*, 156 (2009), B353-B362.
- [8] S. Kim, M. M. Mench, *Journal of Membrane Science*, 328 (2009), 113-120.
- [9] R.S. Fu, J. S. Preston, U. Pasaogullari, T. Shiomi, S. Miyazaki, Y. Tabuchi, D. S. Hussey, D. L. Jacobson, *Journal of The Electrochemical Society*, 158 (2011), B303-B312.
- [10] M. C. Hatzell, A. Turhan, S. Kim, D. S. Hussey, D. L. Jacobson, M. M. Mench, *Journal of The Electrochemical Society*, 158 (2011), B717-B726.
- [11] P. J. S. Vie, S. Kjelstrup, *Electrochimica Acta*, 49 (2004), 1069-1077.
- [12] G. Zhang, L. Guo, L. Ma, H. Liu, *Journal of Power Sources*, 195 (2010), 3597-3604.
- [13] G. Zhang, S. Shen, L. Guo, H. Liu, *International Journal of Hydrogen Energy* (2011), doi:10.1016/j.ijhydene.2011.04.120.
- [14] G. Maranzana, O. Lottin, T. Colinart, S. Chupin, S. Didierjean, *Journal of Power Sources*, 180 (2008), 748-754.
- [15] A.Z. Weber, M.A. Hickner, *Electrochimica Acta*, 53 (2008), 7668-7674.
- [16] A.Thomas, G. Maranzana, S. Didierjean, J. Dillet, O. Lottin, *Fuel Cells* (accepté pour publication le 7 novembre 2011).

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)

M. Gharbi, P. Peyre, C. Gorny, R. Fabbro, M Muller

PIMM – UMR 8006 CNRS- Arts et métiers Paris Tech, 75013 Paris

M. Carin, S. Morville, D. Carron et P. Le Masson

LIMATB, Université de Bretagne-Sud, 56321 Lorient cedex

Résumé : La fabrication directe par projection laser (FDPL) est un procédé de prototypage rapide et de fabrication des petites séries de pièces complexes, par simple interaction entre un faisceau laser, un substrat, et une poudre projetée. Ce procédé a été largement étudié ces dernières années, à la fois au niveau des propriétés métallurgiques et mécaniques des matériaux obtenus [1], que de la modélisation thermo-physique du procédé [2, 3]. L'un des problèmes récurrents du procédé est la mauvaise qualité des états de surface des pièces élaborées [4], qui est directement liée à la taille, la morphologie et l'hydrodynamique des zones fondues. L'objectif de cette étude est de présenter la caractérisation expérimentale des zones fondues générées en FDPL à travers des analyses par caméra rapide, et par différents types d'analyses thermiques (caméra IR, spectrométrie), en considérant un alliage de titane : le Ti-6Al-4V. L'évolution des propriétés des zones fondues avec les paramètres du procédé (distribution spatiale de puissance laser, vitesse de scanning, débit massique) est ensuite discutée dans le détail, et corrélée aux états de surface résultants, afin de proposer des voies d'amélioration du procédé.

1. Introduction

Le procédé de fabrication directe par projection laser (FDPL) entraîne la formation de mauvais états de surface, dont l'origine est mal connue [5, 6, 7]. A travers une optimisation paramétrique du procédé sur un alliage de titane Ti-6Al-4V, et l'utilisation de différents diagnostics autour de l'interaction laser-poudre-zone fondue (caméra rapide, mesures thermiques), cette étude vise à mieux comprendre l'origine physique des mauvais états de surface en FDPL, mais également à décrire des grandeurs physiques locales (Température en zone fondue), rarement étudiées jusqu'alors.

2. Mise en œuvre du procédé de FDPL et instrumentations associées

Les essais de FDPL ont été réalisés avec un faisceau laser défocalisé présentant une distribution spatiale quasi-gaussienne (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**), et un diamètre de 1.25 mm avec une distance d'interaction poudre/laser avant l'arrivée au bain liquide ($d_i=1$ mm, $v_p=2$ m/s). Les poudres sphériques utilisées présentent des granulométries de 45 -75 μm . Dans cette configuration, la poudre interagit peu avec le laser et reste solide selon le calcul estimatif de la température des particules fait par l'équation (eq 1 [8]).

$$\Delta T = \frac{3A \times \Phi(x,y)}{4r_p \rho C_p} \times \frac{d_i}{v_p} \quad \text{eq 1}$$

Avec r_p = rayon de la particule, ρ = masse volumique, C_p = capacité calorifique, v_p =vitesse de déplacement de la particule, d_i =distance d'interaction poudre/laser et $\Phi(x,y)$ = distribution spatiale du laser.

Nous avons utilisé une distribution spatiale quasi-gaussienne du laser (eq 2) déterminée expérimentalement par un analyseur de faisceau, et une distribution quasi-gaussienne de la poudre (eq 3) déterminé expérimentalement par la méthode du trou déplacé.

$$\phi(x, y) = 5 \frac{\phi_0}{(\pi.r_l^2)} \cdot \exp\left(\frac{-5.(x^2+y^2)}{r_l^2}\right) \tag{eq 2}$$

$$D_m(g.s^{-1}.m^{-2}) = 5 \cdot \frac{D_{m0}}{(\pi.r_p^2)} \cdot \exp\left(-\frac{5(x^2+y^2)}{r_p^2}\right) \tag{eq 3}$$

Dans ces conditions, des murs de 40 mm de long ont été réalisés à partir de plaquettes d'épaisseur 2 mm, en utilisant les conditions expérimentales résumées en tableau 1, et avec des temps de pause inter-couche fixes $t_p = 10$ s.

Des analyses des zones fondues (ZF) réalisées avec une caméra CCD rapide ($f_{max}=10$ kHz), ont permis d'évaluer: les dimensions des ZF (Figure 1), l'interaction poudre-métal liquide, et l'hydrodynamique des ZF (vitesse fluide, stabilité du bain).

Sur chaque mur ont été relevés: (1) la largeur e et la hauteur par couche moyenne Δh , (2) les paramètres topographiques de la surface mesurés perpendiculairement au substrat initial, en considérant une longueur d'onde de coupure (Cut-off) de $90 \mu m$, pour séparer les valeurs de topographie du 3^{ème} ordre (rugosité R), de celles du 2^{ème} ordre (ondulation W). Les paramètres R_a et W_a correspondent aux moyennes arithmétiques par rapport à la ligne de régression du profil $Z(x)$. Les paramètres R_t et W_t correspondent à l'écart maximal creux-bosse du profil. Le paramètre $W_t/2$ est assimilable à la hauteur du ménisque latéral (Figure 3).

$$R_a, W_a = \frac{1}{l} \int_0^l |Z(x)|. dx \tag{eq 4}$$

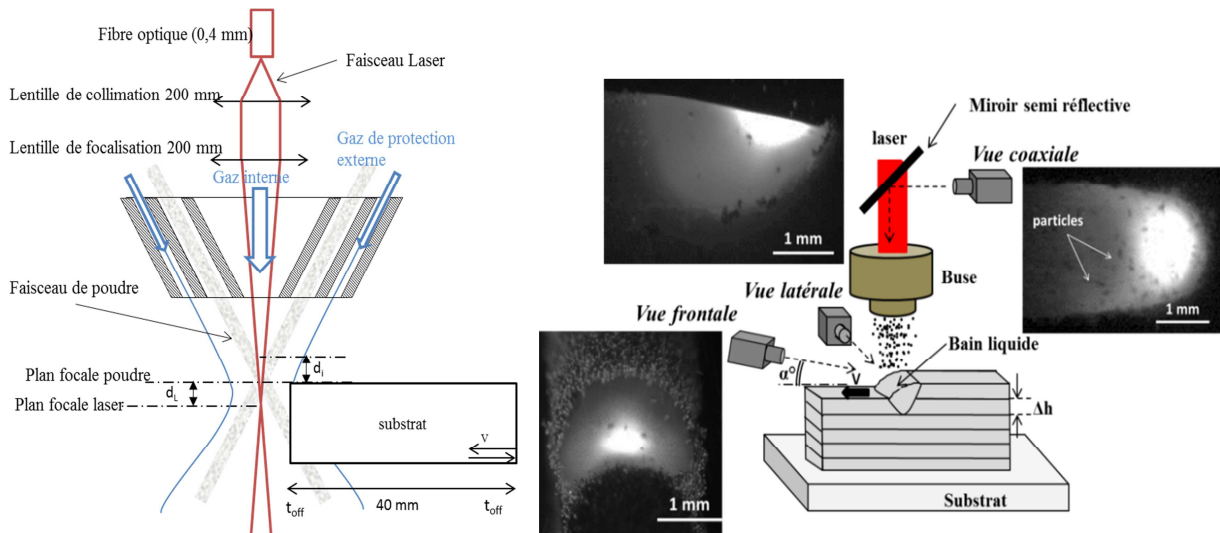


Figure 1 : Fabrication Directe par projection laser – (a) configuration expérimentale (b) Positionnement des caméras de contrôle du procédé

Différentes mesures thermiques ont été réalisées autour du procédé de FDPL :

- Des mesures par thermocouple de type K (diamètre $125 \mu m$) en deux points du substrat ;
- Des analyses par caméra thermique Flir SC4000 ($2-4 \mu m$ de bande spectrale) de la distribution de température dans le mur et le substrat ;
- Des mesures par pyrométrie optique dans la zone fondue en utilisant la loi de Planck.

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

Avec h : la constante de Planck, c la célérité de la lumière et k_b la constante de Boltzmann.

Deux techniques de pyrométrie optique différentes (pyrométrie spectrale et pyrométrie 2D à bande spectrale) sont utilisées pour mesurer la température du bain liquide (Figure 2 (b)). Ces deux techniques ont été étalonnées en utilisant comme référence la luminance du niobium et du vanadium à leur point de fusion, dont l'émissivité est connue et donnée dans [9, 10, 11, 12].

Un spectromètre (pyrométrie spectrale), utilisé dans la gamme de longueurs d'onde 500-700 nm à une fréquence 500 Hz et pendant un temps d'intégration de 1 ms, permet de mesurer simultanément et indépendamment la température T et l'émissivité ε . Un système de deux lentilles (distance focales 20 et 12 mm) permet d'injecter l'image de la zone observée de diamètre 0.56 mm dans une fibre de 1 mm de diamètre reliée au spectromètre. La technique, décrite dans [13], ne fait aucune hypothèse forte sur l'émissivité du corps étudié, et ne nécessite aucune connaissance préalable de cette émissivité. La variation d'émissivité avec la longueur d'onde est cependant supposée toujours pouvoir être décrite par une relation du type $\varepsilon = m.\lambda + b$. L'algorithme de Levenberg-Marquardt [18] permet de déterminer, d'après le spectre de la zone observée, la valeur des coefficients m , b et les températures de manière indépendante. Les valeurs d'incertitudes (cf [13]) sont évaluées à environ 4% pour notre dispositif.

Une caméra (Pyrométrie 2D à bande spectrale) Photron CMOS, utilisée avec une fréquence de 250 à 2000 Hz et un temps d'intégration de 0.5 à 2 ms selon la configuration a été étalonnée de manière à pouvoir déterminer la luminance en chaque point du bain liquide. Cette luminance permet, en supposant l'émissivité de la zone observée comprise entre 0.3 et 0.4 pour le Ti6Al4V (déterminée par pyrométrie spectrale), de déduire la température avec une incertitude de l'ordre de 90 K, 75 et 100 K respectivement pour 2100 K, 2600 K et 3300K.

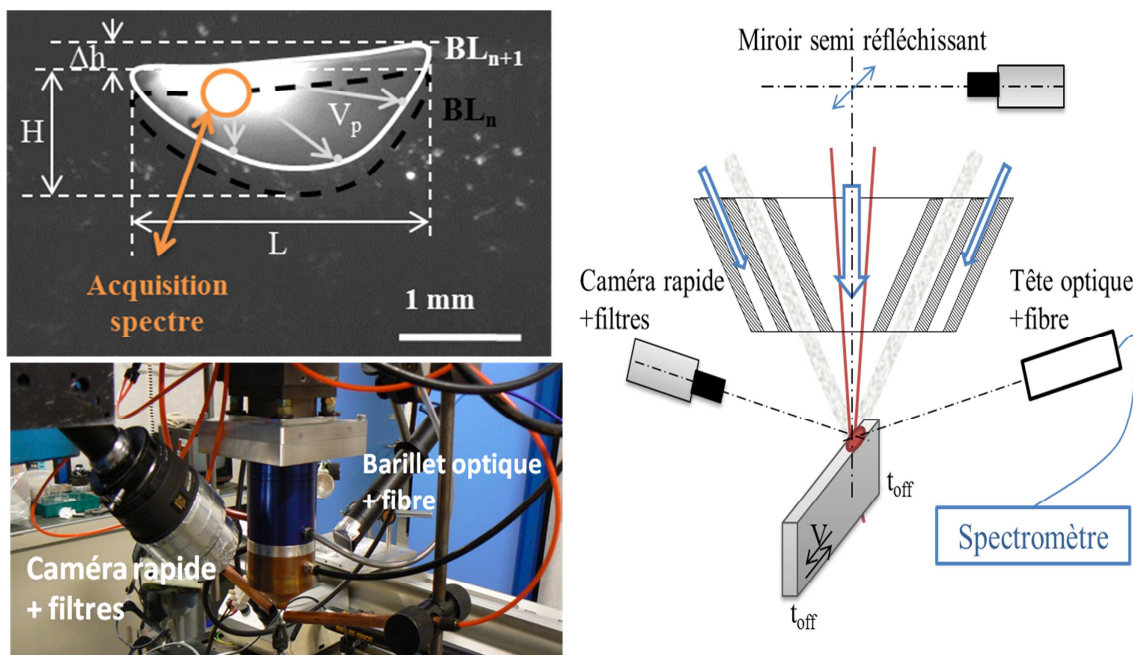


Figure 2 : (a) Vue latérale d'une zone fondue et dimensions associées (L = longueur de ZF, H =hauteur de ZF, Δh =hauteur par couche) (b) dispositif expérimental de pyrométrie optique

Tableau 1: Conditions expérimentales (P, Vs, Dm) utilisées pour les essais de FDPL

| Puissance laser P ₀ (W) | Vitesse Buse/pièce V (m/min) | Débit massique moyen D _m (g/min) |
|------------------------------------|------------------------------|---------------------------------------------|
| 320, 400, 500 | 0.1, 0.2, 0.4, 0.6 | 1, 2, 3 |

3. Effets des dimensions du Bain Liquide sur l'état de surface

Les analyses de surface réalisées permettent de distinguer (Figure 3): (1) un phénomène périodique d'ondulation, attribué au bain liquide métallique, et à sa position d'équilibre sous l'effet cumulé des forces de gravité ($P_g = \rho \cdot g \cdot h$) et des forces de capillarité ($P_\gamma = \frac{2 \cdot \gamma}{R}$) (ondulation W) (2) une rugosité plus microscopique, attribuée aux particules agglomérées, soit partiellement fondues soit restées solides, surtout localisées dans les parties concaves de la surface (micro rugosité R).

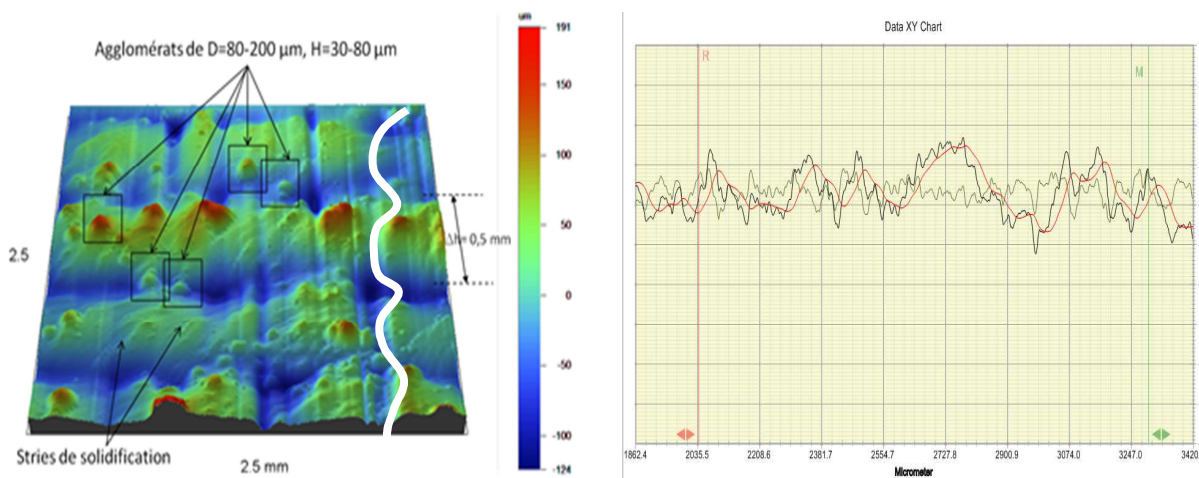


Figure 3 : (a) topographie 3D d'une surface élaborée par FDPL (présence d'ondulation W et de rugosité R), (b) profil de rugosité d'un mur avec distinction de R et W

On s'intéresse ici aux paramètres d'ondulation (ménisques latéraux), associés à la stabilité des zones fondues. On remarque que la hauteur des ménisques latéraux W_t diminue avec P (W), et avec la vitesse V, (Figure 4). Ce résultat peut s'expliquer par l'étude de l'évolution simultanée des hauteurs par couche Δh et des tailles de zones fondues (L, H) avec V et P (rappel : (1) On peut estimer la hauteur Δh par couche avec $\Delta h = (D_m \times L) / (\rho \times V)$ [14] (2) les dimensions du Bain liquide (H, L) dépendent directement et uniquement de l'énergie linéique P/V (J/m)). Ainsi, on peut montrer que la hauteur des ménisques W_t diminue linéairement avec le rapport de dilution H/ Δh (Figure 4 b.). Cependant, en régime continu, on atteint des hauteurs minimales $W_t/2$ de ménisques de l'ordre de 40 μm .

Au final, les meilleurs états de surface (W + R) sont obtenus avec des hauteurs par couche réduites, associées à des profondeurs fondues H importantes. Ce résultat, qui traduit l'amélioration des états de surface W avec des hauteurs de liquide importantes, montre la prédominance des effets capillaires sur les effets de gravité, ce que confirme la valeur moyenne du Nombre de Bond Bo ($B_o = P_g/P_\gamma = 0,2$). Par ailleurs, les premiers essais réalisés en régime pulsé (f=60 Hz à 100 Hz), ont permis de mettre en évidence une fenêtre paramétrique optimale qui améliore considérablement les états de surface.

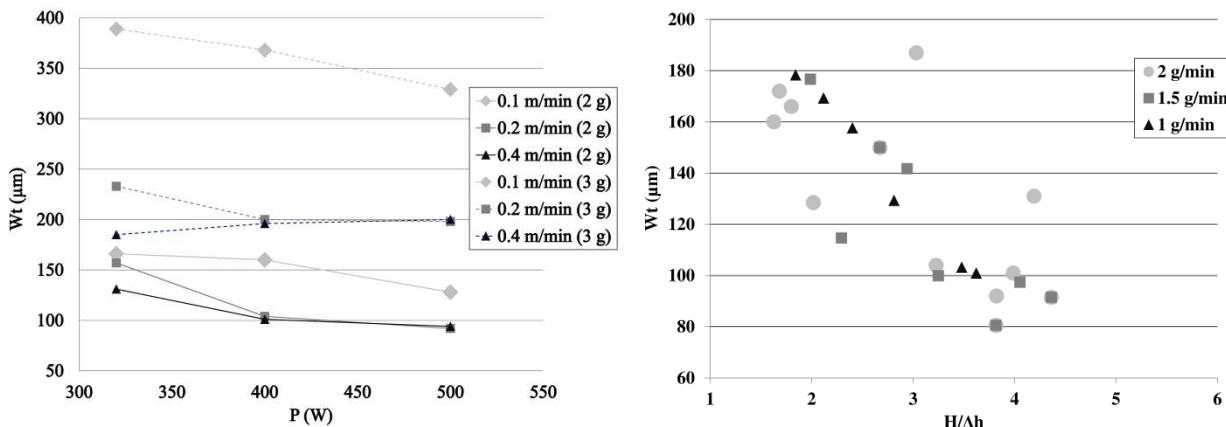


Figure 4 : (a) effet de P et V sur la taille des ménisques W (b) effet de la dilution sur l'état de surface

4. Etude thermique du procédé de FDPL

Nous avons réalisé des mesures thermique par thermocouples et caméra thermique pour des régimes différents (continu et pulsé $f=60/100$ Hz) et pour une puissance moyenne constante ($P_m=400$ W).

Les valeurs mesurées par thermocouple dans le substrat ont été comparées avec succès avec les cycles $T=f(t)$ obtenus par caméra thermique pour une émissivité $\epsilon=0.6$. Nous représentons en (Figure 5) l'évolution de la température dans le substrat pour les trois régimes. Le même cycle thermique global de température est obtenu (avec une valeur moyenne de l'ordre de 550 ± 50 °C au bout de 300 s). Donc, à puissance moyenne constante le cycle thermique global $T=f(t)$ dans le substrat est identique entre le régime pulsé et continu, malgré la différence d'états de surface (le régime pulsé réduit fortement W_t et R_t). Une analyse par caméra thermique avec $\epsilon=0.6$ confirme ce résultat (Figure 6).

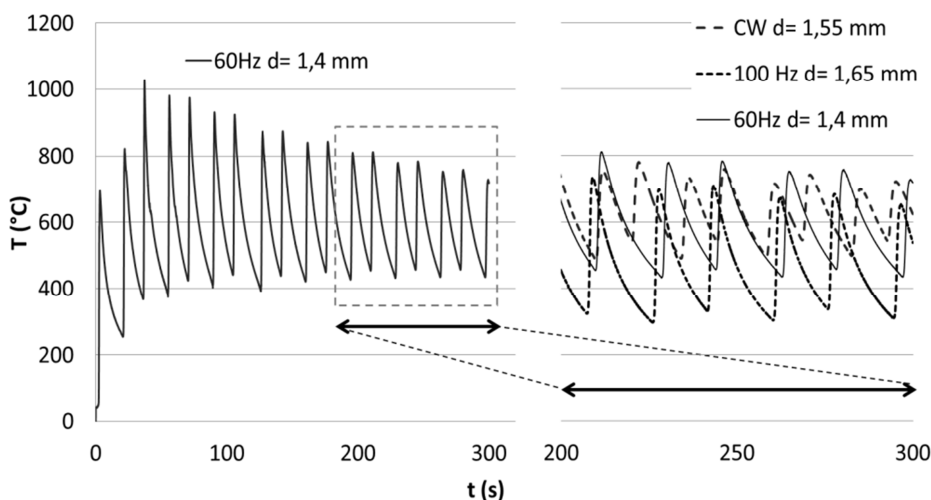


Figure 5 : Températures du substrat mesurées par thermocouples (à distance d de la 1^{ère} couche) pour différents régimes (continu, pulsé 60Hz et pulsé 100 Hz) pour une température moyenne de 400 W

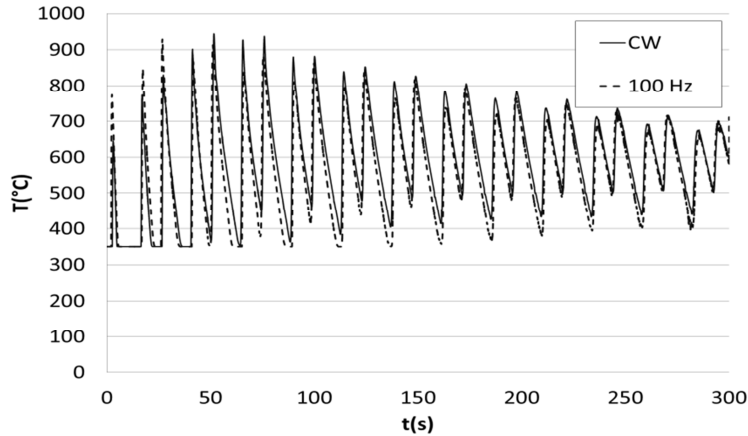


Figure 6 : Températures mesurées par caméra thermique dans le substrat (à $d=1.5\text{ mm}$ de la 1ère couche) pour un régime pulsé ou continu à une puissance moyenne de 400 W

Par contre, les variations d'états de surface, directement corrélées aux variations des dimensions des zones fondues (Figure 4), doivent donc également dépendre des gradients de température $\partial T/\partial x$ au cœur de ces zones fondues, qui sont à l'origine des mouvements de convection thermo-capillaires (vitesse fluide V_f mesurée par caméra rapide de l'ordre de 0.5 m/s en surface) via une variation des gradients de tensions de surface $\partial\sigma/\partial T$. Il est donc important de mesurer les températures dans les bains liquides métalliques afin d'estimer leur impact sur la géométrie stabilisée des murs. Les niveaux de température atteints sont également importants pour estimer des problèmes de vaporisation éventuels.

Nous avons mesuré la température dans le bain liquide grâce à une caméra coaxiale (pyrométrie 2D à bande spectrale) pour différentes puissances ($320, 400, 500$ et 600 W).

Le calcul des incertitudes sur les températures mesurées a été fait comme suit: (1) calcul de l'incertitude sur le coefficient k' $|dk'/k'| = 5\%$ de l'équation d'étalonnage par la méthode des moindres carrés (LSM) [17] (avec $\frac{\partial\varepsilon}{\varepsilon} = 2\%$ [11] et $\partial N_g/N_g = 2\%$). (2) Calcul des incertitudes sur la luminance du corps noir, en considérant une relation linéaire entre $L_B, N_g, \varepsilon_{IR}$ et k' (eq 6), (3) Calcul de l'incertitude sur la température (eq.7)

$$|dL_B/L_B| = |dN_g/(N_g - d)| + |dk'/k'| + |d\varepsilon_{IR}/\varepsilon_{IR}| \tag{eq 6}$$

$$2. dT = |T(L_B + dL_B) - T(L_B - dL_B)| \tag{eq 7}$$

Les résultats mettent en évidence un gradient spatial de température $\partial T/\partial x$ plus important à puissance élevée (Figure 7), et des températures maximales supérieures à 3000 K , qui dépassent donc 2770 K , la température de vaporisation de l'Aluminium, au-delà de $P=500\text{ W}$. Dans ces conditions, le matériau élaboré par FDPL aura donc une composition chimique différente de la poudre initiale.

Les gradients moyens de température $G_{\text{moy}}=\partial T/\partial x$ obtenus en zone fondue varient de 788 à 1450 K/mm entre 320 W et 600 W , ce qui traduit des vitesses fluides latérales théoriquement deux fois plus élevées à forte puissance. Par contre, les gradients thermiques maximaux G_{max} , présents en bord de zone fondue semblent diminuer avec la puissance (tableau 2).

A titre comparatif, des calculs thermiques-fluides résolvant de façon couplée les équations de la chaleur et de Navier-Stokes ont permis [15,5] de confirmer l'ordre de grandeur des vitesses fluides estimées par caméra rapide ($V_f=0.5-1\text{ m/s}$ en surface [15]) dans les zones fondues en considérant

des forces thermo-capillaires, et un coefficient $\partial\sigma/\partial T = -10^{-4} \text{ N.m.K}^{-1}$ pour le Ti-6Al-4V [16]. Le modèle numérique 2D complémentaire de ce travail est présenté en [15].

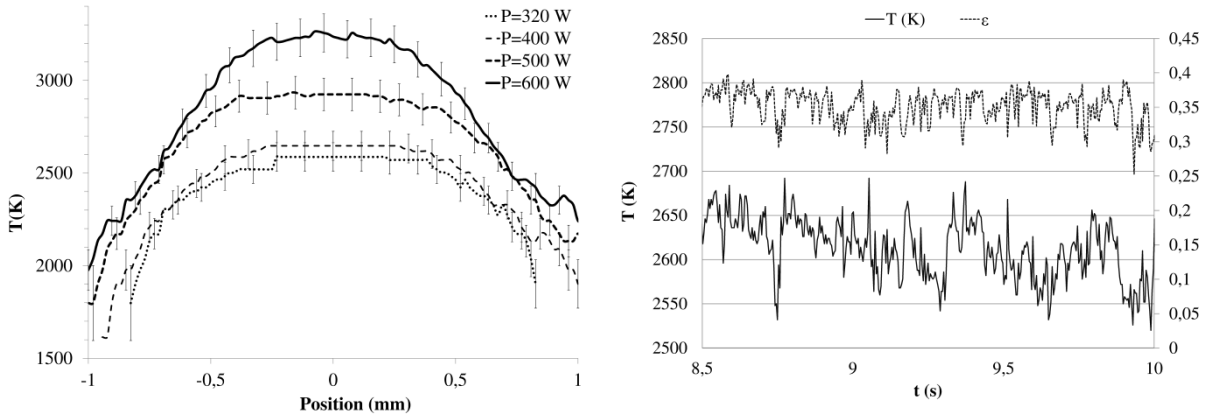


Figure 7 : (a) Evolution de la température en fonction de la largeur du Bain liquide (pyrométrie 2D à bande spectrale) (b) Evolution de la température et de l'émissivité ϵ au cours du temps pour $P=600 \text{ W}$, $D_m=1.1 \text{ g/min}$ et $V=0.4 \text{ m/min}$ (pyrométrie spectrale)

Tableau 2 : Evolution du gradient thermique moyen G_{moy} et maximal G_{max} en ZF en fonction de la puissance (mesures expérimentales)

| P(W) | 320 | 400 | 500 | 600 |
|------------------|------|------|------|------|
| G_{moy} (K/mm) | 788 | 1032 | 1136 | 1450 |
| G_{max} (K/mm) | 2500 | 1970 | 1750 | 1840 |

La pyrométrie spectrale permet de mesurer simultanément la température et l'émissivité (Figure 7). La température moyenne mesurée (sur une tache de 0.56 mm) est de 2600 K avec une émissivité de 0.37, sachant que (1) la température de vaporisation de l'Aluminium est de 2770 K (2) le bain liquide présente un gradient de température important (Tableau 2). Ce résultat confirme donc que l'Aluminium se vaporise en surface du bain liquide à la puissance de 600 W.

Ces mesures de température permettent donc de définir une plage expérimentale favorable permettant de limiter la vaporisation de Al.

Vis-à-vis des états de surface, les évolutions des gradients thermiques maximaux obtenus expérimentalement permettent de mettre en évidence des variations de vitesses fluides de l'ordre de 50 % par convection thermo-capillaire (eq.8). On peut donc supposer que la réduction des gradients thermiques $\partial\sigma/\partial x$ obtenue à puissance élevée, permet de limiter la formation des ménisques latéraux, donc d'améliorer les états de surface. Cet effet serait combiné à l'augmentation du paramètre dilution $H/\Delta h$ comme le confirme un modèle analytique récent [7].

$$\mu \frac{\partial V_f}{\partial y} = \gamma_T \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{eq 8}$$

Avec μ =viscosité dynamique (Pa.s), γ_T = coefficient thermo-capillaire (N/m.K)

5. CONCLUSION

Une étude instrumentée du procédé de fabrication directe par projection laser a été menée sur un alliage de titane, avec pour objectif principal de comprendre l'origine des états de surface obtenus après solidification, et d'accéder à des grandeurs physiques (température, vitesse fluide) qu'on puisse comparer à de la simulation numérique. Différents résultats importants ont été mis en évidence

- (1) Les états de surface (R, W) sont améliorés avec une énergie linéique importante P/V donc un volume de bain liquide plus important

- (2) L'utilisation d'un régime laser pulsé permet d'améliorer les états de surface
- (3) Des températures maximales supérieures à 3000 K ont été mesurées au centre des zones fondues par une technique de pyrométrie 2D à bande spectrale. Ces niveaux de température peuvent entraîner la vaporisation de l'Aluminium présent dans l'alliage.
- (4) Des vitesses fluides, issues de la convection thermo-capillaire, et comprises entre 0.5 et 1 m/s ont pu être mesurées en surface de la zone fondue
- (5) Des gradients thermiques maximaux de 1750 à 2500 K/mm ont été mis en évidence dont l'évolution avec la puissance permet d'expliquer l'amélioration des états de surface à puissance élevée.

Ces résultats ne permettent toutefois pas encore complètement d'expliquer l'origine précise des évolutions d'états de surface obtenues en FDPL.

REFERENCES

- [1] J.Maisonneuve, C.Colin, Y.Bienvenu & P.Aubry, Etude des phénomènes thermiques associés à la fabrication directe de pièces en TA6V, Actes de Matériaux'2006, (Dijon (2006)
- [2] A.Fathi, E.Toyserkani, A.Khajepour, M.Durali, J.Phys D : Applied Physics, 41 (2006), 2613-2623
- [3] A.Kumar, S.Roy, Computational Materials Science, 46 (2009), 495-506
- [4] A.Pinkerton, L.Li, Applied Surface Science, 208-209 (2003), 411-416
- [5] P.Peyre, M. Gharbi et al, Actes de la Conférence Thermec'2011 (Québec, 1-5 Aout 2011) (à paraître)
- [6] M. Gharbi, P. Peyre, C. Gorny, R. Fabbro, M. Carin, S. Morville, D. Carron et P. Le Masson, Fabrication directe par projection laser : problèmes d'états de surface et solutions expérimentales, Conférence PMF (St Etienne), 25-27 Mai 2011
- [7] M. Gharbi, P. Peyre, C.I Gorny, R. Fabbro, S. Morville, M. Carin, T. Malot, Influence of process conditions on surface finishes obtained with the Direct Metal Deposition laser technique, conférence ICALEO, LIA, 2011
- [8] H.Qi, J.Mazumder & H.Ki, Journal of Applied Physics, 100(2), (2006)
- [9]. Cezairliyan, A. «High-speed (subsecond) Measurement of Heat-capacity, Electrical Resistivity, and Thermal-radiation Properties of Niobium in Range 1500 To 2700 K.» Journal of Research of the National Bureau of Standards Section A-physics and Chemistry A75 Issue 6 (1971): pp. 565-&.
- [10]. Cezairliyan, A., et A.P. 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) 13 Issue 1 (1992): pp. 39-55.
- [11] McClure, J.L., et 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 18 Issue 1 (1997): pp. 291-302.
- [12] Pottlacher, G., T. Hüpf, B. Wilthan, and C. Cagran. «Thermophysical Data of Liquid Vanadium» Thermochemica Acta 461 Issue 1-2 (2007): pp. 88-95.
- [13] M. Muller, R. Fabbro, H. El-Rabii, K. Hirano, 2D single-band and spectral pyrometer for temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment, JLA 2012 (à paraître)
- [14] P.Peyre, R.Neveu, P.Aubry, R.Fabbro, A.Longuet, J.Phys D: Applied Physics, 41 (2008), 025403.
- [15] S.Morville et al., Modélisation thermo-hydraulique 2D d'un procédé de fabrication directe par projection laser, Conférence PMF (St Etienne), 25-27 Mai 2011
- [16] R. Wunderlich, R. Aune, L. Battezzati, R. Brooks et al: Surface Tension and Viscosity of Industrial Alloy - the ThermoLab Project, Microgravity sci. technol. XVI-1 (2005)
- [17] York, D., N.M. Evensen, M.L. Martinez, et J.D. Delgado. «Unified Equations for the Slope, Intercept, and Standard Errors of the Best Straight Line.» American Journal of Physics 72, n° 3 (2004): pp. 367-375.
- [18] Bevington, P. et Robinson, K. «Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. » [éd.] Boston McGraw-Hill. 2003, pp. 161-165

REMERCIEMENTS

Etude est financée par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à travers le projet ANR Blanc ASPECT (ANR-09-BLAN-0014-01)

Développement d'installations de référence pour la mesure des propriétés thermophysiques à haute température.

Bruno HAY*, Jacques HAMEURY, Nolwenn FLEURENCE, Vincent SCOARNEC, Guillaume DAVEE, Pascal LACIPIERE

Laboratoire National de métrologie et d'Essais - Laboratoire Commun de Métrologie (LNE-LCM)

Direction Métrologie Scientifique et Industrielle

29 Avenue Roger Hennequin - 78197 Trappes Cedex

*(auteur correspondant : bruno.hay@lne.fr)

Résumé - Le LNE poursuit l'extension de ses capacités de mesure des propriétés thermophysiques (conductivité thermique et diffusivité thermique, capacité thermique massique et émissivité) des matériaux vers les hautes températures (jusqu'à 3000 °C pour la diffusivité thermique). Pour cela, des améliorations et développements d'installations de référence sont spécifiquement réalisés dans le cadre de deux projets européens avec le soutien du « European Metrology Research Program ». Cet article présente une description des méthodes de mesure et des installations en cours de développement.

1. Introduction

L'amélioration de l'efficacité énergétique des centrales thermiques conventionnelles et des centrales nucléaires passe par une augmentation de leur température de fonctionnement (jusqu'à 1500 °C pour les turbines à gaz ou les réacteurs nucléaires de quatrième génération). Ces températures élevées impliquent la mise œuvre de matériaux « hautes performances », dont il est nécessaire de connaître le comportement thermique afin de vérifier leur adéquation avec ces applications spécifiques. Il est donc essentiel de mesurer précisément leurs propriétés thermophysiques (propriétés de transport thermique, calorifiques et radiatives) dans les conditions de température rencontrées en applications réelles, incluant en particulier celles observées dans les réacteurs à fission en condition d'accident (jusqu'à plusieurs milliers de degrés Celsius).

Certaines propriétés thermiques de matériaux sont déjà mesurées à des températures élevées par des instituts de recherche qui disposent d'installations dédiées (dans le secteur nucléaire notamment). Les méthodes de mesure utilisées par ces instituts nécessitent des matériaux de référence certifiés jusqu'à 2000 °C au minimum, soit pour la validation de méthodes de mesure absolues ou pour l'étalonnage de méthodes comparatives (par exemple les techniques d'analyse thermique). Malheureusement, pour beaucoup de propriétés thermophysiques, les installations de référence actuellement disponibles dans les Instituts Nationaux de Métrologie européens sont souvent limitées à 800 °C. En raison de cette limitation de température, il n'existe aucune possibilité pour les laboratoires académiques et industriels d'assurer la traçabilité de leurs mesures au Système International d'unités (SI) au-dessus de 800 °C via l'utilisation de matériaux de référence appropriés.

Pour répondre à ces besoins, le LNE s'est engagé depuis 2010 dans l'accroissement des capacités de mesure de sa plate-forme métrologique consacrée à la mesure des principales propriétés thermophysiques des matériaux, telles que la conductivité thermique, la diffusivité thermique, la capacité thermique massique et l'émissivité de matériaux solides. Ces travaux sont réalisés dans le cadre des deux projets européens « MetroFission » [1] et « Powerplant » [2].

Le premier projet intitulé « Metrology for new generation nuclear power plants » vise à contribuer aux connaissances et technologies requises pour le développement, la construction et l'exploitation de la prochaine génération de centrales nucléaires, en proposant d'améliorer les métrologies des températures, des propriétés thermophysiques des matériaux et des rayonnements ionisants, pour ce type d'applications. Le second projet intitulé « Metrology for improved power plant efficiency », a pour but d'une part de réduire les incertitudes de mesure des paramètres importants (température, débit, énergie et grandeurs électriques) pour le contrôle des centrales thermiques conventionnelles, et d'autre part d'améliorer la caractérisation thermique des matériaux de pointe (alliages réfractaires et barrières thermiques céramiques) utilisés dans les nouvelles turbines à gaz. Ces deux études d'une durée de trois ans chacune, ont débuté en septembre 2010, et sont financées conjointement par la commission européenne et les pays participants au sein de EURAMET (European Association of National Metrology Institutes) dans le cadre du « European Metrology Research Program » (EMRP). Dans ces deux projets, le LNE est le leader des *work-packages* dédiés à la caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux. L'objectif général de ces lots de tâches est de développer et/ou d'améliorer des installations métrologiques permettant de mesurer les propriétés thermophysiques des matériaux jusqu'à 1500 °C au minimum (voire 3000 °C pour la diffusivité thermique) avec des incertitudes de mesures maîtrisées. Deux autres Instituts Nationaux de Métrologie européens, National Physical Laboratory (NPL au Royaume Uni) et Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB, Allemagne) contribuent également à ces lots de tâches.

La figure 1 donne un aperçu des capacités du LNE en terme de caractérisation de propriétés thermophysiques, en comparaison avec les besoins des principales applications industrielles. Les rectangles noirs et gris représentent respectivement les capacités de mesure actuelles du LNE et les développements en cours.

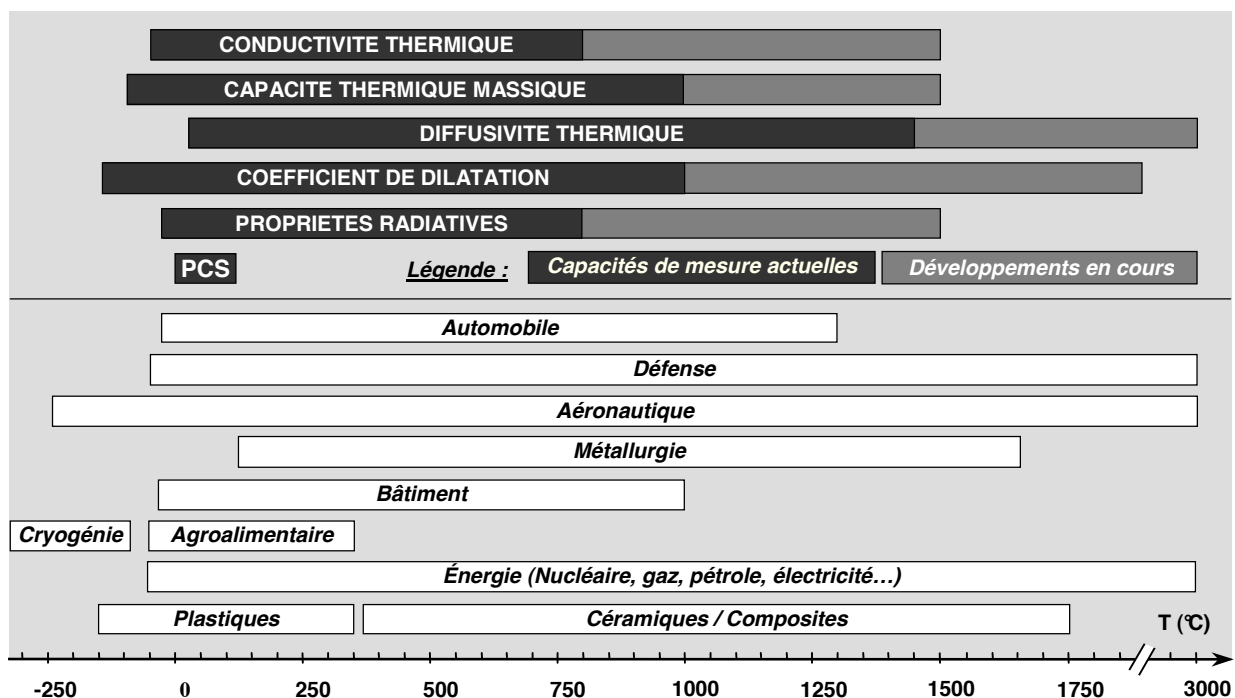


Figure 1 : Capacités de mesure du LNE pour la caractérisation des propriétés thermophysiques

Cet article présente une description des méthodes de mesure et des installations en cours de développement au LNE pour la mesure des propriétés thermiques des matériaux solides à très haute température.

2. Développement en cours

2.1. Mesure de l'émissivité de matériaux solides jusqu'à 1500 °C

En tant qu'Institut National de Métrologie, le LNE a conçu depuis deux décennies des installations de mesure basées sur des méthodes absolues permettant de déterminer les propriétés radiatives suivantes dans le spectre infrarouge :

- Emissivité directionnelle spectrale de 23 °C à 120 °C dans la gamme spectrale 1 μm à 14 μm et dans la plage angulaire de 12 ° à 60 ° [3],
- Emissivité quasi-normale spectrale de 200 °C à 800 °C dans la gamme spectrale 2.5 μm à 13 μm [4],
- Emissivité totale hémisphérique de -20 °C à 200 °C [5].

Une nouvelle installation destinée à la mesure de l'émissivité directionnelle spectrale de matériaux solides dans la gamme de température [800 °C - 1500 °C] est en cours de développement. La méthode de mesure est directement fondée sur la définition de l'émissivité directionnelle spectral, à savoir le rapport de la luminance spectrale $L_{\lambda, \text{échantillon}}(T, \lambda)$ d'un échantillon à la température T dans une direction et de la luminance spectrale $L_{\lambda, \text{corpsnoir}}(T, \lambda)$ d'un corps noir à la même température (cf. équation 1).

$$\varepsilon_{\lambda}(\lambda) = \frac{L_{\lambda, \text{échantillon}}(T, \lambda)}{L_{\lambda, \text{corpsnoir}}(T, \lambda)} \tag{1}$$

La figure 2a présente un schéma de principe de l'installation de mesure de l'émissivité directionnelle spectrale à haute température.

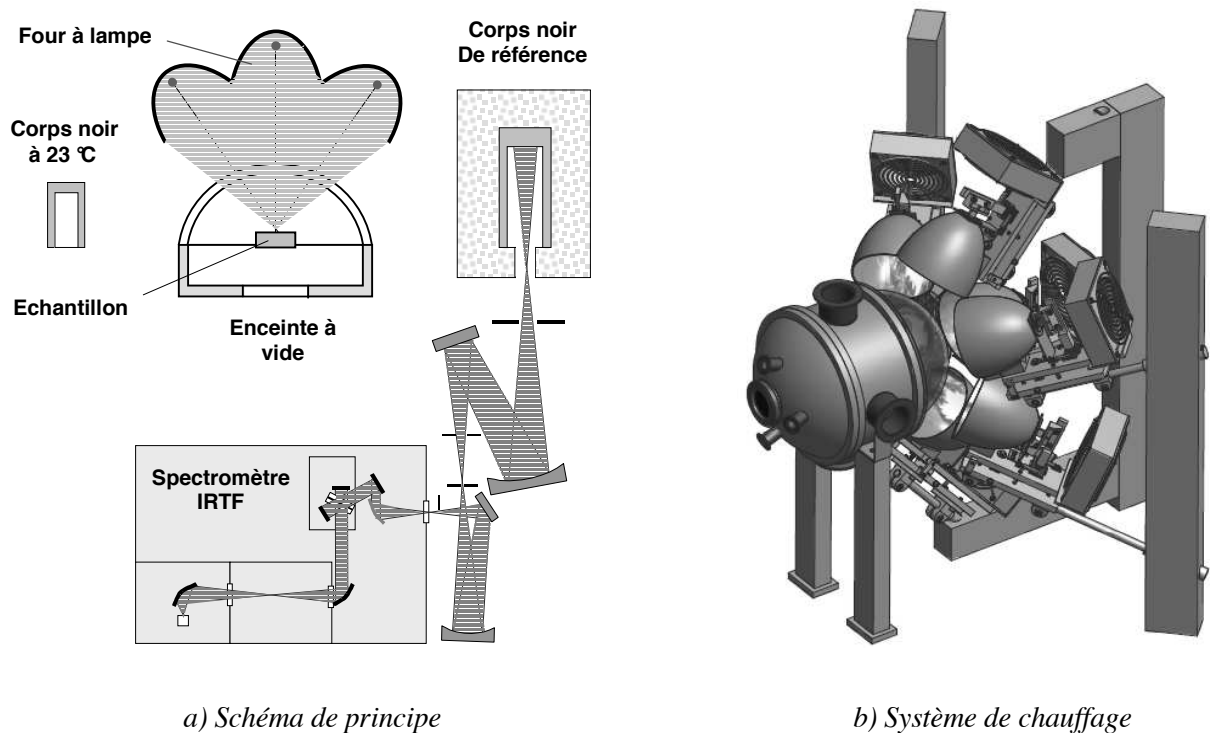


Figure 2 : Installation de mesure d'émissivité directionnelle spectrale à haute température

Cette installation se compose essentiellement d'un corps noir de référence fonctionnant dans la gamme de température de 800 °C à 1500 °C, d'un système de chauffage permettant de chauffer une éprouvette jusqu'à 1500 °C sous atmosphère inerte, d'un corps noir à 23 °C pour la correction du rayonnement ambiant, d'un système optique pour la mesure du rayonnement émis par les corps noirs ou l'échantillon, et d'un spectromètre à transformée de Fourier. Les luminances spectrales de l'échantillon ou des corps noirs sont mesurées avec le spectromètre infrarouge à transformée de Fourier dans la gamme de longueur d'onde 0,85 μm à 14 μm . La température du corps noir de référence est mesurée avec un thermocouple de type S ou avec un pyromètre. La température de surface de l'échantillon, qui est un paramètre critique dans cette méthode de mesure de l'émissivité, est mesurée par sonde de température par contact, par pyrométrie bichromatique ou par pyroreflectométrie [6].

A haute température, l'un des problèmes techniques est de chauffer l'échantillon dans une atmosphère inerte avec la face avant de l'échantillon rayonnant librement vers des surfaces à température ambiante. La densité du flux radiatif perdue par la surface avant de l'éprouvette est si élevée (jusqu'à 56 W/cm² à 1500 °C) qu'il est très difficile de fournir suffisamment d'énergie avec un système de chauffage résistif « classique ». La solution retenue par le LNE est d'utiliser un four à lampe (cf. figure 2b), où la chaleur est produite par un ensemble de sept lampes halogènes d'une puissance de 400 W chacune, et est focalisée sur la face arrière de l'échantillon avec des miroirs ellipsoïdaux. L'échantillon est positionné dans une enceinte étanche constituée d'un corps en acier inox et d'un dôme en quartz transparent au rayonnement des lampes.

2.2. Mesure de la diffusivité thermique de matériaux solides et revêtements jusqu'à 3000 °C

Le LNE effectue depuis de nombreuses années des mesures de diffusivité thermique sur des matériaux homogènes jusqu'à 1400 °C sous vide ou sous atmosphère neutre en utilisant une installation de référence [7] basée sur le principe « traditionnel » de la méthode flash laser en « face arrière » [8]. Un échantillon cylindrique est soumis sur sa face avant à une impulsion laser de courte durée, et le transitoire de température induit sur sa face arrière est mesuré en fonction du temps. Cette méthode impulsionnelle est une méthode primaire absolue, qui permet d'effectuer des mesures qui sont directement traçables aux grandeurs primaires du Système International (température, temps, longueur, tension...) sans avoir recours à des étalonnages utilisant des matériaux de référence. Dans le cas d'un matériau homogène massif, la diffusivité thermique est estimée au LNE selon la méthode « des moments temporels partiels » [9]. Cette méthode d'estimation a notamment été utilisée par le LNE dans le processus de certification du Pyroceram 9606 comme matériau de référence (BCR-724) [10]. L'incertitude relative élargie ($k=2$) sur la mesure de diffusivité thermique par cette méthode est estimée entre $\pm 3\%$ et $\pm 6\%$ sur le domaine de température de 23 °C to 1400 °C [11] en fonction du matériau et de la température.

Ce banc a été adapté à l'étude de la diffusivité thermique et de la conductivité thermique des revêtements céramiques jusqu'à 800 °C par méthode flash laser en « face avant ». Pour cela, des systèmes optiques et détecteurs ont été mis en place afin de permettre la mesure de la température de la face de l'éprouvette soumise à l'impulsion. La méthode « des moments temporels partiels » n'étant pas applicable pour l'étude des revêtements ou des matériaux multicouches, une procédure d'estimation spécifique permettant l'évaluation de la diffusivité thermique de tels dépôts par la méthode flash laser « face avant » avec l'installation du LNE a été proposée par Krapez [12]. Pour autant qu'il existe une différence significative entre les propriétés thermiques du revêtement et du substrat, cette méthode permet de mesurer simultanément la diffusivité thermique a et l'effusivité thermique e d'un revêtement quelle que soit l'épaisseur du substrat. La conductivité thermique λ du revêtement est calculée à partir de ces deux quantités d'après la relation (2).

$$\lambda = e \cdot \sqrt{a} \tag{2}$$

Cette méthode a été appliquée à la détermination simultanée jusqu'à 800 °C de la diffusivité thermique et de la conductivité thermique de revêtements d'oxyde de chrome de quelques centaines de micromètres d'épaisseur déposés sur un substrat en fer [13].

L'installation de mesure dans sa version actuelle comporte deux fours résistifs fonctionnant l'un de 23 °C à 800 °C et l'autre de 23 °C à 1400 °C. La source utilisée pour « irradier » la face avant de l'échantillon est un laser Nd: phosphate, ayant une longueur d'onde de 1054 nm et une durée d'impulsion de l'ordre de 450 μs. Les deux fours sont des cylindres verticaux fermés aux deux extrémités par deux fenêtres en ZnSe, qui sont transparentes à la longueur d'onde du laser et sur la plage de longueur d'onde de travail des détecteurs IR utilisés. La température de l'échantillon est mesurée par un thermocouple de type S situé dans le porte-échantillon. Une photodiode est utilisée pour déterminer la durée et la forme de l'impulsion, ainsi que l'origine des temps qui correspond au moment où le faisceau laser « impacte » l'échantillon. Les élévations de température de ses faces arrière et avant sont mesurées par voie optique au moyen de deux détecteurs infrarouges (HgCdTe ou InSb en fonction de la température).

Cette installation est en cours de modification afin de permettre la mesure de la diffusivité thermique des matériaux homogènes jusqu'à 3000 °C et de revêtement jusqu'à 1400 °C. La figure 3 donne une représentation schématique de cette installation dans sa configuration future. Il s'agit en particulier de développer et d'intégrer un four à induction dans le banc existant, et d'adapter les systèmes de détection infrarouge associés.

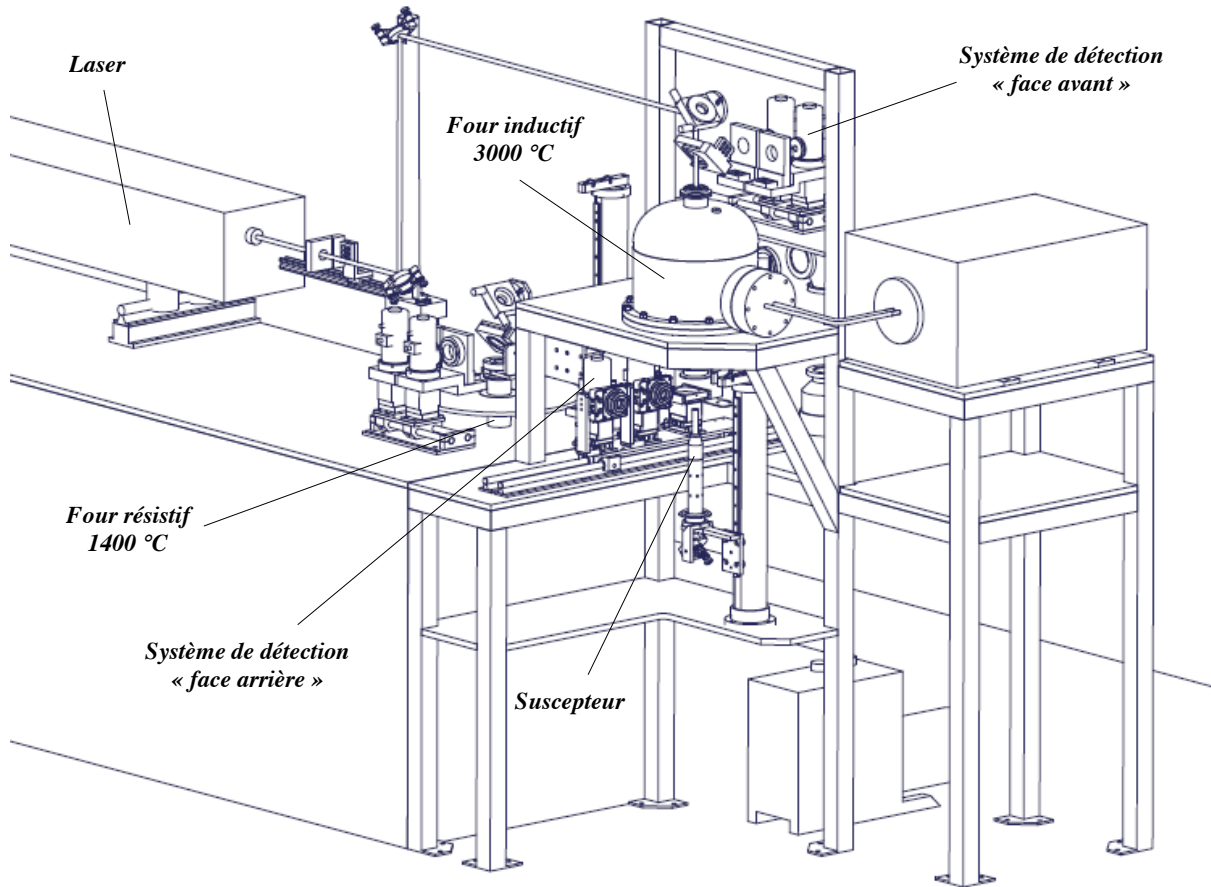


Figure 3 : Future installation de mesure de diffusivité thermique du LNE

Le four inductif est une enceinte refroidie par eau, au centre de laquelle une bobine inductrice et un suscepteur sont placés sur un axe vertical. L'inducteur est un solénoïde en cuivre également refroidi par eau et connecté à un générateur 50 kW haute fréquence (100 kHz à 400 kHz). Le suscepteur est un cylindre creux (en molybdène ou graphite selon la gamme de température étudiée) usiné à mi-hauteur pour maintenir l'échantillon (disque de 10 mm de diamètre et de 1 à 5 mm d'épaisseur). Les courants induits (courants de Foucault) dans le suscepteur dissipent de la chaleur par effet Joule, l'éprouvette située à l'intérieur du suscepteur étant chauffée principalement par transferts radiatifs. Ce four inductif pourra être utilisé pour chauffer une éprouvette extrêmement rapidement (absence d'inertie thermique) à très haute température (de 1000 °C à 3000 °C en quelques secondes).

La température de l'éprouvette est mesurée à l'aide d'un pyromètre infrarouge bi-chromatique ayant une plage de température de fonctionnement couvrant celle du four inductif. Un miroir plan mobile, situé au début du parcours du faisceau laser, peut être utilisé pour diriger le faisceau vers l'un des fours résistifs ou vers le four inductif. Le faisceau est ensuite mis en forme par un ensemble de lentilles et de miroirs afin que son diamètre soit d'environ 10 mm sur la face avant de l'éprouvette.

Un capotage de sécurité (non représenté sur la figure 3) entoure le faisceau laser sur l'ensemble de son trajet optique, afin d'éviter tout risque d'incident pour l'utilisateur. Les alignements des éléments optiques (lentilles, miroirs, diaphragme, etc.) sont effectués avec un laser HeNe coaxial avec le laser Nd: phosphate. Un système optique constitué de lentilles et miroirs plans est utilisé pour collecter le rayonnement infrarouge émis par l'éprouvette et le focaliser sur des détecteurs InGaAs, de façon que l'image de l'éprouvette dans le plan des détecteurs IR ait un diamètre équivalent à celui de ces derniers. Un système d'amplification spécifique est associé à chaque détecteur afin d'optimiser le rapport signal sur bruit.

2.3. Mesure de la conductivité thermique de matériaux solides jusqu'à 1600 °C

Une grande variété de méthodes (plaque chaude gardée, méthodes photothermiques, méthode du fil chaud...) peuvent être utilisées pour mesurer la conductivité thermique λ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) des matériaux à haute température. Parmi ces techniques, le LNE a décidé d'utiliser les deux suivantes en raison de leur faible incertitude de mesure:

- Mesure directe par plaque chaude gardée pour les matériaux faiblement conducteurs comme les matériaux isolants ou les polymères,
- Evaluation par approche indirecte, à partir des mesures de diffusivité thermique ρ ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$), de masse volumique ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) et de capacité thermique massique cp ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) au moyen de la relation simple (3) pour les matériaux moyennement et fort conducteur thermique (céramique, métaux, alliages ...).

$$\lambda = a \cdot \rho \cdot cp \quad (3)$$

où la diffusivité thermique, la masse volumique et la capacité thermique massique sont respectivement mesurées par méthode flash laser, par méthode par immersion et par calorimétrie différentielle à balayage.

Le LNE a donc développé récemment une nouvelle plaque chaude gardée « haute température » destinée à la caractérisation de matériaux ayant une conductivité thermique inférieure à $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ dans la gamme de température de 23 °C à 500 °C [14].

Par ailleurs, afin de pouvoir appliquer la méthode indirecte décrite ci-dessus jusqu'à 1600 °C, le LNE vient d'augmenter la gamme de température couverte par ses moyens de mesure de capacité thermique massique et de coefficient de dilatation linéique. Il possède à présent un analyseur différentiel à balayage (DSC) et un dilatomètre à poussoir fonctionnant respectivement jusqu'à 1600 °C (calorimètre multi-HTC Sétaram) et 2000 °C (dilatomètre Netzsch) sous atmosphère neutre. Les coefficients de dilatation thermique sont nécessaires entre autres pour corriger les dimensions des éprouvettes (mesurées à 23 °C) qui sont utilisées lors de la détermination de la diffusivité thermique et de la masse volumique à haute température. Ces deux équipements commerciaux sont étalonnés par comparaison avec des matériaux de référence.

Parallèlement, le LNE développe une installation de référence pour la mesure de la capacité thermique massique et de l'enthalpie de fusion de 100 °C à 1000 °C. L'objectif final de cette étude est de pouvoir caractériser des matériaux de référence pour ces grandeurs jusqu'à 1000 °C avec une incertitude relative inférieure à $\pm 0,5 \%$. L'approche métrologique adoptée est basée sur la modification d'un calorimètre à chute de type Calvet (Setaram HT1000) et des procédures de mesure et d'étalonnage associées, de manière à obtenir des incertitudes de mesure suffisamment faibles qui soient compatibles avec la certification de matériaux de référence.

Un nouveau système permettant d'étalonner in situ ce calorimètre par substitution électrique (étalonnage par effet Joule) jusqu'à 1000 °C a été conçu. Son raccordement métrologique est ainsi réalisé directement par rapport aux grandeurs de base du SI, en s'affranchissant de l'utilisation de matériaux de référence. Ce système d'étalonnage est constitué d'un fil résistif enroulé autour du creuset contenant l'éprouvette à caractériser. Ce système permet d'effectuer successivement les phases d'étalonnage et de mesure sans modification de l'appareil, de sorte que les conditions expérimentales durant ces deux étapes restent inchangées.

3. Conclusions

Le LNE accroît actuellement les capacités de mesure de sa plate-forme métrologique dédiée à la mesure des principales propriétés thermophysiques des matériaux vers les très hautes températures. Deux installations sont notamment en cours de développement, l'une pour la mesure de l'émissivité directionnelle spectrale jusqu'à 1500 °C et l'autre pour la détermination de la diffusivité thermique jusqu'à 3000 °C.

A l'issue de ces actions, leur fonctionnement sera validé par le biais de comparaisons inter-laboratoires sur quelques matériaux spécifiques (graphite et tungstène par exemple). Ces travaux sont réalisés dans le cadre de deux études internationales relatives à la thématique « Energie » et impliquant les Laboratoires Nationaux de Métrologie européens.

La disponibilité d'installations métrologiques de référence destinées à la caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux à haute température permettra in fine d'améliorer la traçabilité des laboratoires de recherche académiques et industriels pour la mesure de ces grandeurs, en particulier dans le domaine du nucléaire.

Références

- [1] B. Hay, K. Anhalt, L. Chapman, K. Boboridis, J. Hameury and S. Krenek, « High temperature thermophysical properties of advanced materials for nuclear design », *IMEKO MI2011 - International Symposium « Metrological Infrastructure, Environmental and Energy Measurements »*, Cavtat, Croatia, 15-17 juin 2011, ISBN 978-953-95179-2-0.
- [2] T. Lederer, B. Hay, P. Milota, R. Strnad, K. Riski, G. Kok, L. Chapman, A. Andersson, J. Frederiksen, K. Anhalt, S. Rudtsch and P. Lau, « EMRP Project ENG06 Powerplants : Metrology for Improved Power Plant Efficiency », *IMEKO MI2011 - International Symposium « Metrological Infrastructure, Environmental and Energy Measurements »*, Cavtat, Croatia, 15-17 juin 2011, ISBN 978-953-95179-2-0.
- [3] J. Hameury, B. Hay, J.R. Filtz, « Measurement of Infrared spectral directional hemispherical reflectance and emissivity at BNM-LNE », *Int. J. Thermophys*, vol.26 (2005), 1973-1983.
- [4] J. Hameury, « Determination of uncertainties for emissivity measurements in the temperature range 200-800 °C », *High Temp.-High Press.*, vol.30 (1998), 223-228.
- [5] J. Hameury, B. Hay and J.-R. Filtz, « Measurement of total hemispherical emissivity using a calorimetric technique », *Int. J. Thermophys*, vol. 28 (2007), 1607-1620.
- [6] D. Hernandez, J.L. Sans, A. Netchaieff and P. Ridoux, «Experimental validation of a pyroreflectometric method to determine the true temperature on opaque surface without hampering reflections », *Measurement*, vol. 42 (2009), 836-843.
- [7] B. Hay, J-R. Filtz et J-C. Batsale, « Mesure de la diffusivité thermique par la méthode flash », *Techniques de l'Ingénieur*, R2955 (2004)
- [8] W. Parker, R. Jenkins, C. Bulter and G. Abbott, « Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity », *J. Appl. Phys.*, vol. 32 (1961), 1679-1684.
- [9] A. Degiovanni and M. Laurent, “Une nouvelle technique d'identification de la diffusivité thermique pour la méthode flash”, *Revue de Physique Appliquée*, vol. 21(1986), 229-237.
- [10] B. Hay, L. Rongione, J-R. Filtz and J. Hameury, « A new reference material for high-temperature thermal transport properties - LNE participation in the certification process of Pyrocera 9606 », *High Temp.-High Pres.*, vol. 37 (2008), 13-20.
- [11] B. Hay, J-R. Filtz, J. Hameury and L. Rongione, « Uncertainty of thermal diffusivity measurements by laser flash method », *Int. J. Thermophys*, vol. 26 (2005), 1883-1898.
- [12] J.C. Krapez, B. Hay, D. Demange, G. Gardette, P. Levesque et F. Passilly, « Méthode flash en face avant. Optimisation de l'expérience pour un monocouche et un bicouche » - Congrès SFT, Vittel (2002).
- [13] B. Hay, G. Davée, J.-R. Filtz., J. Hameury and L. Rongione, « Simultaneous measurement of thermal diffusivity and thermal conductivity of ceramic coatings at high temperature by laser flash method », *Thermal conductivity*, vol. 30 (2010), 461-470.
- [14] J. Hameury, V. Scoarnec and B. Hay, « A new guarded hot plate for the thermal conductivity measurement of solid moderately conductive materials at high temperatures », *19th European Conference on Thermophysical Properties (ECTP)*, Thessaloniki, Greece, 28 août - 1 sept. 2011.

Remerciements

Ces travaux sont réalisés avec le soutien financier de l'Union Européenne sur la base de la décision n° 912/2009/CE.

Validation de méthodes numériques pour la simulation d'écoulements fortement anisothermes

Frédéric AULERY, Adrien TOUTANT*, Françoise BATAILLE

PROMES CNRS, Rambla de la thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan
 *(auteur correspondant : adrien.toutant@univ-perp.fr)

Résumé – Nous réalisons la caractérisation des écoulements turbulents fortement anisothermes au sein d'un récepteur solaire de la centrale à tour PEGASE à l'aide de simulations numériques. D'un point de vue numérique, pour répondre aux conditions physiques nous utilisons l'approximation du bas nombre de Mach ainsi que des modèles de turbulence de type simulation des grandes échelles. Des optimisations spécifiques aux écoulements quasi-compressibles sont mises en place dans le code Trio_U. Nous mettons en évidence l'intérêt d'un nouvel algorithme de résolution des équations, d'un schéma en temps couplé et d'un schéma centré d'ordre 4 pour la convection de la vitesse. Enfin, nous comparons les résultats obtenus après modification à une simulation numérique directe de référence.

Nomenclature

| | | | |
|-------------|-----------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------|-------------------------------------------------------|
| <i>SGE</i> | Simulation des Grandes Echelles | Re_τ | Nombre de Reynolds de frottement |
| <i>SND</i> | Simulation numérique directe | $Re_\tau = \frac{\rho u_\tau \delta}{\mu}$ | |
| <i>RANS</i> | Reynolds Averaged Navier-Stokes | <i>Symboles grecs</i> | |
| <i>CFD</i> | Computed Fluids Dynamics | λ | Conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ |
| <i>Ma</i> | Nombre de Mach | ρ | Masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$ |
| <i>T</i> | Température, K | μ | Viscosité dynamique, Pa.s |
| \dot{Q} | Source de chaleur $W \cdot m^{-3}$ | δ | Epaisseur de la couche limite, m |
| <i>h</i> | Demi hauteur du canal, m | φ | Flux de chaleur, $W \cdot m^{-2}$ |
| P_{th} | Pression thermodynamique, Pa | <i>Indices et exposants</i> | |
| P_{dyn} | Pression dynamique, Pa | <i>h</i> | Paroi haute |
| C_p | Capacité calorifique, $J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$ | <i>b</i> | Paroi basse |
| <i>U</i> | Vitesse, $m \cdot s^{-1}$ | τ | Variable de frottement |
| <i>r</i> | Constante spécifique de l'air $r = 287,058 J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$ | <i>n</i> | Temps |
| <i>Re</i> | Nombre de Reynolds | <i>i, j</i> | Composante de la vitesse |

1. Introduction

Les procédés à haute puissance thermique comportent généralement un élément central dont la conception et l'optimisation sont complexes et déterminantes. Les récepteurs solaires jouent le rôle de ce composant central dans les centrales électro-solaires à tour. Dans le cas du futur récepteur de la centrale PEGASE, installé au laboratoire PROMES (produisant 2 MWe), et que nous prendrons pour cas d'étude, le récepteur est soumis à un très important flux de chaleur asymétrique alors que l'écoulement de gaz en son sein est fortement turbulent ($Re \approx 20000$). Une simulation numérique fine des échanges thermiques internes au récepteur solaire avec des logiciels de CFD est envisagée pour réaliser l'optimisation du composant.

Dans cette étude, l'air est utilisé comme fluide caloporteur. Compte tenu des grandes différences de température de cette configuration (jusqu'à 800 K), il est impossible d'utiliser l'approximation de Boussinesq pour les simulations. Nous utiliserons l'approximation bas nombre de Mach dont la limite d'utilisation ($Ma < 0,3$) correspond bien à notre cas d'étude.

Les simulations réalisées par Serra *et al.* et Dagueneat *et al.* [2] montrent que les modèles de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) ne sont pas adaptés à l'étude des récepteurs solaires à hautes températures. Par ailleurs, la complexité de la géométrie engendre un coût numérique trop important. Aussi, l'utilisation de la Simulation des Grandes Echelles et une simplification de la géométrie ont été choisies.

Des études préliminaires réalisées par Husson *et al.* [3] ainsi que Serra *et al.* [4] avec le logiciel Trio_U en utilisant la SGE (Simulation des Grandes Echelles) ont montré l'existence de phénomènes propres aux écoulements quasi-compressibles soumis à un fort gradient de température. Pour permettre une étude plus approfondie en terme de couplage de ces phénomènes, des modifications spécifiques ont été apportées au code de calcul. Nous présentons tout d'abord le logiciel Trio_U et le cadre de son utilisation. Puis nous exposons les modifications réalisées et nous quantifions le gain relatif à ces améliorations. Enfin nous comparons les résultats obtenus en canal turbulent à la littérature dans le cas quasi-isotherme.

2. Cas d'étude

2.1 Equations à bas nombre de Mach

Les équations à bas nombre de Mach sont obtenues en explicitant l'ordre des termes des équations de Navier-Stokes dans le cas où le nombre de Mach est faible ($Ma < 0,3$). Il en découle que la pression peut être décomposée en deux pressions, une pression thermodynamique qui suit la loi des gaz parfaits et qui est constante dans le volume ; et une pression dynamique caractéristique du mouvement du fluide [5]. Les équations à bas nombre de Mach sont les suivantes :

$$P = P_{th} + P_{dyn} \text{ avec } P_{th} \gg P_{dyn} \text{ et } \frac{\partial P_{th}}{\partial x_i} = 0 \quad i = 1,2,3 \quad (1)$$

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial P_{dyn}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right] + F_i \quad (3)$$

Conservation de l'énergie :

$$c_p \left(\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial P_{th}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \right] + S_i \quad (4)$$

Equation d'état (Gaz parfaits dans notre cas) :

$$P_{th} = \rho r T \quad (5)$$

Dans le cadre de la simulation des grandes échelles thermique, deux termes sous-mailles, qui sont à modéliser, apparaissent. L'un est présent dans l'équation de conservation de quantité de mouvement, l'autre dans l'équation de conservation de l'énergie. Le modèle sous-maille dynamique utilisé dans cette étude est le modèle WALE car il a un bon comportement en proche paroi et permet de simuler les régimes transitoires [6]. Le modèle sous-maille thermique considère un nombre de Prandtl sous-maille constant : la diffusivité turbulente est alors directement proportionnelle à la viscosité turbulente.

2.2 Trio_U

Trio_U est un code de mécanique des fluides ouvert et modulaire développé par le CEA Grenoble utilisant les volumes finis ou les éléments finis [7]. Les modèles physiques développés, les méthodes numériques mises en œuvre et le parallélisme massif du logiciel Trio_U permettent de simuler des problèmes très divers, allant de la simulation locale d'écoulements turbulents à la simulation d'écoulement sur des installations industrielles. Ce code massivement parallèle est particulièrement adapté aux supercalculateurs tels que la machine JADE du CINES que nous utilisons pour notre étude. Il permet, entre autres, la résolution des équations de Navier-Stokes dans le cas anisotherme par filtrage SGE. Cet outil numérique est adapté aux calculs d'équations couplées nécessitant une grande précision.

2.3 Géométrie

L'étude des phénomènes physiques présents dans un récepteur solaire en utilisant la SGE n'est actuellement pas possible dans le cas d'une géométrie réelle. Nous utilisons donc une géométrie simplifiée qui a le double avantage de permettre une simulation fine et de se concentrer sur les effets liés au gradient thermique. La géométrie est un canal plan anisotherme dont les parois sont maintenues à température constante. Le canal est périodique, ce qui permet d'atteindre un état stationnaire. Cette géométrie est utilisée en 2D (plan xoy) au paragraphe 3.1 et en 3D dans la partie 4.

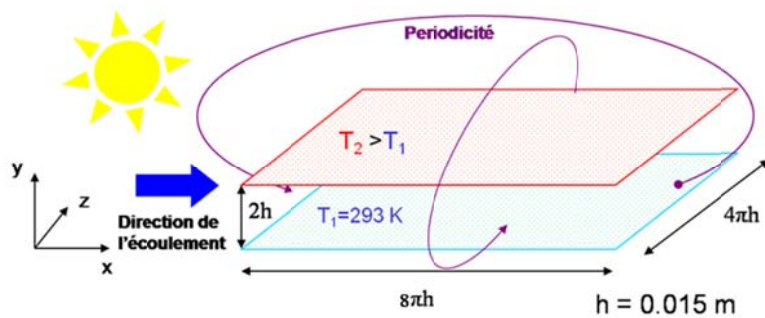


Figure 1 : Canal plan bi-périodique dont les parois sont maintenues à température constante

3. Améliorations apportées au code

3.1. Nouvel algorithme de résolution

Lors des simulations effectuées par Serra *et al.* [4], la propriété de conservation du flux de chaleur au sein d'un écoulement turbulent fut obtenue en utilisant un maillage d'autant plus raffiné que le gradient de température dans le domaine était important. Pour obtenir plus naturellement cette propriété, un nouvel algorithme de résolution des équations de Navier-Stokes quasi-compressible est proposé. Il est obtenu à partir des équations (2) à (5). En utilisant la conservation de l'énergie, on fait apparaître la divergence de la vitesse qui sert à projeter la pression (équation (7)). La variation de la pression thermodynamique est obtenue en intégrant (Nicoud [8]) sur le volume l'équation de conservation de l'énergie (équation (8)). La conservation de l'énergie est ainsi assurée à la fois localement et globalement ; la conservation de la masse est elle assurée par les volumes finis.

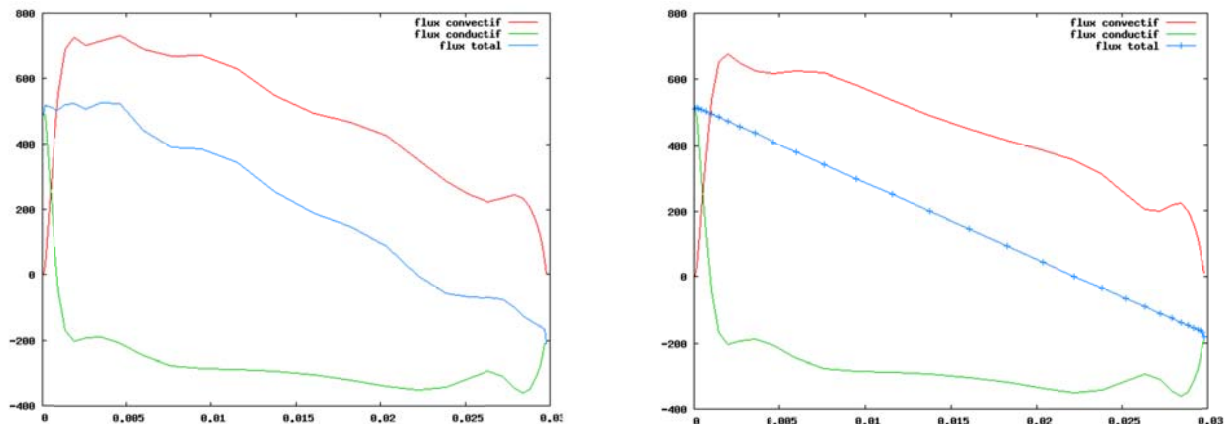
$$\frac{dP_{thermo}}{dt} = \frac{\gamma - 1}{V} \left(\int_{\Gamma} (\lambda \nabla T - \rho C_p T U) \cdot d\Gamma + \int_V S \cdot dV \right) \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \frac{1}{\gamma P_{thermo}} \left((\gamma - 1)(\nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S) - \frac{dP_{thermo}}{dt} \right) \quad (7)$$

Pour valider l'implémentation de l'algorithme dans le code, nous avons testé la propriété de conservation du flux sur une version 2D du cas d'étude présenté au paragraphe 2.3. Les conditions aux limites thermiques sont : un flux de chaleur constant $\varphi_h = 170 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ sur la paroi supérieure et une température imposée $T_b = 290 \text{ K}$ pour la paroi inférieure. En partant des équations (4) et (5) et en calculant la moyenne selon x , on arrive à :

$$\left(1 - \frac{C_p}{r}\right) \frac{\partial P_{th}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho C_p V T - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (8)$$

$\rho C_p V T$ et $-\lambda \frac{\partial T}{\partial y}$ sont respectivement le flux convectif et le flux conductif traversant un plan parallèle aux parois. Compte tenu de l'homogénéité de la pression thermodynamique, le flux total traversant un plan parallèle aux parois est donc une fonction linéaire de la hauteur dans le canal dont le coefficient est proportionnel à $\partial P_{th} / \partial t$. La figure 2.a représente les flux de chaleur traversant une surface parallèle aux parois avec l'ancien algorithme. On peut observer que le flux total (courbe centrale) à un comportement non linéaire. Le graphique 2.b présente la même simulation réalisée avec le nouvel algorithme. La propriété de linéarité du flux de chaleur est obtenue ici indépendamment du maillage. La pente de la droite du flux total est bien proportionnelle à la variation instantanée de la pression thermodynamique.



a. Ancien Algorithme

b. Nouvel Algorithme

Figure 2 : Flux moyen traversant un plan perpendiculaire aux parois

3.2. Schéma en temps Runge-Kutta d'ordre 3

Les schémas d'avancement en temps tels qu'ils sont à l'origine programmés dans Trio_U sont adaptés aux écoulements dont les quantités scalaires ont un rôle passif. Le schéma en temps avance alors une à une chaque équation sans altérer la précision de la solution. Pour notre étude, et avec la mise en place du nouvel algorithme de résolution, cette stratégie nécessite d'être remise en cause. En effet, le système d'équations est couplé par la conservation de la masse, la loi des gaz parfaits et la conservation de l'énergie. En faisant progresser simultanément les équations, on évite d'altérer le couplage des équations lors de l'avancement en temps. Nous ferons référence au nouveau schéma comme étant le schéma Runge-Kutta d'ordre 3 couplé (RK3 couplé), sachant que le schéma d'origine de Trio_U sera nommé RK3 Standard.

$$\begin{pmatrix} \rho^n \\ P_{th}^n \\ T^n \\ P_{dyn}^n \\ U^n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1} \\ P_{th}^n \\ T^n \\ P_{dyn}^n \\ U^n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1} \\ P_{th}^{n+1} \\ T^n \\ P_{dyn}^n \\ U^n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1} \\ P_{th}^{n+1} \\ T^{n+1} \\ P_{dyn}^n \\ U^n \end{pmatrix} \dots \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1} \\ P_{th}^{n+1} \\ T^{n+1} \\ P_{dyn}^{n+1} \\ U^{n+1} \end{pmatrix}$$

Figure 3 : Fonctionnement RK3 standard

$$\begin{pmatrix} \rho^n \\ P_{th}^n \\ T^n \\ P_{dyn}^n \\ U^n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1/3} \\ P_{th}^{n+1/3} \\ T^{n+1/3} \\ P_{dyn}^{n+1/3} \\ U^{n+1/3} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+3/4} \\ P_{th}^{n+3/4} \\ T^{n+3/4} \\ P_{dyn}^{n+3/4} \\ U^{n+3/4} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho^{n+1} \\ P_{th}^{n+1} \\ T^{n+1} \\ P_{dyn}^{n+1} \\ U^{n+1} \end{pmatrix}$$

Figure 4 : Fonctionnement RK3 couplé

Pour vérifier l'ordre de notre schéma, nous avons utilisé un cas test 2D ayant les caractéristiques suivantes : une source de chaleur volumique homogène et constante $Q = 1000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$; le bord inférieur est une paroi adiabatique $\varphi_{bh} = 0$; la condition au limite de la face supérieure est un gradient de pression nul ; une condition au limite de symétrie est appliquée aux autres bords, enfin la pression thermodynamique est constante $P_{th} = 100000$ et la diffusion négligée. La solution de ce système est :

$$\begin{pmatrix} V = \alpha y \\ \rho = \rho_0 e^{-\alpha t} \\ P = \frac{\rho_0}{2} \alpha^2 e^{-\alpha t} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{c_p}{r} P_{th} Q \quad (9)$$

Le schéma RK3 standard n'étant pas stable pour de grands pas de temps et le schéma RK3 couplé saturant pour de faibles pas de temps, nous avons utilisé des pas de temps différents pour déterminer l'ordre du schéma et comparer les deux schémas. Nous avons représenté sur la figure 5.a l'écart à la solution exacte pour deux pas de temps dont le rapport est 2 ($\Delta t = 20s$ et $\Delta t = 40s$). Sur la figure 5.b, l'erreur des schémas standard et couplé pour un pas de temps $\Delta t = 1s$ est présentée. Le rapport des pentes de la figure 5.a donne l'ordre du schéma en temps. On peut observer un rapport de 7.9 entre les pentes des droites ce qui indique que le schéma est bien d'ordre 3. Nous pouvons observer sur la figure 5.b que le schéma RK3 couplé crée une erreur inférieure d'un facteur 1400 à l'erreur du schéma RK3 standard. On voit donc ici l'intérêt de coupler les équations lors de l'avancement en temps.

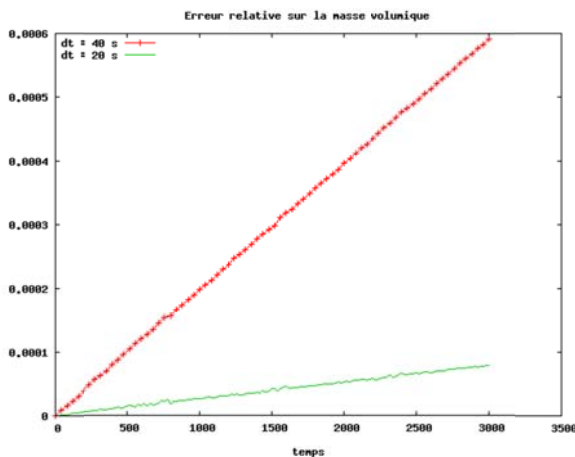


Figure 5.a : Erreurs du schéma couplé pour $\Delta t = 20s$ et $\Delta t = 40s$.

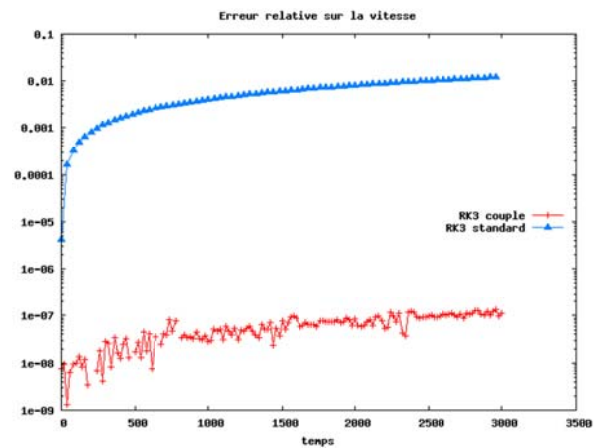


Figure 5.b : Erreurs des schémas standard et couplé en échelle logarithmique ($\Delta t = 1s$).

3.3. Schéma centré d'ordre 4

La discrétisation du terme de convection de la vitesse dans l'équation de Navier-Stokes doit être réalisée avec une très faible dissipation pour conserver le caractère fluctuant de la turbulence avec un coût numérique faible. Les schémas centrés sont particulièrement adaptés

et permettent d'obtenir de très bons résultats notamment avec le code Trio_U [9]. Le schéma d'origine de Trio_U est un schéma centré d'ordre 2. Aussi, pour faciliter la capture des petites échelles de la turbulence, nous avons choisi de faire évoluer ce schéma vers un schéma centré d'ordre 4.

Pour vérifier l'ordre du schéma, nous utilisons un champ de vitesse sinusoïdale connu. Ce champ est solution des équations de Navier-Stokes sans diffusion dans un domaine 2D bi-périodique. Nous faisons varier la taille et le nombre de mailles. Puis, en comparant les erreurs sur la vitesse pour les trois maillages, nous déterminons l'ordre. Les maillages sont nommés ainsi : "grossier" (16x16), "lâche" (48x48) et "fin" (80x80). Le domaine est isotherme et initialisé par un champ de vitesse sinusoïdale. Lors de la résolution, la diffusion est négligée. Un pas de temps identique est fixé pour toutes les simulations ; sa valeur est obtenue en divisant par dix la valeur préconisée par le code pour le maillage le plus fin. Ensuite, nous comparons les erreurs selon deux normes : la première se calcule à partir du maximum de l'erreur sur la vitesse dans le domaine $N_1 = \text{Max}_N |U_i - U_{exact}|$. La deuxième norme se calcule comme la moyenne de l'erreur sur la vitesse dans le domaine $N_2 = \frac{1}{N} \sum_i |U_i - U_{exact}|$.

| Comparaison | Ordre | |
|----------------|-------|------|
| | N1 | N2 |
| Grossier/Lâche | 2.07 | 2.08 |
| Lâche/Fin | 2.05 | 2.07 |
| Grossier/Fin | 2.12 | 2.09 |

Tableau 1 : Ordre du schéma centré d'ordre 4 en fonction de la norme.

L'ordre mesuré est légèrement supérieur à 2. Il est important de noter que nous calculons ici l'ordre global de la méthode numérique résultant de l'interaction du schéma en temps, du schéma de convection et du schéma de discrétisation de la pression. La figure 7 permet de voir que la modification du schéma de convection a amélioré la précision globale. En effet, l'évolution de l'erreur au cours du temps est diminuée d'un facteur 4,3 entre les simulations fines avec le schéma centré d'ordre 2 et le schéma centré d'ordre 4.

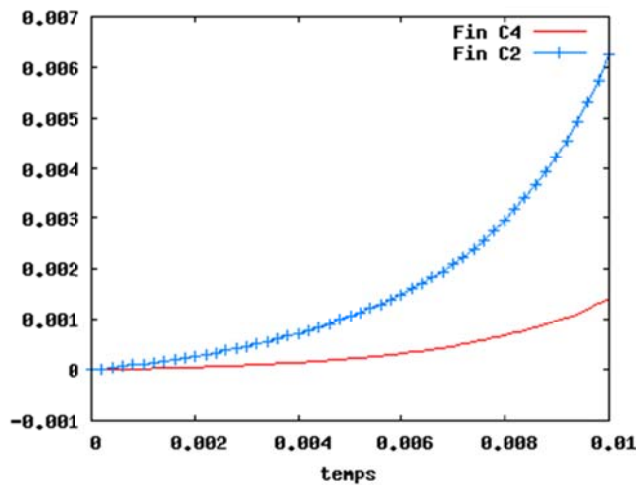


Figure 7 : Evolution de l'erreur sur la vitesse en fonction du schéma en espace.

4. Comparaison aux simulations de référence

Afin de valider de manière plus générale nos améliorations, nous avons réalisé une simulation des grandes échelles fine ($N_y = 201, y^+=0.75$) dans les mêmes conditions que la simulation numérique directe de Moser *et al.* ($N_y = 257, y^+=0.029$) [9]. Un écoulement fortement turbulent en canal plan périodique (figure 1) est simulé. Le nombre de Reynolds turbulent est 395. Contrairement à Moser *et al.*, dont la simulation est isotherme, l'écoulement est soumis à un très faible gradient thermique ; le rapport entre la température de la paroi chaude et la température de la paroi froide étant de 1,01. Ce rapport de température est suffisamment faible pour que la dynamique de l'écoulement ne soit pas perturbée, tout en permettant de vérifier la conservation du flux de chaleur dans le volume.

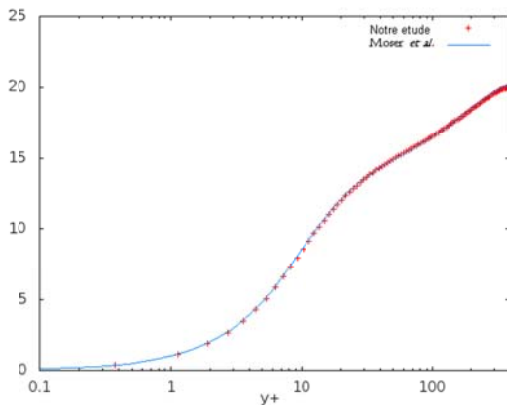


Figure 8.a Profil de vitesse longitudinale

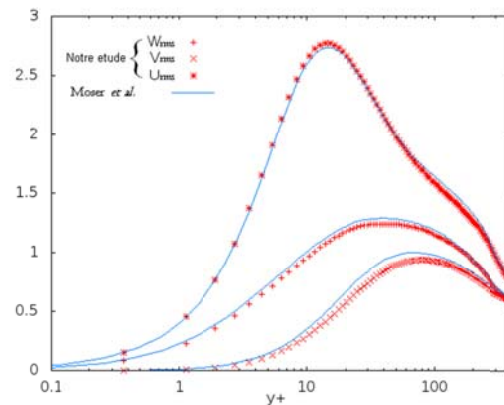


Figure 8.b : Fluctuations de vitesses

La figure 8 présente, en grandeurs adimensionnées, la vitesse moyenne longitudinale (a) et les fluctuations de vitesse moyennes (b) dans la hauteur du canal. On observe que le profil de vitesse longitudinale moyen correspond parfaitement à la SND. La fluctuation de vitesse longitudinale est également en accord avec les résultats de la SND. Les fluctuations de vitesse verticale et transversale sont légèrement sous-estimées par la SGE mais on obtient le bon comportement. Les différences observées s'expliquent par le raffinement plus important de Moser *et al.* qui permet de capturer toutes les échelles de la turbulence. Dans le même temps, on observe sur la figure 10 que le flux de chaleur total traversant le canal est constant. Le canal étant stationnaire, l'équation (8) est alors égale à zéro ce qui implique que le flux total moyen est indépendant de la position dans le canal. La conservation locale de l'énergie est donc assurée dans nos simulations.

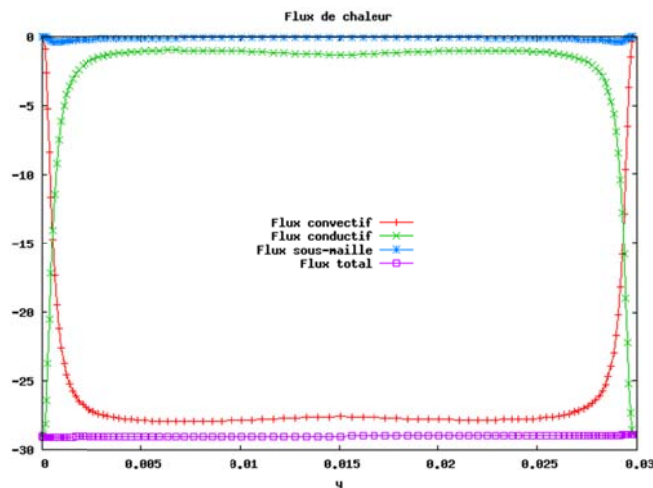


Figure 10 : Flux de chaleur en canal turbulent quasi-isotherme

5. Conclusion

La simulation d'écoulements quasi-compressibles soumis à un fort gradient de température par SGE nécessite des outils adaptés. Nous avons réalisé des améliorations pour les schémas numériques existant dans le logiciel Trio_U et quantifié le gain relatif à ces améliorations. L'utilisation d'un algorithme basé sur la conservation de l'énergie permet une conservation locale et globale des flux de chaleurs avec un coût numérique minimal. L'utilisation d'un schéma en temps couplé de type Runge-Kutta permet de réduire l'erreur générée par le schéma en temps d'un facteur deux. Enfin, l'utilisation d'un schéma centré d'ordre 4 permet de réduire l'erreur du schéma de convection d'un facteur 4 par rapport au schéma centré d'ordre 2 malgré une limitation de l'ordre apparent du schéma. La simulation d'un cas comparable à une simulation numérique directe de référence a permis de valider le développement de l'ensemble de ces modifications. Les profils moyen et fluctuant des champs de correspondent à ceux de la simulation numérique directe et la conservation de l'énergie est assurée simultanément de manière locale et globale. Par la suite, grâce à ces développements, des simulations fortement anisothermes pourront être réalisées. A précision égale, le coût numérique lié au fort gradient thermique sera moins important.

Références

- [1] Serra S., Husson S., Bataille F., Etude numérique d'un écoulement en canal avec différents gradients de température ; Congrès SFT 2007.
- [2] Dagenet X., Toutant, A., Segui, C., Bataille, F. and Olalde G., Numerical investigation of an original concept of ceramic high temperature pressurized-air solar receiver, Solar Paces International Symposium, Perpignan, France, September 21-24, 2010.
- [3] Husson, S., Knikker, R., et Bataille, F., Simulations des grandes échelles pour les configurations fortement anisothermes, SFT 2006.
- [4] Serra, S., Toutant, T. and Bataille, F., Thermal Large Eddy Simulation in a very simplified geometry of a solar receiver, Heat Transfer Engineering, vol. 33 (6), p.505-524, 2012.
- [5] Paolucci, S., On the filtering of sound from the navier-stokes equations, Rap. tech. SAND82-8257, SANDIA National Labs., Livermore, CA (USA), 1982.
- [6] Brillant, G., Husson, S., et Bataille, F., Subgrid-scale diffusivity : wall behaviour and dynamic methods, ASME Journal of Applied Mechanics, 73(3), pp. 360-367, 2006.
- [7] Calvin C., Cueto O. et Emonot P., An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software, Mathematical Modeling and Numerical Analysis, 36(5), p 907-921, 2002.
- [8] Nicoud, F. C., Numerical study of a channel flow with variable properties, Center for Turbulent Research, Annual Research Briefs, pp. 289-309, 1998.
- [9] Moser, R. D., Kim, J., et Mansour, N. N., Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$, Physics of Fluids 11(4), pp. 943-945, 1999.

Remerciements

Nous tenons à remercier le CEA Grenoble et particulièrement G. Fauchet pour l'aide apportée dans l'amélioration du code Trio_U. Nous remercions aussi le CINES qui nous a permis de réaliser les simulations numériques sur la machine JADE.

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

Auteur principal: RODIET / Christophe / LEMTA, UMR-CNRS 7563 (christophe.rodiet@ensem.inpl-nancy.fr)

Autres auteurs:

Pierre / Thomas / LIMATB

Remy / Benjamin / LEMTA

Degiovanni / Alain / LEMTA

Mots clés: hautes températures / multi-spectrale / estimations / métrologie / infrarouge-ultraviolet

En général, les matériaux que nous voulons caractériser ont une émissivité qui dépend de nombreux paramètres (longueur d'onde, température, angle solide, état de surface de l'objet Congrès français de thermique, SFT2012, Talence, 29 mai - 1^{er} juin 2012

99

(rugosités, cavités, oxydation, ...)...). Or, la méconnaissance des valeurs de l'émissivité en fonction de ces divers paramètres est un frein à la caractérisation thermique des matériaux par voie optique. Dans ce travail, nous présentons les travaux réalisés au laboratoire dans le domaine Ultraviolet-Infrarouge (UV-IR) et en particulier les critères de séparations de longueur d'onde permettant de sélectionner celles à utiliser afin de s'affranchir au mieux, non seulement de l'émissivité et de ses variations spectrales, spatiales et temporelles, mais aussi de la fonction de transfert du détecteur dépendant de la longueur d'onde. Deux applications seront présentées : une première dans l'Infrarouge (mesure d'un flux continu) où nous montrerons qu'il est possible par la méthode proposée de corriger les défauts d'uniformité spatiale d'émissivité et la seconde dans l'Ultraviolet (mesure d'un flux photonique) où nous réaliserons des mesures de température par comptage de photons. Dans chacun des cas (UV et IR), une comparaison des méthodes multi-spectrales à deux, trois et quatre bandes a été réalisée afin de voir l'influence du nombre de longueur d'onde sur la « qualité » de la mesure de la température et déterminer le nombre optimum de longueur d'onde à utiliser.

Estimation des conditions limites thermiques à la surface d'un échantillon soumis à une flamme oxygène-acétylène

Emmanuel RUFFIO^{1*}, Julien BEAUDET², Didier SAURY¹, Daniel PETIT¹, Jonathan CORMIER², André DRAGON²

Institut P² (UPR CNRS 3346) – CNRS, ENSMA, Université de Poitiers

¹ : Département Fluides, Thermique, Combustion (FTC)

² : Département Physique et Mécanique des Matériaux (PMM)

ENSMA, téléport 2, 1 avenue Clément Ader - BP. 40109 - 86961 Futuroscope Chasseneuil CEDEX
(auteur correspondant : emmanuel.ruffio@ensma.fr)

Résumé – L'objet de cette étude est d'identifier une condition limite thermique de flux imposé à la surface d'un échantillon soumis à une flamme oxygène-acétylène. Cette étude s'inscrit dans le cadre de la caractérisation d'un matériau composite soumis à des conditions extrêmes. L'estimation de cette condition limite est réalisée grâce à des mesures de température fournies par 5 thermocouples placés sur la face arrière d'un échantillon test en acier.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|-------------------------------------------------------|------------------|----------------------------------------------------------|
| $a_{x/y/z}$ | Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$ | ϵ | Emissivité thermique |
| A_ϕ | Amplitude de la gaussienne, $W.m^{-2}$ | η | Vecteur des paramètres inconnus après changement de base |
| e_Y | Vecteur du bruit de mesure, K | λ | Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| F_k | Base de fonctions | λ | Valeur propre |
| $J(\beta)$ | Ecart-quadratique modèle expérience | ρC | Capacité thermique volumique, $J.K^{-1}.m^{-3}$ |
| $l_{x/y/z}$ | Dimensions de l'échantillon, m | σ_ϕ | Ecart-type de la gaussienne, m |
| $N_{x/y}$ | Nombre de mailles suivant x ou y | σ_m | Ecart-type du bruit de mesure, K |
| $S_{\beta/\eta}$ | Matrice des sensibilités réduites à β ou η | σ | Constante de Stefan, $W.m^{-2}.K^{-4}$ |
| T | Température, K | τ_z | Temps caractéristique de diffusion, s |
| T_{amb} | Température de l'environnement, K | ϕ | Densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$ |
| $V(\beta)$ | Fonction de vraisemblance | ω_k | Valeurs singulières |
| W^{-1} | Matrice de variance-covariance de Y^* | Notations | |
| $X_{\beta/\eta}$ | Matrice des sensibilités à β ou η | N_X | Dimension du vecteur X |
| $Y(\beta)$ | Vecteur des sorties du modèle, K | $E[X]$ | Espérance de la variable aléatoire X |
| Y^* | Vecteur des mesures de température, K | $cov[X]$ | Matrice de variance-covariance de X |
| Symboles grecs | | Id | Matrice identité |
| β | Vecteur des paramètres inconnus | | |

1 Introduction

La caractérisation de la résistance d'un matériau composite à des sollicitations ablatives est souvent réalisée via l'utilisation d'une torche oxygène-acétylène qui permet d'obtenir des températures de flamme pouvant atteindre 3200°C. En cours d'ablation, ce type de matériau subit des changements d'états via des processus de thermo-oxydation, liquéfaction et sublimation, auxquels s'ajoutent des variations dimensionnelles (cratérisation, érosion...) dues à la nature même de l'écoulement sous la torche. Pour étudier la dégradation des matériaux composites à ce type de sollicitations extrêmes, un dispositif expérimental, présenté sur la figure 1, a été mis en place à l'institut PPRIME (département PMM). Une simulation numérique de la récession du front d'ablation engendrée par des phénomènes multi-couplés nécessite entre autre la connaissance des conditions limites thermiques caractérisant les

échanges flamme-échantillon. L'étude présentée ici se focalise sur ce problème d'estimation de conditions limites thermiques.

La caractérisation des transferts thermiques entre la flamme (et les gaz chauds) et la surface supérieure de l'échantillon exposée à la flamme (figure 2), nécessite ici tout d'abord :

- (i) de disposer d'un modèle des transferts thermiques dans le système (et notamment d'une modélisation des transferts flamme-échantillon).
- (ii) d'estimer ensuite les grandeurs inconnues qui interviennent dans ce modèle à partir de mesures fournies par l'expérience.

Sachant que le dispositif ne permet pas actuellement de mesurer les températures par pyrométrie, les mesures sont effectuées avec 5 thermocouples placés en face arrière d'un échantillon.

Les différents matériaux composites que l'on souhaite caractériser, sont dans certains cas basés sur une structure à fibres longues tissées (ex : Sergé 2 × 2...) si bien qu'ils peuvent présenter une anisotropie thermique significative. De plus, le temps caractéristique de diffusion dans l'épaisseur est significatif ($\tau_z = \frac{l_z^2}{\alpha_z} \approx \frac{(1cm)^2}{0,3 mm^2 s^{-1}} \approx 300 s$). Donc l'estimation de la condition limite thermique de la face exposée avec des mesures en face arrière n'est pas envisageable puisque le problème inverse correspondant est mal conditionné. Aussi, l'estimation n'est pas réalisée avec les matériaux composites mais avec un échantillon test en acier. Les propriétés thermophysiques (ρC et λ) ont été caractérisées jusqu'à 1400°C. On fait ainsi l'hypothèse que le flux de chaleur flamme-échantillon estimé avec l'échantillon d'acier restera valable avec des matériaux composites. En d'autres termes, on suppose que le flux de chaleur ne dépend ni du matériau, ni de son état de dégradation.

2 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est inspiré de la norme ASTM E 285-80. Il est constitué d'une enceinte de protection (figure 1) munie d'une buse au niveau de laquelle sont pré mélangées l'oxygène et l'acétylène, d'un système d'extraction des gaz, de deux fenêtres transparentes permettant de suivre l'évolution de l'expérience, ainsi qu'un système de déplacement actionné par un vérin permettant d'amener l'échantillon sous la flamme. La vitesse de déplacement est estimée à environ 15 cm s⁻¹. La buse de la torche oxygène-acétylène a un diamètre de sortie de 1,1 mm. La température de la flamme ainsi générée est d'environ 3200°C et la puissance de la torche est environ de 500 kW (voir [1] pour plus de détails sur le dispositif).

L'échantillon test est en acier (figure 2.b). Il est utilisé pour estimer la condition limite thermique de la surface exposée. Il est muni de 5 thermocouples de type K (1 mm) soudés en face arrière suivant la norme (TMF Code of Practice) (figure 3). Leurs positions sont respectivement (25,0; 52,5), (41,5; 30,8), (25; 30,8), (10,8; 30,8), (25,0; 9,6) [mm]. Les dimensions l_x et l_y de l'échantillon sont de 50×62 mm² et l'épaisseur l_z est de 5 mm. La face exposée de cet échantillon est centrée sous la sortie de la buse à une distance de 1,5 cm. Dans l'intervalle de température 20 à 1400°C, la capacité thermique volumique de l'acier varie linéairement de 4,1 à 5,9 MJ K⁻¹ m⁻³ et la conductivité thermique varie linéairement de 17,9 à 33,7 W m⁻¹ K⁻¹. Le temps caractéristique de diffusion est donc d'environ 6 s, à comparer aux 300 s obtenues avec les matériaux composites évoqués précédemment (figure 2.a).

A l'instant initial, la torche est activée et l'échantillon est ensuite placé sous celle-ci. L'exposition est limitée à $t_f = 5 s$ pour éviter la fusion de l'acier. Le fait de travailler avec un échantillon en acier permet de limiter l'augmentation de la température de surface (du fait de son effusivité thermique plus importante) tout en évitant la dégradation de l'échantillon ce qui simplifie l'élaboration du modèle des transferts thermiques associé à l'expérience.

Les mesures de température obtenues sont visibles notamment sur la figure 3 (les points). On utilise ici seulement les 30 premières secondes d'acquisition. Cela représente, à 5Hz, 750 mesures de température avec un écart-type de 0,6 °C. La figure 3 montre que la température au niveau du thermocouple TC3 (au centre de la face arrière) atteint 800°C au bout de 6 s. On constate également que le centrage de la buse n'est pas parfait, puisqu'on observe des différences significatives entre TC2 et TC4.

3 La modélisation des transferts thermiques

L'échantillon en acier est un matériau isotrope homogène, l'équation de la chaleur s'écrit donc :

$$\rho C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$

On fait les hypothèses suivantes sur les conditions limites:

- Les échanges avec l'environnement sont purement radiatifs et évalués avec la loi de Stefan-Boltzmann. On suppose que l'échantillon est un corps noir (émissivité $\epsilon = 1$).
- On néglige les pertes avec l'environnement par convection.
- On néglige les transferts thermiques dans les supports de l'échantillon.
- On néglige le régime transitoire du à la mise en place de l'échantillon sous la flamme.
- Initialement, la température dans l'échantillon est uniforme et égale à la température ambiante.

Les conditions limites thermiques des faces latérales et inférieures de l'échantillon s'écrivent ainsi :

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= \pm \epsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) && \text{pour } x = 0 \text{ et } x = l_x \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} &= \pm \epsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) && \text{pour } y = 0 \text{ et } y = l_y \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} &= -\epsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) && \text{pour } z = l_z \\ T &= T_{amb} && \text{pour } t = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Quant à la condition limite thermique de la face exposée, on distingue les pertes radiatives avec l'environnement et les échanges thermiques avec la flamme (et le gaz) que l'on modélise par une densité de flux imposé $\phi(x, y)$, supposée indépendante du temps :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \epsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) + \phi(x, y) \quad \text{pour } z = 0 \quad (3)$$

Le système d'équations étant non linéaire, sa solution est obtenue en utilisant la méthode des volumes finis, appliquée un maillage régulier cartésien et avec un schéma temporel implicite.

L'hypothèse de densité de flux indépendante du temps n'est pas toujours valable. Mota et al. [2] présentent une étude dont les objectifs sont similaires à celle-ci mais où les conditions expérimentales sont relativement différentes : la torche est à 20 cm de l'échantillon (1,5 cm ici), et l'exposition à la flamme est d'environ 200 s (5 s ici). Dans leur cas, l'hypothèse de flux constant génère des résidus non satisfaisants : non centrés et très corrélés. Dans le cadre de ce travail, cette hypothèse simplificatrice et « régularisatrice » permet de reproduire correctement les mesures.

4 Paramétrisation du problème et Maximum de Vraisemblance

L'étape de paramétrisation de la fonction inconnue $\phi(x, y)$ est un préalable à son estimation. Soit $F_n(x, y)$ une base de fonctions, on peut exprimer la fonction $\phi(x, y)$ sur cette base. On a alors :

$$\phi(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} \beta_k F_k(x, y) \quad [W m^{-2}] \quad (4)$$

Dès lors, estimer la fonction inconnue $\phi(x, y)$ revient à estimer les paramètres β_k . Toutes les bases de fonctions sont ici possibles, mais toutes ne sont pas nécessairement adaptées au problème. Suivant la base utilisée, la convergence des paramètres β_k vers 0 est plus ou moins rapide. Avec une base adaptée, on peut tronquer plus rapidement la série ce qui réduit le nombre de paramètres à estimer.

La solution à ce problème d'estimation de paramètres est obtenue ici en utilisant le principe du Maximum de Vraisemblance [3,4]. Soit $V(\beta)$ la fonction de vraisemblance. Elle correspond « à la probabilité » (plus précisément à la densité de probabilité) d'obtenir les mesures Y^* pour β fixé :

$$V(\beta) = \text{prob}(Y^* | \beta) \quad (5)$$

Le vecteur des mesures Y^* regroupe les mesures des 5 thermocouples aux 150 instants. Sa dimension est $N_Y = 750$. L'ordre avec lequel sont « rangées » les mesures n'a pas d'importance.

La solution $\hat{\beta}$ du problème d'estimation de paramètres est celle qui rend les mesures les plus vraisemblables puisqu'elle maximise leur probabilité d'apparition. Pour poursuivre le développement, on fait les deux hypothèses suivantes :

- Le bruit de mesure est gaussien, d'écart-type constant et uniforme, additif, de moyenne nulle et non corrélé.
- Le modèle est parfait, si bien qu'en moyenne, les mesures et les sorties du modèle sont égales.

Y^* s'exprime alors comme la superposition d'un bruit gaussien e_Y aux sorties du modèle $Y(\beta)$:

$$Y^* = Y(\beta) + e_Y \implies \begin{cases} E[Y^* | \beta] = Y(\beta) \\ \text{cov}[Y^* | \beta] = \text{cov}[e_Y] = \sigma_m^2 \text{Id} \end{cases} \quad (6)$$

Avec les hypothèses ci-dessus, la densité de probabilité $\text{prob}(Y^* | \beta)$ (Eq.5) correspond à un vecteur aléatoire gaussien de moyenne $Y(\beta)$ et de matrice de variance-covariance $\text{cov}[e_Y]$, si bien que :

$$V(\beta) = \text{prob}(Y^* | \beta) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{N_Y}{2}} |W^{-1}|^{\frac{1}{2}}} \exp \left[-\frac{1}{2} (Y^* - Y(\beta))^T W (Y^* - Y(\beta)) \right] \quad (7)$$

Avec $W = \text{cov}[e_Y]^{-1}$. Remarquons que maximiser la vraisemblance revient à minimiser l'opposé de son logarithme, noté $J(\beta)$. De plus, comme $W = \frac{1}{\sigma_m^2} \text{Id}$ par hypothèse, on a :

$$J(\beta) = (Y^* - Y(\beta))^T W (Y^* - Y(\beta)) \propto \sum_{i=1}^{N_Y} (Y_i^* - Y_i(\beta))^2 \quad (8)$$

La solution $\hat{\beta}$ est donc obtenue en minimisant $J(\beta)$ et on peut noter $\hat{\beta} = \arg[\min_{\beta}(J(\beta))]$.

5 Résultats

5.1 Paramétrisation avec une fonction gaussienne

Dans un premier temps et étant donnée la géométrie cylindrique du problème, on peut tenter de résoudre le problème inverse en supposant que $\phi(x, y)$ est une fonction gaussienne :

$$\phi(x, y) = A_{\phi} \exp \left(-\frac{\frac{1}{2} [(x - l_x/2)^2 + (y - l_y/2)^2]}{\sigma_{\phi}^2} \right) \quad [W \text{ m}^{-2}] \quad (9)$$

Dans ces conditions, le vecteur β des paramètres inconnus s'écrit : $\beta = [A_{\phi}; \sigma_{\phi}]^T$. En utilisant un algorithme de minimisation de type gradient (« fmincon » sur Matlab), on obtient la solution suivante :

$$\widehat{A}_{\phi} = 6,25 \text{ MW m}^{-2} \quad \text{et} \quad \widehat{\sigma}_{\phi} = 6,92 \text{ mm} \quad (10)$$

Soit $X_{\beta} = \frac{\partial Y}{\partial \beta}$ la matrice des sensibilités et $S_{\beta} = X_{\beta} \text{diag}(\hat{\beta})$ la matrice des sensibilités réduites. Pour évaluer la qualité de l'estimation, les écarts-types relatifs $\text{std}(\hat{\beta})$ de ces deux paramètres sont calculés à partir des coefficients diagonaux de la matrice de variance-covariance $\text{cov}(\hat{\beta})$. Le conditionnement de la matrice $S_{\beta}^T W S_{\beta}$ (dim. 2×2) est également calculé au niveau de la solution $\hat{\beta}$. Soit λ_{\min} et λ_{\max} la plus petite et la plus grande valeur propre de $S_{\beta}^T W S_{\beta}$, on a :

$$\text{cond}(S_{\beta}^T W S_{\beta}) = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = 34 \quad \text{et} \quad \text{cov}(\hat{\beta}) = [S_{\beta}^T W S_{\beta}]^{-1} \implies \begin{cases} \text{std}(\widehat{A}_{\phi}) / \widehat{A}_{\phi} = 0,05 \% \\ \text{std}(\widehat{\sigma}_{\phi}) / \widehat{\sigma}_{\phi} = 0,03 \% \end{cases} \quad (11)$$

Le nombre de conditionnement est relativement faible ce qui suggère que les corrélations entre les coefficients de sensibilités des deux paramètres sont faibles. Le problème étant donc bien conditionné, il n'est pas surprenant que les écarts-types soient faibles. Cependant, ces valeurs caractérisent ici une dispersion plutôt qu'un intervalle de confiance. Les estimations ne correspondent pas nécessairement aux « bonnes » valeurs puisque le modèle utilisé est probablement biaisé. La figure 3 montre en effet que les résidus modèle-expérience ne sont pas centrés, et ce, quelque soit le thermocouple considéré. Le fait de supposer que $\phi(x, y)$ est une gaussienne régularise fortement le problème inverse.

5.2 Paramétrisation avec un maillage régulier

Plutôt que de faire cette hypothèse, une des pratiques courantes en conduction thermique inverse est d'utiliser une base de fonctions rectangulaires [5,6,7]. Cela consiste à mailler la surface supérieure de l'échantillon puis à considérer que la densité de flux est uniforme sur chaque maille, que l'on indice par i et j avec $i \in [1; N_x]$ et $j \in [1; N_y]$ et où N_x et N_y désigne le nombre de mailles dans les directions x et y . La valeur de la densité de flux sur chaque maille, notée $\beta_{i,j}$, est inconnue et doit être estimée.

On utilise ici une discrétisation de $N_x \times N_y = 21 \times 21$ si bien que le nombre de paramètres inconnus à estimer est de $N_\beta = 441$. Une étape de régularisation s'impose donc pour pouvoir résoudre le problème [7]. A titre indicatif, en calculant la matrice des sensibilités $X_\beta(\beta)$ (dim. 750×441) à partir de la solution gaussienne précédente, on a ici : $\text{cond}(X_\beta^T W X_\beta) = 6,0 \cdot 10^9$.

Sachant que le modèle requiert environ 10 s pour simuler 30 s de données (avec un maillage $21 \times 21 \times 5$ sur un processeur à 2,5 GHz), il n'est pas envisageable d'utiliser ici seulement une régularisation de type Tikhonov puisque cela ne réduit pas le nombre de paramètres à estimer. L'approche adoptée est de construire une nouvelle base des paramètres plus adaptée au problème, à partir de la décomposition en valeurs singulières de la matrice des sensibilités X_β . La décomposition en valeurs singulières de cette matrice donne :

$$X_\beta = U \Omega V^T = U \underbrace{\begin{bmatrix} \omega_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \omega_{N_\beta} \end{bmatrix}}_{\Omega} \underbrace{\begin{bmatrix} v_{1,1} & \dots & v_{1,N_\beta} \\ \vdots & & \vdots \\ v_{N_\beta,1} & \dots & v_{N_\beta,N_\beta} \end{bmatrix}}_{V^T} \quad (12)$$

Avec U une matrice (dim. 750×441) dont les colonnes sont orthonormées, Ω une matrice diagonale (dim. 441×441) dont les coefficients sont les valeurs singulières ω_i de X (triées dans l'ordre décroissant) et V une matrice orthogonale (dim. 441×441): les colonnes sont orthogonales, de normes 1 et on a $V^{-1} = V^T$. La matrice V^T peut être vue comme une matrice de changement de base, permettant de passer de la base canonique de R^{N_β} à la base SVD de l'espace des paramètres. Soit η les nouveaux paramètres inconnus définis par $\eta = V^T \beta$.

Supposons un instant que le modèle $Y(\beta)$ est linéaire par rapport à β , alors on pourrait écrire $Y(\beta) = X_\beta \beta$. Par construction de la SVD, la première ligne de V^T est la combinaison linéaire (et de norme unitaire : $\sum v_{1,i}^2 = 1$) des paramètres β qui maximise les sorties du modèle $\|Y(\beta)\|_2^2 = \|X_\beta \beta\|_2^2 = \beta^T X_\beta^T X_\beta \beta$. La deuxième ligne est la combinaison linéaire, unitaire et orthogonale à la première ligne, des paramètres β qui maximise $\|X_\beta \beta\|_2$. Et ainsi de suite pour les autres lignes de V^T . Or ces vecteurs lignes correspondent « physiquement » à des champs spatiaux bidimensionnels de dimensions $N_x \times N_y$, que l'on appelle ici « modes » (Figure 4). Par définition de η , les paramètres η_i sont les coefficients de chaque mode : $\beta = V \eta$.

De ce qui précède, on en déduit aussi que η_1 est le paramètre le plus influant (au sens de la norme 2), puis vient η_2 , puis η_3 etc. En effet, si on note U_1 la première colonne de U (Eq.12), le vecteur des sensibilités du modèle $Y(\beta)$ par rapport à η_1 vaut :

$$\frac{\partial Y}{\partial \eta_1} = U_1 \omega_1 \implies \left\| \frac{\partial Y}{\partial \eta_1} \right\|_2^2 = \omega_1 U_1^T U_1 \omega_1 = \omega_1^2 \geq \omega_k^2 \quad \forall k \in [1; N_\eta] \quad (13)$$

Le paramètre η_1 est aussi le paramètre qui sera estimé le plus « précisément ». On peut en effet calculer l'écart-type $\text{std}[\eta_i]$ caractérisant la dispersion des estimations dues au bruit de mesure :

$$\text{cov}(\eta) = [X_\eta^T W X_\eta]^{-1} = \sigma_m^2 [X_\eta^T X_\eta]^{-1} = \sigma_m^2 \Omega^{-2} \implies \text{std}[\eta_k] = \frac{\sigma_m}{\omega_k} \quad (14)$$

La base SVD issue de la matrice V permet ainsi de connaître les combinaisons de paramètres β qui seront les mieux estimées. Lorsque le problème inverse est mal-conditionné, cela signifie que certaines combinaisons n'ont qu'un effet marginal (voire nul) sur les sorties du modèle (toujours supposé linéaire), notamment lorsque les différents paramètres se compensent. La SVD permet d'identifier ces

combinaisons problématiques. Cela est particulièrement efficace ici car tous les paramètres β ont la même signification physique, les mêmes unités, etc.

Cependant, le modèle $Y(\beta)$ étant non-linéaire par rapport à β , les remarques précédentes ne sont valables que pour le modèle linéarisé en un point, noté $\tilde{\beta}$, tel que:

$$Y(\beta) = Y(\tilde{\beta}) + X_{\beta} (\beta - \tilde{\beta}) \quad \text{avec} \quad X = X(\tilde{\beta}) \quad (15)$$

La matrice X_{β} (et donc la base SVD) dépend de la valeur de $\tilde{\beta}$, que l'on ne connaît pas. On peut cependant calculer une estimation $\tilde{\beta}$ des paramètres $\beta_{i,j}$ à partir de la solution gaussienne obtenue précédemment. A partir de cette matrice X_{β} , on peut calculer sa SVD puis déterminer la nouvelle base des paramètres et enfin introduire le nouveau vecteur des paramètres inconnus η . C'est dans cette base qu'est réalisée la résolution du problème inverse :

$$Y(\eta) = Y(\beta = V \eta) \quad (16)$$

Naturellement, le modèle utilisé pour l'inversion n'est pas le modèle linéarisé mais le modèle non-linéaire. La seule hypothèse que l'on fait est que la base optimale obtenue pour $\beta = \tilde{\beta}$ le restera en première approximation pour $\beta = \hat{\beta}$, avec $\hat{\beta}$ la solution du problème inverse.

5.3 Troncature SVD : 5 et 15 modes

Du fait des propriétés de la base SVD mentionnées précédemment, certains paramètres η_i sont associés à des petites valeurs singulières et on va négliger leur influence. Au lieu d'estimer $N_{\beta} = N_x \times N_y = 441$ paramètres, on ne conserve tout d'abord que les 5 premiers ce qui revient à supposer que les 436 paramètres η_k restants sont nuls. En d'autres termes, on suppose que $\phi(x, y)$ est une combinaison linéaire des 5 premiers modes (Figure 4.a-e), notés ici $F_k(x, y)$. On a (Eq.4) :

$$\phi(x, y) = \sum_{k=1}^5 \eta_k F_k(x, y) \quad (17)$$

La base SVD n'est optimale que pour une métrologie particulière. Cela apparaît nettement sur la figure 4, et en particulier sur les 5 premiers modes, où les extremums locaux semblent correspondre aux positions des thermocouples. Si on change leurs positions, on change la base.

La figure 5.a présente la solution $\phi(x, y)$ obtenue avec cette troncature. La forme de la solution est assez différente d'une fonction gaussienne, notamment au niveau du maximum. Les 5 premiers modes ne permettent peut être pas d'obtenir une fonction plus régulière à ce niveau. On constate également que la fonction devient négative par endroit, ce qui est peu vraisemblable. La figure 5.b présente les mesures et les sorties du modèle correspondantes à cette solution. Les résultats sont globalement satisfaisants mais des écarts significatifs existent au niveau des thermocouples TC1 et TC5. Enfin, comparé à la gaussienne (Figure 3), le modèle ne parvient pas à reproduire aussi bien les mesures alors que le nombre de paramètres (degrés de liberté) est plus important (5 au lieu de 2). L'erreur quadratique moyenne (RMS) vaut ici 16,2 °C et vaut 8,9 °C avec la gaussienne.

A partir de la solution $\hat{\eta} = [17; 0,48; 0,074; 2,4; 22]^T [MW m^{-2}]$ obtenue, on peut vérifier que la base SVD est toujours sensiblement la même. On peut également calculer le nombre de conditionnement du problème, qui vaut ici $\text{cond}(X_{\eta}^T W X_{\eta}) = 16$. Quant à la dispersion des paramètres du au bruit de mesure, elle va de 0,01 % à 4 % (écart-type relatif (Eq.11)).

En utilisant maintenant les 15 premiers modes (figure 6), on améliore significativement la qualité de la solution au sens de la valeur RMS. Elle vaut dans ce cas 5,4 °C. Le modèle parvient à reproduire correctement les mesures au niveau de chaque thermocouple. On constate toujours quelques biais résiduels mais plus d'écarts significatifs. Quant au conditionnement du problème inverse calculé à l'issue de l'inversion, il vaut $\text{cond}(X_{\eta}^T W X_{\eta}) = 2500$. Les écarts-types relatifs des paramètres vont ici de 0,01 % à 8 %.

6 Conclusion

Que ce soit avec l'hypothèse de gaussienne ou avec une troncature à 5 ou 15 modes, on remarque un biais au niveau de certains thermocouples entre les sorties du modèle et les mesures. C'est par exemple le cas pour le thermocouple TC2 où on ne parvient pas à reproduire exactement la phase d'échauffement et de relaxation ($t > 5$ s). Un biais non négligeable existe aussi au niveau du thermocouple TC3 lors de la phase de relaxation. On peut évoquer plusieurs causes à cela :

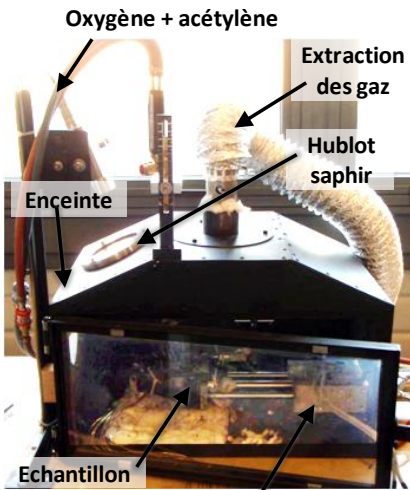
- Les positions des thermocouples ne sont pas parfaitement connues. Il pourrait ainsi être intéressant de considérer ces positions inconnues pour les estimer en utilisant par exemple une approche Bayésienne.
- L'échantillon est supposé être un corps noir. En supposant seulement le corps gris, on pourrait étudier la sensibilité des estimations à l'émissivité. Elle pourrait aussi être estimée.
- L'origine temporelle n'est pas parfaitement connue, aussi, il faudrait laisser l'algorithme l'ajuster en ajoutant un paramètre t_0 de synchronisation.
- Le fait de négliger le temps nécessaire à la mise en place de l'échantillon peut générer un biais de modèle, en particulier au niveau de TC2, le premier thermocouple « exposé » à la torche.
- L'hypothèse de flux constant dans le temps biaise probablement les résultats. En relâchant cette hypothèse, on diminuerait sans aucun doute l'écart modèle expérience. Toutefois, la résolution du problème serait plus difficile et il n'est pas évident que la solution soit plus proche de la solution exacte que celle obtenue ici.

Les résultats obtenus sur l'échantillon test en acier sont destinés à être utilisés avec des matériaux composites « isolants ». Cela pose la question de la représentativité des résultats obtenus ici et notamment sur la dépendance des résultats au matériau utilisé. L'effusivité des matériaux composites utilisés ici est environ 10 fois plus faible que celle de l'échantillon d'acier, aussi sa température de surface va croître plus rapidement, mais les échanges radiatifs tendent à limiter fortement cette température. Pour conforter l'hypothèse de transferts thermiques relativement indépendants de la température de surface, il pourrait être intéressant de refaire l'estimation avec un échantillon ayant des propriétés thermophysiques très différentes, comme par exemple un autre type d'acier.

Pour modéliser l'ablation d'un échantillon à la torche oxyacétylène, la connaissance du flux de chaleur flamme-échantillon est essentielle mais n'est pas suffisante. Le modèle utilisé ici n'est plus adapté dès que des phénomènes de dégradation apparaissent. A titre indicatif, la température maximale de surface estimée dans le cas de cette étude est de 1200 °C, ce qui est inférieur à la température de fusion de l'échantillon. Avec des expositions plus longues (> 5 s), les changements d'état contribuent à limiter l'échauffement du matériau en absorbant une partie de l'énergie mais aussi à modifier la nature du matériau et donc les équations régissant les transferts thermiques.

Références

- [1] Beudet, Cormier, Dragon, Rollin, Benoit, Ablation properties of C fibers and SiC fibers reinforced glass ceramic matrix composites upon oxyacetylene torch exposure, *Materials Sciences and Applications*, 2011, Vol 2, p1399-1406
- [2] Mota, Mikhailov, Orlande, Cotta, Identification of heat flux imposed by an oxyacetylene torch, 10th AIAA/ISSMO Multidisciplinary analysis and optimization conference, 2004, Albany, New York
- [3] Russel, MacKinnon, Estimation and inference in econometrics, Oxford University Press, 1993, ISBN 978-0195060119
- [4] Kaipio, Somersalo, Statistical and computational inverse problems, Springer, 2005, ISBN 978-0387220734
- [5] Ruffio, Estimation de paramètres et de conditions limites thermiques en conduction instationnaire pour des matériaux anisotropes. Apport des algorithmes stochastiques à la conception optimale d'expérience, Thèse, Décembre 2011, ENSMA, Poitiers
- [6] Cabeza, Garcia, Rodriguez, A sequential algorithm of inverse heat conduction problems using singular value decomposition, *Int. J. of Thermal Sciences*, 2005, Vol 44, p235-244
- [7] Beck, Blackwell, R. St. Clair, Inverse heat conduction – Ill posed problems, Wiley-Interscience Publication, New York, 1985, ISBN 0-471-08319-4



Système de déplacement
Figure 1 : Le dispositif expérimental

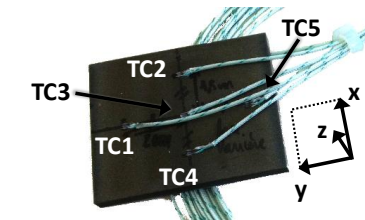
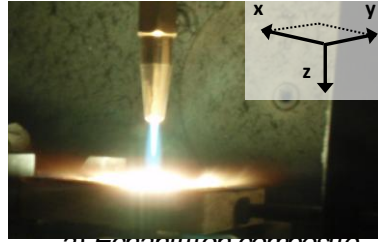


Figure 2 : Torche oxyacétylène et échantillons

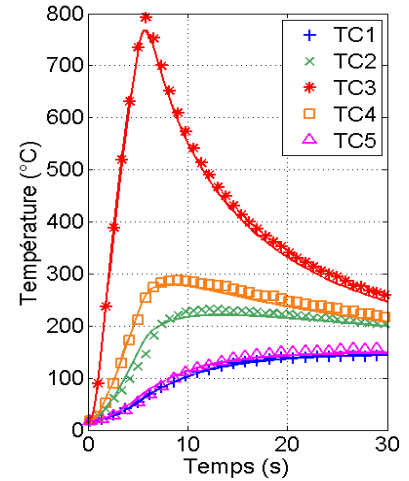
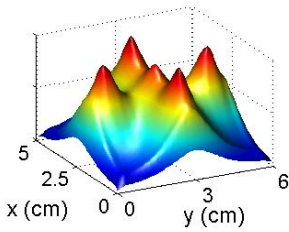
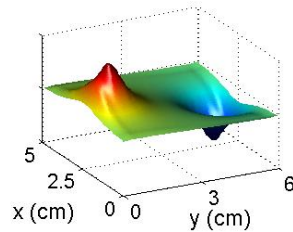


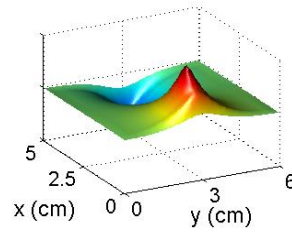
Figure 3 : Mesures et sorties du modèle avec $\phi(x, y)$ supposée gaussienne (RMS=8,9 °C)



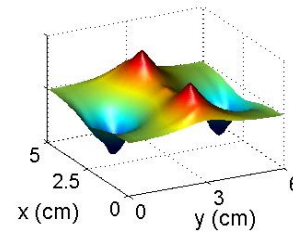
a) Mode 1
 $\omega_1 = 2,9 \cdot 10^{-4}$



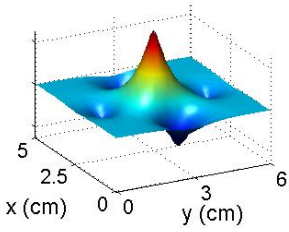
b) Mode 2
 $\omega_2 = 2,3 \cdot 10^{-4}$



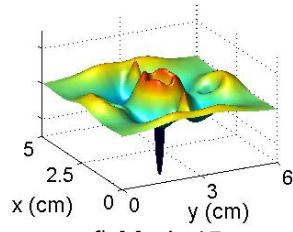
c) Mode 3
 $\omega_3 = 2,1 \cdot 10^{-4}$



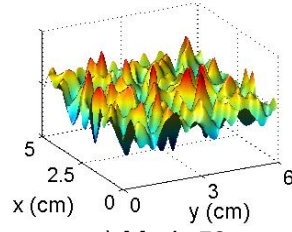
d) Mode 4
 $\omega_4 = 2,0 \cdot 10^{-4}$



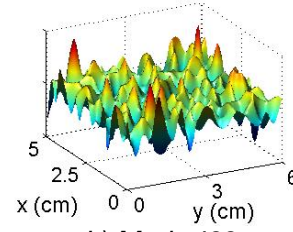
e) Mode 5
 $\omega_5 = 1,2 \cdot 10^{-4}$



f) Mode 15
 $\omega_{15} = 9,6 \cdot 10^{-6}$

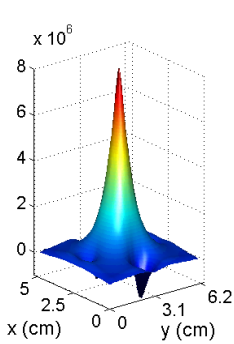


g) Mode 50
 $\omega_{50} = 60 \cdot 10^{-9}$

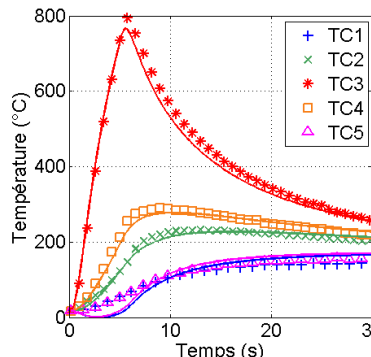


h) Mode 400
 $\omega_{400} = 6,4 \cdot 10^{-9}$

Figure 4 : Mode SVD correspondant aux lignes de V^T et valeurs singulières associées (en $K \cdot m^2 \cdot W^{-1}$)

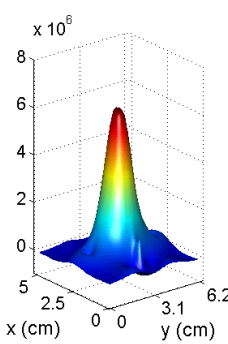


a) Densité de flux $\phi(x, y)$ [$W m^{-2}$]

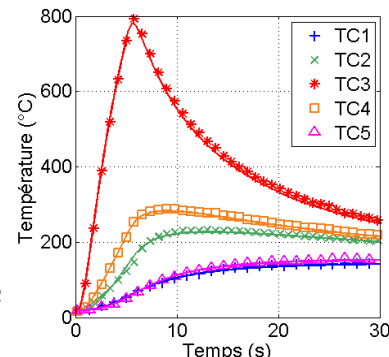


b) Mesures et sorties du modèle

Figure 5 : Résultats avec les 5 premiers modes (RMS=16,2 °C).



a) Densité de flux $\phi(x, y)$ [$W m^{-2}$]



b) Mesures et sorties du modèle

Figure 6 : Résultats avec les 15 premiers modes (RMS=5,4 °C).

Etude du comportement thermique d'un matériau bicouche soumis à haut flux solaire concentré - Définition de tests de vieillissement accéléré.

Antoine BOUBAULT^{1*}, Bernard CLAUDET², Olivier FAUGEROUX², Gabriel OLALDE¹, Jean-Jacques SERRA³

¹Laboratoire Procédés, Matériaux, et Energie Solaire (PROMES-CNRS), 7 Rue du Four Solaire, Odeillo, 66120 Font-Romeu

²Laboratoire Procédés, Matériaux, et Energie Solaire (PROMES-CNRS), Université de Perpignan-Via Domitia, 52 Av. Paul Alduy, 66860 Perpignan

³DGA, Odeillo, 66125, Font Romeu

* (auteur correspondant : antoine.boubault@promes.cnrs.fr)

Résumé – Les matériaux utilisés dans les applications solaires à concentration subissent des chocs thermiques répétés entraînant leur vieillissement, c'est-à-dire la décroissance de leurs performances thermomécaniques. Un modèle 2-D axisymétrique d'un matériau bicouche nous a permis, d'une part, de définir des indicateurs représentatifs des facteurs thermiques de vieillissement auxquels le matériau est soumis, et d'autre part, de déterminer les conditions d'irradiation et les propriétés du matériau les plus influentes sur ces indicateurs. Grâce à cette approche et à une étude en régime périodique, des méthodologies de vieillissement sont présentées et analysées.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|----------------------------------------------------------------|-----------------------------|-----------------------------------|
| h | coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$ | α | absorptivité totale hémisphérique |
| R_{tc} | résistance thermique de contact peinture/métal, $m^2.K.W^{-1}$ | ε | émissivité totale hémisphérique |
| e | épaisseur de la lame d'air, m | σ | constante de Stefan-Boltzmann |
| T | température, K | β | paramètre |
| p | pression, Pa | <i>Indices et exposants</i> | |
| X | coefficient de sensibilité, $[1].[\beta]^{-1}$ | <i>back</i> | arrière |
| Z | coefficient de sensibilité normalisé | <i>side</i> | latéral |
| I | indicateur thermique | <i>incident</i> | incident |
| t | temps, s | <i>absorbé</i> | absorbé |
| <i>Symboles grecs</i> | | <i>air</i> | air |
| ϕ | densité du flux incident, $kW.m^{-2}$ | <i>interface</i> | interface |

1. Introduction

La durabilité des matériaux utilisés dans le CSP (Concentrated Solar Power) est un enjeu crucial pour assurer l'efficacité et la pérennité des nouvelles centrales solaires à concentration. Les matériaux composant les récepteurs solaires, chargés de transformer le rayonnement solaire concentré en chaleur, subissent des agressions thermiques intenses et cycliques. Bien qu'ils soient très résistants (alliages, céramiques), les conditions extrêmes dans lesquelles ils fonctionnent sont responsables de la dégradation prématurée de leurs performances thermiques et mécaniques. En particulier, leur capacité à absorber de façon optimale l'énergie solaire pour la transmettre au fluide de travail s'en retrouve affectée. Le « vieillissement » est la traduction directe de l'évolution de certaines propriétés du matériau, au cours du temps [1]. Il devient alors nécessaire de déterminer quelles sont ces propriétés, et de quantifier leur impact sur les performances thermiques des récepteurs solaires.

En amont d'un dispositif expérimental, un modèle numérique est présenté, dans une première partie, pour évaluer l'influence des conditions aux limites et des propriétés du matériau, sur différents indicateurs qualifiant son état thermique. Trois configurations de conditions aux limites permettent d'augmenter l'un ou l'autre de ces indicateurs, dans le but de simuler des conditions de fonctionnement plus sévères.

La mise en évidence des paramètres influents nous permet de sélectionner une configuration de conditions aux limites appropriée pour l'étude du vieillissement. Il s'agit de placer le matériau dans un environnement thermique plus sévère afin d'accroître les sollicitations et d'accélérer les mécanismes de vieillissement.

Grâce à des simulations en régime transitoire, la dynamique thermique du matériau en cyclage est appréhendée. Plusieurs conditions expérimentales de tests de vieillissement accéléré sont définies.

2. Cas d'étude

2.1. Matériau sélectionné et modèle numérique

Pour cette étude, un matériau couramment utilisé dans les récepteurs solaires des centrales à tour [2] a été sélectionné. Il constitue généralement des tubes métalliques recouverts de peinture noire, destinés à recevoir le rayonnement solaire pour le transmettre sous forme de chaleur au fluide de travail qui circule à l'intérieur. Le matériau étudié est donc un bicouche composé d'une couche d'Inconel 625 recouvert de peinture Pyromark 2500. Le métal et la peinture utilisée résistent aux fortes températures (respectivement jusqu'à 1500 K et 1300 K) et à l'oxydation. Certaines des propriétés de ces matériaux sont fournies par le fabricant ou la littérature [3], [4], [5].

Nous avons analysé leurs épaisseurs sur un échantillon de tube, au microscope électronique à balayage (MEB). Nous en avons déduit la géométrie de l'échantillon à modéliser, à savoir un disque métallique de 1 mm d'épaisseur, de diamètre 2,5 cm, recouvert de 15 µm de peinture.

Pour raccourcir les temps de calculs et simplifier la représentation des résultats, nous avons choisi d'utiliser une géométrie 2-D axisymétrique (Figure 1).

L'axe z est pris comme axe de symétrie, l'axe longitudinal est r .

La couche de peinture étant très fine par rapport à la couche de métal (rapport d'épaisseur : 0,015), nous avons raffiné le maillage dans cette zone.

2.2. Trois configurations de conditions aux limites

Trois configurations de conditions aux limites ont été analysées dans leur potentiel à accroître les facteurs de contraintes au sein du matériau. En particulier, nous nous sommes basés sur l'augmentation de la température et des gradients thermiques pour accélérer le vieillissement du matériau. La Figure 2 et le Tableau 1 récapitulent les conditions aux limites, dans chaque configuration.

On prend en compte un contact imparfait à l'interface peinture/métal. Ceci est modélisé par une lame d'air d'épaisseur e_{air} qui équivaut à une résistance thermique de contact R_{tc} par la formule :

$$R_{tc} = \frac{e_{air}}{\lambda_{air}(T, p)}$$

avec $\lambda_{air}(T, p)$, la conductivité thermique de l'air à la température T et la pression p .

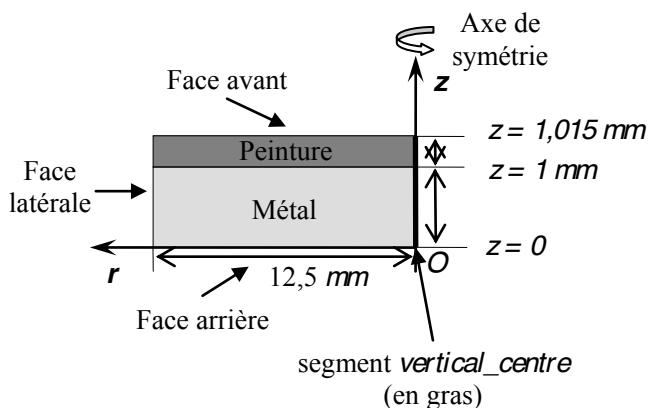


Figure 1. Schéma de l'échantillon étudié (échelle non respectée)

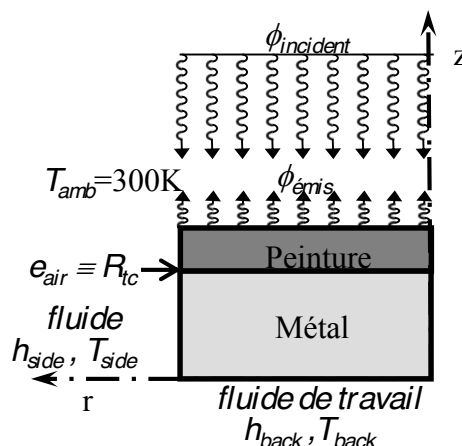


Figure 2. Schéma des conditions aux limites communes à toutes les configurations

La configuration de référence est la configuration qui se rapproche le plus du cas réel du récepteur à tubes étudié [2]. Elle est en fait un cas particulier de la configuration n°2.

| Configuration | Face avant | Face arrière | Face latérale | Interface |
|---------------|----------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|--------------------------|---------------------------|
| Référence | $\phi_{incident} = 150 \text{ kW/m}^2$ $h_{front} = 10 \text{ W/m}^2\text{K}$ | $h_{back} = 420 \text{ W/m}^2\text{K}$ $T_{back} = 1073 \text{ K}$ | isolée | $e_{air} = 1 \mu\text{m}$ |
| n°1 | $\phi_{incident}$ h_{front} | isolée | isolée | e_{air} |
| n°2 | $\phi_{incident}$ h_{front} | h_{back} T_{back} | isolée | e_{air} |
| n°3 | $\phi_{incident}$ h_{front} | isolée | h_{side} T_{side} | e_{air} |

Tableau 1 : Conditions aux limites appliquées selon la configuration et la frontière considérée

La densité de flux absorbée par la face avant s'exprime comme suit :

$$\phi_{absorbé} = \alpha(\phi_{incident} + \sigma T_{amb}^4) - \varepsilon \sigma T^4 - h_{front}(T - T_{amb}) \quad (1)$$

T est ici la température de la face avant. L'émissivité ε et l'absorptivité α sont considérées constantes et égales à 0,9 [5].

Le rayonnement des autres faces n'est pas pris en compte.

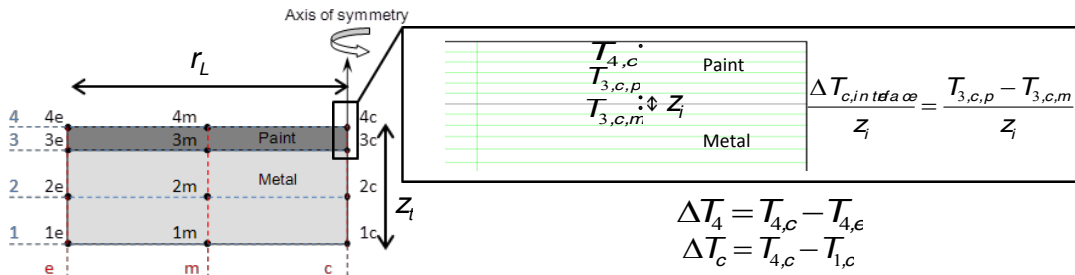
3. Approche thermique

Dans chaque configuration, nous avons choisi quatre indicateurs qui décrivent l'état thermique de l'échantillon, en relation avec les facteurs de vieillissement (Figure 3) [6] :

- la température au centre de la face avant $T_{a,c}$: Point le plus chaud, à l'équilibre thermique, notamment dans le cas de profil de flux gaussien. De manière générale, une forte température favorise plusieurs phénomènes mécaniques et chimiques (contraintes, oxydation, etc.), responsables de l'évolution des propriétés du matériau.
- le gradient thermique axial entre la face avant et la face arrière de l'échantillon $\Delta T/z$: caractérise le flux de chaleur conductif traversant l'échantillon vers le fluide

de travail et les contraintes générées par ce gradient.

- le gradient thermique axial à l'interface peinture/métal au centre de l'échantillon $\Delta T_{c,interface}/z_i$: caractérise la contrainte engendrée par la différence de température à l'interface peinture/métal.
- le gradient thermique radial entre le centre et l'extrémité de la face avant $\Delta T_4/r_L$: caractérise la contrainte à la surface de la peinture, engendrée par la différence de température entre le centre et l'extrémité de l'échantillon



Ces quatre indicateurs thermiques sont dépendants des paramètres du modèle et des conditions aux limites.

4. Etude de sensibilité des indicateurs thermiques aux conditions aux limites et aux propriétés du matériau

Pour les trois configurations, nous avons calculé les valeurs des indicateurs sélectionnés pour plusieurs valeurs des coefficients de convection, de la densité de flux incident et de l'épaisseur de la lame d'air.

Chaque condition aux limites est analysée une par une, pendant que les autres sont maintenues à leur valeur de référence (exceptée T_{back} pour laquelle on change la valeur de référence à 300 K).

Grâce à ces résultats, une étude de sensibilité permet de quantifier la capacité de chacune des conditions aux limites à augmenter les facteurs de vieillissement (via les indicateurs thermiques).

Le coefficient de sensibilité d'une grandeur I à un paramètre β s'exprime comme suit :

$$X_{\beta}(I) = \left| \frac{\partial I}{\partial \beta} \right| \quad (2)$$

Dans le cas de valeurs discrètes, il est possible d'intégrer cette expression sur une plage de valeurs de I et de β sous la forme d'un rapport de 2 variations.

Afin de comparer les valeurs de ce coefficient de sensibilité pour les différentes conditions aux limites et indicateurs, il est nécessaire de le normaliser. On le multiplie par une valeur de référence de β : la moyenne sur la plage étudiée ; et on le divise par une valeur de référence de I : sa valeur maximale parmi les configurations étudiées :

$$Z_{\beta}(I) = \left| \frac{\bar{\beta}}{I_{max}} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta \beta} \right| = \left| \frac{\Delta I}{\frac{\Delta \beta}{\bar{\beta}}} \right| \quad (3)$$

Ainsi, on a une mesure de la capacité d'un paramètre β à influencer sur un indicateur I , de manière non négligeable par rapport à la valeur maximale obtenue I_{max} .

Le Tableau 2 rassemble les valeurs du coefficient de sensibilité de chaque indicateur en fonction de la condition aux limites et de la configuration étudiés. Les 15 plus grandes valeurs sont surlignées en gris.

| β | $Z[I(\beta)]$ | $Z[T_{4,c}]$ (K) | $Z[\Delta T_c/z_c]$ (K/mm) | $Z[\Delta T_{c,interface}/z_c]$ (K/mm) | $Z[\Delta T_c/r_L]$ (K/mm) |
|----------------------------|---------------|---------------------|-------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------|
| Configuration 1 | | | | | |
| $\phi_{incident}$ uniforme | | 0,21 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| $\phi_{incident}$ gaussien | | 0,33 | 0,37 | 0,41 | 0,36 |
| h_{front} | | 0,16 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| Configuration 2 | | | | | |
| $\phi_{incident}$ uniforme | | 0,20 | 0,08 | 0,06 | 0,00 |
| $\phi_{incident}$ gaussien | | 0,36 | 0,50 | 0,54 | 0,49 |
| h_{front} | | 0,04 | 0,02 | 0,01 | 0,00 |
| h_{back} | | 0,15 | 0,04 | 0,02 | 0,00 |
| T_{back} | | 0,21 | 0,05 | 0,02 | 0,00 |
| Configuration 3 | | | | | |
| $\phi_{incident}$ uniforme | | 0,24 | 0,00 | 0,01 | 0,02 |
| $\phi_{incident}$ gaussien | | 0,36 | 0,37 | 0,42 | 0,38 |
| h_{front} | | 0,14 | 0,01 | 0,01 | 0,03 |
| h_{side} | | 0,03 | 0,01 | 0,01 | 0,05 |
| T_{side} | | 0,04 | 0,01 | 0,01 | 0,06 |

Tableau 2. Coefficient de sensibilité normalisé $Z[I(\beta)]$ des indicateurs par rapport à la condition aux limites β

Les valeurs les plus élevées du coefficient de sensibilité sont observées pour la densité de flux incident, particulièrement lorsque le profil de la densité de flux est de type gaussien. Ce dernier cas est d'ailleurs le seul moyen d'obtenir des gradients radiaux conséquents.

Les coefficients de convection et la température d'échange sont également des conditions aux limites à prendre en compte pour augmenter la valeur des indicateurs thermiques.

La configuration 2 a, pour chaque indicateur, des valeurs globalement supérieures aux autres configurations. Elle a le plus fort potentiel pour favoriser les facteurs de vieillissement.

Le Tableau 3 présente une analyse similaire en considérant cette fois certaines propriétés thermophysiques du matériau. Les 15 plus grandes valeurs sont surlignées en gris.

Dans chaque configuration la température est affectée principalement par l'absorptivité et l'émissivité de la face avant (peinture). Dans la configuration 1, où les faces arrière et latérale sont isolées, les paramètres e_{air} , $\lambda_{peinture}$, et $\lambda_{m\acute{e}tal}$ n'ont pas d'influence.

L'épaisseur de la lame d'air à l'interface peinture/métal e_{air} , générant une résistance thermique de contact, a un fort impact sur les gradients thermiques axiaux au sein du matériau. Aucun des paramètres n'a une influence substantielle sur le gradient radial, exceptée la conductivité thermique du métal.

| β | $Z[I(\beta)]$ | $Z[T_{4,c}]$ (K) | $Z[\Delta T_c/z_c]$ (K/mm) | $Z[\Delta T_{c,interface}/z_c]$ (K/mm) | $Z[\Delta T_c/r_L]$ (K/mm) |
|---------------------------|---------------|---------------------|-------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------|
| Configuration 1 | | | | | |
| α | | 0,14 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| ε | | 0,15 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| Configuration 2 | | | | | |
| e_{air} | | 0,01 | 0,14 | 0,21 | 0,00 |
| α | | 0,11 | 0,05 | 0,03 | 0,00 |
| ε | | 0,01 | 0,00 | 0,00 | 0,00 |
| $\lambda_{peinture}$ | | 0,00 | 0,05 | 0,01 | 0,00 |
| $\lambda_{m\acute{e}tal}$ | | 0,01 | 0,07 | 0,00 | 0,00 |
| Configuration 3 | | | | | |
| e_{air} | | 0,00 | 0,05 | 0,07 | 0,00 |
| α | | 0,17 | 0,00 | 0,01 | 0,02 |
| ε | | 0,11 | 0,01 | 0,01 | 0,02 |
| $\lambda_{peinture}$ | | 0,00 | 0,02 | 0,00 | 0,00 |
| $\lambda_{m\acute{e}tal}$ | | 0,03 | 0,00 | 0,01 | 0,11 |

Tableau 3. Coefficient de sensibilité normalisé $Z[I(\beta)]$ des indicateurs par rapport à la propriété β

Ces deux analyses de sensibilité nous montrent, dans un premier temps, que la configuration n°2 est la plus adaptée pour contrôler au mieux les indicateurs thermiques que nous avons définis. Le flux incident et les caractéristiques de l'échange par convection en face arrière sont les conditions aux limites les plus influentes.

Au cours du vieillissement du matériau, il est important de suivre l'évolution de l'absorptivité, de l'émissivité et des propriétés thermophysiques (conductivités, résistance de contact), qui ont un impact direct sur le comportement thermique du matériau et sur son efficacité à absorber et transmettre la chaleur.

5. Détermination des conditions expérimentales de vieillissement du matériau

Après une étude en régime permanent permettant de détecter les paramètres expérimentaux importants, il est nécessaire d'effectuer une étude en régime variable pour définir le type de cycles thermiques (radiatifs) que nous allons appliquer au matériau en vue d'accélérer son vieillissement par phénomène de fatigue.

Nous nous sommes placés dans la configuration 2 qui, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, nous a paru la plus adaptée pour des tests de vieillissement.

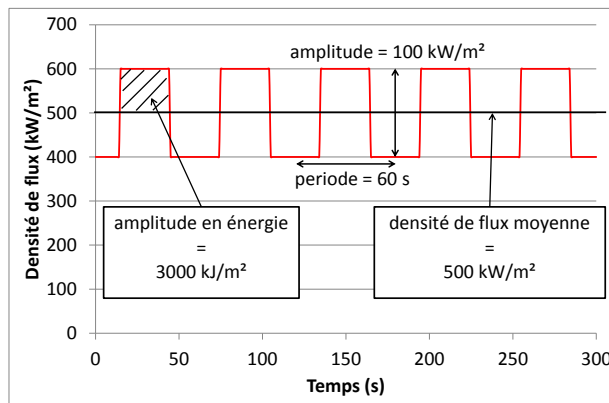


Figure 4. Densité de flux solaire appliquée à l'échantillon

Nous avons choisi d'irradier le matériau de manière uniforme, avec des cycles de type créneaux. En effet à amplitude et période fixées pour la densité de flux, le signal créneau a l'amplitude en énergie la plus élevée : c'est à dire que pour 1 cycle donné, la quantité d'énergie arrivant sur l'échantillon est maximale sur une demi-période et minimale sur la deuxième demi-période (voir Figure 4).

Un cycle de moyenne 150 kW/m², d'amplitude 100 kW/m² et de période 30 s est pris en référence (surligné dans le Tableau 4). Par la même approche qu'en régime permanent, nous collectons les valeurs des indicateurs thermiques en faisant varier un à un les différents paramètres qui caractérisent les cycles effectués : la moyenne, l'amplitude, et la période. Etant dans la configuration 2 (isolation périphérique), on ne s'attache pas à l'étude des gradients thermiques radiaux. On ajoute par contre un paramètre typique du mode variable : le gradient de température temporel au centre de la face avant qui caractérise un choc thermique. On le note : $\frac{\Delta T_{4,c}}{\Delta t}$.

En régime établi, on a une valeur minimale et une valeur maximale pour chaque indicateur. On calcule la moyenne et l'écart entre ces deux valeurs (Tableau 4). Des valeurs grandes indiquent que les mécanismes de vieillissement sont susceptibles d'être favorisés.

On surligne en gris les paramètres pris en référence au cours de l'étude.

| $\Phi_{incident,moy}$ (kW/m ²) | T _{moy} (K) | ±ΔT (%) | (ΔT/Δz) _{moy} (K/mm) | ±Δ{ΔT/Δz} (%) | (ΔT/Δz) _{interf,moy} (K/mm) | ±Δ{(ΔT/Δz) _{interf} } (%) | (ΔTsurf/Δt) _{moy} (K/s) | ±Δ{ΔTsurf/Δt} (K/s) |
|-----------------------------------------------|-------------------------|------------|----------------------------------|------------------|-----------------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------|------------------------|
| 150 | 608 | 22,0% | 13,4 | 54,5% | 1038,7 | 76,0% | 2,5 | 44,5 |
| 300 | 876 | 13,1% | 22,35 | 30,2% | 1945,2 | 43,2% | 1,5 | 39,5 |
| 500 | 1158 | 8,1% | 29,75 | 23,4% | 2905 | 31,2% | 1 | 36 |
| 1000 | 1617 | 3,9% | 40,35 | 17,2% | 4474 | 21,9% | 0,5 | 30,5 |
| Amplitude (kW/m ²) | | | | | | | | |
| 10 | 612 | 2,1% | 13,75 | 4,7% | 1045 | 7,6% | 0 | 4 |
| 50 | 611 | 11,0% | 13,65 | 26,0% | 1043,5 | 37,8% | 0,5 | 22,5 |
| 100 | 608 | 22,0% | 13,4 | 54,5% | 1038,7 | 76,0% | 2,5 | 44,5 |
| 150 | 602 | 33,3% | 12,95 | 87,6% | 1030,9 | 114,9% | 5,5 | 67,5 |
| Période (s) | | | | | | | | |
| 1 | 612 | 1,9% | 13,7 | 49,6% | 1045,2 | 71,4% | | |
| 10 | 611 | 9,2% | 13,65 | 50,9% | 1044,8 | 72,4% | 0,5 | 36,5 |
| 30 | 608 | 22,0% | 13,4 | 54,5% | 1038,7 | 76,0% | 2,5 | 44,5 |
| 60 | 603 | 30,0% | 13,4 | 54,5% | 1031,1 | 78,5% | 4 | 50 |

Tableau 4. Configuration 2 : Valeurs maximales et minimales des indicateurs thermiques selon les caractéristiques du cycle, en régime établi.

L'augmentation de la densité de flux moyenne augmente sans surprise la moyenne des températures et des gradients axiaux. Elle réduit par contre les écarts et les chocs thermiques (gradient temporel).

L'amplitude de la densité de flux a un fort impact sur les écarts entre les valeurs extrêmes de chacun des indicateurs. Lorsque celle-ci atteint 150 kW/m² (cycle de 0 à 300 kW/m²), on observe même que la variation du gradient thermique axial peut devenir supérieure à la valeur moyenne, c'est-à-dire que le gradient axial devient négatif : durant cette période, la face avant du matériau est plus froide que la face arrière. Ceci arrive lorsque le flux émis par rayonnement de la face avant est supérieur au flux évacué par convection à la face arrière.

La période des cycles n'a pas beaucoup d'influence sur la valeur moyenne des gradients thermiques axiaux. Son augmentation génère des écarts de température plus importants et un gradient temporel également plus important. Pour ce dernier paramètre, on remarque que la moyenne est soit positive, soit nulle, ce qui montre que, dans ces conditions, le matériau chauffe plus vite, ou aussi vite qu'il refroidit.

Lors de l'étude expérimentale, le nombre de cycles subi par le matériau sera un paramètre très important du vieillissement car les propriétés du matériau évolueront. Ceci n'est pas le cas dans nos simulations numériques qui ne peuvent pas prédire ce phénomène.

Il conviendra donc de cycler le matériau à plusieurs niveaux de flux moyen, à forte amplitude, et de trouver un compromis entre période longue et grand nombre de cycles.

6. Conclusion

Grâce à un modèle numérique, nous avons étudié l'influence de plusieurs conditions aux limites et de certaines propriétés thermophysiques du matériau sur le comportement thermique d'un matériau bicouche (métal/peinture). Une étude en régime permanent nous a montré que la densité de flux incident, mais aussi les conditions de convection sont les paramètres les plus importants pour accroître les facteurs de contraintes dans le matériau. Certaines des propriétés thermophysiques de celui-ci sont également des éléments influents qui nécessitent d'être suivis lors d'un test de vieillissement. Au regard des forts coefficients de sensibilité, la configuration 2 (isolation thermique latérale, convection en face arrière) semble être la mieux adaptée à cet effet. Une étude en instationnaire nous a permis de voir qu'en faisant varier soit la densité de flux moyenne, soit l'amplitude, soit la période, il est possible de maximiser tantôt la valeur moyenne des indicateurs thermiques, tantôt les écarts entre leurs valeurs extrêmes. Afin de vieillir le matériau de manière accélérée, les cycles les plus extrêmes seront testés.

Un dispositif expérimental a été installé au foyer d'un four solaire parabolique de 2 m de diamètre, et est en cours de validation. Il nous permet de reproduire les conditions aux limites définies lors de cette étude et de contrôler les cycles de flux imposés au matériau.

Pour le suivi des propriétés thermoradiatives du matériau (réflectivité solaire bidirectionnelle), avant et après vieillissement, un réflectomètre à fibres optiques a été mis au point. Une méthode photothermique couplée à un algorithme d'identification a également été mise en place pour suivre l'évolution des propriétés de masse (conductivité, résistance de contact) au cœur du matériau.

Références

- [1] Köhl et al., Performance and durability assessment – Optical materials for solar thermal systems, Elsevier, 2004.
- [2] L. Amsbeck, R. Buck, P. Heller, J. Jedamski, R. Uhlig, Development of a tube receiver for a solar-hybrid microturbine system, Solarpaces 2008, March 4-7, Las Vegas, USA.
- [3] <http://www.specialmetals.com/documents/Inconel%20alloy%20625.pdf>.
- [4] Y.S. Touloukian, Thermophysical Properties of Matter - Thermal Radiative Properties - Coatings, John Wiley and Sons Ltd, 1973.
- [5] W. Wade and W. Slemple, Measurements of total emittance on several refractory oxides, cermets, and ceramics, for temperatures from 600°F to 2000°F, 1962.
- [6] C. Mabru, N. Stephan, R. Chieragatti, Influence of coating on the thermal fatigue resistance of a Ni-based superalloy, International Journal of Damage Mechanics, vol. 1 (n° 4). pp. 375-391, 2006.

Caractérisation spatio-temporelle de la résistance thermique d'un dépôt fin : test numérique de faisabilité

J. GASPAR^{1*}, F. RIGOLLET¹, J.-L. GARDAREIN¹, C. LE NILIOT¹, Y. CORRE²

¹ Aix-Marseille univ, IUSTI UMR CNRS 6595

5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille, France

²CEA Cadarache

F-13108 St Paul lez Durance, France

*(auteur correspondant : jonathan.gaspar@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé – On se propose d'estimer l'évolution temporelle du champ de résistance thermique d'un dépôt fin sur un substrat (en estimant la conductivité thermique équivalente), en prenant en compte la variation des propriétés thermique en fonction de la température. Nous utilisons la méthode des gradients conjugués pour l'identification, les trois problèmes associés (direct, adjoint et sensibilités) étant résolus par la méthode des éléments finis avec le logiciel CAST3M.

Nomenclature

| | | | |
|--------|------------------------------------------|-----------------------|-----------------------------------------------|
| x | direction, m | <i>Symboles grecs</i> | |
| y | direction, m | λ | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| t | temps, s | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| tf | temps final, s | ε | émissivité |
| e | épaisseur de dépôt de carbone, m | σ | constante Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$ |
| Cp | capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | ϕ | flux surfacique $W.m^2$ |
| R_c | résistance de contact, $m^2.K.W^{-1}$ | Ω | domaine spatial |
| n_i | normale à la frontière Γ_i | Γ | Frontière du domaine |
| N_p | nombre de pixels | θ | température, K |
| p | vecteur des paramètres | $\delta\theta$ | fonction de sensibilité, K |
| $J(p)$ | critère quadratique, K^2 | ψ | multiplicateur de Lagrange |
| E | vecteur erreur, K | γ | profondeur de descente |
| L | Lagrangien associé au problème inverse | β | coefficient de conjugaison |
| d^n | direction de descente à l'itération n | σ_{bruit} | écart type du bruit de mesure, K |

1. Introduction

Dans les zones de forts flux du tokamak JET (Joint European Torus), le plasma érode les tuiles composites carbonées. Une redéposition de ce carbone érodé se produit alors sur d'autres tuiles, à l'ombre des forts flux, sous la forme d'un dépôt ($\sim 100\mu m$) en surface. Les températures mesurées par thermographie infrarouge à la surface de ces dépôts carbonés (DC), sont bien plus élevées que celles des tuiles sans dépôts. Pour calculer la température de la tuile sous le dépôt ou le flux déposé, il est nécessaire de connaître les propriétés thermiques du dépôt ainsi que la résistance de contact entre le dépôt et la tuile. Étant données les conditions de redéposition variables dans la machine, ces propriétés peuvent dépendre de la position sur la tuile (épaisseur du dépôt et adhérence variables). D'autre part, compte tenu des échauffements de plusieurs centaines de degrés des composants, les propriétés thermiques dépendent également de la température.

Le but de ce travail est l'estimation du champ de résistance thermique équivalente du dépôt de carbone en surface d'une tuile, en prenant en compte l'aspect bidimensionnel du problème et la variation des propriétés thermiques en fonction de la température. Par raison de symétrie dans le tokamak, ce champ de résistance ne dépend que d'une dimension spatiale (x) à la

surface de la tuile, mais il dépend également de la température, et donc du temps. La méthode utilisée dans cette étude est la Méthode des Gradients Conjugués (MGC), afin de minimiser un critère quadratique, défini sur les températures de surface du dépôt de carbone mesurées par thermographie infrarouge. D'autres méthodes ont déjà été appliquées à ce composant. Dans [1], les auteurs estiment une valeur de résistance thermique équivalente constante et uniforme pour tout le dépôt de carbone. On se propose ici de mettre en place une méthode itérative permettant d'estimer les variations spatio-temporelles de la résistance thermique équivalente du dépôt de carbone, sur un cas numérique afin de tester la faisabilité de cette méthode en vue de l'appliquer à des données expérimentales. La méthode itérative estimera le champ de conductivité thermique équivalente du dépôt de carbone, afin d'obtenir le champ de résistance thermique du dépôt comme suit :

$$R_{th}(x, t) = \frac{e}{\lambda_{eq}(x, t)} \text{ avec } \lambda_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{dc}} + \frac{R_c}{e}} \quad (1)$$

Le champ de résistance ainsi obtenu prendra donc en compte aussi bien la résistance conductive du dépôt que la résistance de contact du dépôt sur la tuile. Après avoir exposé dans le paragraphe 2 les problèmes direct et inverse, le paragraphe 3 présentera le scénario simulé numériquement ainsi que les résultats d'identification obtenus par la MGC, en termes de résistance thermique.

2. Description de la méthode

2.1. Expérience virtuelle

La Figure 1 représente la géométrie et les dimensions du problème 2D de transfert de la chaleur considéré dans cette étude. Un flux supposé connu (constant et égal à 2 MW/m²) se dépose sur la surface exposée au plasma (Γ_2) qui est recouverte d'un dépôt de carbone (DC) d'épaisseur égale à 100µm. Le dépôt de carbone est décomposé en dix zones, correspondant aux pixels de la caméra IR mesurant la température de surface du dépôt (Γ_2). Dans le cas général dit « infini » la conductivité thermique équivalente peut varier avec la profondeur y. Dans le cas dit « fini » que nous proposons d'étudier ici, chaque zone aura une conductivité thermique équivalente uniforme (et donc la résistance thermique également), on a donc $\lambda_{eq}(x, t)$. La densité et la capacité thermique du dépôt seront prises égales à celles de la tuile en CFC (Composite Fibre de Carbone), voir Figure 2. Sur l'interface (Γ_4) entre la tuile en CFC et le dépôt de carbone, nous considérerons un contact parfait. La résistance de contact sera comprise dans la résistance thermique estimée, voir Equation (1).

La tuile et le dépôt de carbone sont initialement à la température de 393K, ils échangent un flux net radiatif sur leurs frontières (Γ_1 , Γ_2 et Γ_3) avec l'environnement considéré comme un corps noir maintenu à 393K. L'émissivité du substrat en CFC et du dépôt de carbone sont connues et égales ($\epsilon=0.83$). Les échanges convectifs sont négligés car le tokamak est maintenu sous vide ($P \approx 10^{-5}$ Pa).

Le système d'Equations aux Dérivées Partielles (EDP) qui régit le champ de température dans la tuile peut donc s'écrire comme suit (pour plus de clarté on notera $\theta = \theta(x, y, t)$) :

$$\rho C p_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta_{cfc}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\theta_{cfc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{cfc} \quad (2)$$

$$-\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta_{cfc}}{\partial n_1} = \epsilon_{cfc} \sigma (\theta_{cfc}^4 - \theta_{amb}^4) \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (3)$$

$$\rho C p_{dc}(\theta) \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, t) \vec{\nabla}(\theta_{dc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{dc} \quad (4)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n_2} = \epsilon_{dc} \sigma (\theta_{dc}^4 - \theta_{amb}^4) - \phi \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (5)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n^3} = \varepsilon_{dc} \sigma (\theta_{dc}^4 - \theta_{amb}^4) \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (6)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n^4} = -\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta_{cfc}}{\partial n^4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (7)$$

$$\theta = \theta_0 \quad \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 \quad (8)$$

Pour résoudre ce système d'EDP, on utilise le programme de calcul par éléments finis CAST3M [2], le maillage est composé d'environ 400 éléments pour le dépôt de carbone et 700 éléments pour le substrat, les éléments sont des éléments quadratiques à 8 nœuds. On obtient alors des champs de températures $\theta(x, y, t)$, en particulier la température de surface du dépôt de carbone.

2.2. Problème inverse

On désigne par p l'ensemble des paramètres que l'on cherche à déterminer, dans notre cas (« fini ») cela correspond à la conductivité thermique équivalente $\lambda_{eq}(x, t)$ du dépôt de carbone modélisé, on a donc :

$$p = \lambda_{eq}(x, t) \quad (9)$$

On note $\theta_{mes}^i(x^i, y^i, t)$ les mesures de température relevées par le i ème pixel de la caméra IR à la position (x^i, y^i) au cours du temps sur la frontière Γ_2 .

Soit $\theta(x, y, t; p)$ la solution du problème direct (voir équations (2)-(8)) obtenue pour une fonction p donnée. Le problème inverse consiste donc à trouver p tel que $\theta(x^i, y^i, t; p) = \theta_{mes}^i(x^i, y^i, t)$. Comme le problème inverse est mal posé, nous le résolvons au sens des moindres carrés, pour cela nous définissons le critère quadratique suivant :

$$J(p) = \frac{1}{2} \int_0^{tf} \sum_{i=1}^{Np} (\theta(x^i, y^i, t) - \theta_{mes}^i(x^i, y^i, t))^2 * dt \quad (10)$$

La méthode du gradient conjugué est une méthode itérative qui consiste à approcher le nouvel itéré p^{n+1} à partir de l'itéré précédent p^n , avec n le numéro d'itération, selon :

$$p^{n+1} = p^n - \gamma^{n+1} d^{n+1} \quad (11)$$

La direction de descente d^{n+1} doit être construite de telle manière que les directions de descente successives soient conjuguées entre elles. Pour ce faire, on calcule la direction de descente à chaque itération avec la formule suivante :

$$d^n = \nabla J(p^n) + \beta^n d^{n-1} \quad (12)$$

Pour le calcul du coefficient de conjugaison β^n nous utilisons la formule de Polak-Ribière-Polyak [3,4] qui s'écrit :

$$\beta^n = \frac{\iint [\nabla J(p^n) * (\nabla J(p^n) - \nabla J(p^{n-1}))] d\Omega dt}{\|\nabla J(p^{n-1})\|^2} \quad \text{et } \beta^0 = 0 \quad (13)$$

D'autres versions du coefficient de conjugaison β^n ont été testées telles que Fletcher-Reeve [4], Liu-Storey [5] et Powell-Beales [6]. Dans le cas présent, la version de Polak-Ribière-Polyak est la plus efficace pour notre cas, tant au niveau du taux de convergence que de la stabilité de convergence. La profondeur de descente γ^{n+1} est calculée à chaque itération par :

$$\gamma = \frac{\int_0^{tf} \sum_{i=1}^{Np} (\theta(x^i, y^i, t) - \theta_{mes}^i(x^i, y^i, t)) \delta \theta(x^i, y^i, t) dt}{\int_0^{tf} \sum_{i=1}^{Np} (\delta \theta(x^i, y^i, t))^2 dt} \quad (14)$$

2.3. Problème de sensibilité

Soit $\delta\theta$ la fonction de sensibilité qui décrit l'élévation de température résultant d'une variation $\eta\delta p$ des paramètres, la fonction de sensibilité est définie par :

$$\delta\theta(x, y, t) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\theta(x, y, t; p + \eta\delta p) - \theta(x, y, t; p)}{\eta} \quad (15)$$

En réécrivant le modèle direct (équations (2)-(8)) en $p + \eta\delta p$, puis en appliquant (15), on obtient le système décrivant l'évolution de la fonction de sensibilité [4] (pour plus de clarté on notera $\delta\theta = \delta\theta(x, y, t)$) :

$$\frac{\partial \rho C p_{cfc}(\theta) \delta\theta_{cfc}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\delta\theta_{cfc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{cfc} \quad (16)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta_{cfc}}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta_{cfc}^3] * \delta\theta_{cfc} \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \rho C p_{dc}(x, y, t) \delta\theta_{dc}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, y, t) \vec{\nabla}(\delta\theta_{dc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{dc} \quad (18)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \delta\theta_{dc}}{\partial n_2} - \delta p \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta_{dc}^3] * \delta\theta_{dc} \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (19)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \delta\theta_{dc}}{\partial n_3} - \delta p \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta_{dc}^3] * \delta\theta_{dc} \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (20)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \delta\theta_{dc}}{\partial n_4} - \delta p \frac{\partial \theta_{dc}}{\partial n_4} = -\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta_{cfc}}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (21)$$

$$\delta\theta = 0 \quad \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 \quad (22)$$

2.4. Problème adjoint

Soit $L(\theta, \psi, p)$ le lagrangien associé au problème de minimisation défini par l'équation (10) et contraint par le système d'équations (2)-(8). Le lagrangien s'exprime par :

$$L(\theta, \psi, p) = J(p) + \int_0^{t_f} \int_0^\Omega \left(\rho C p(\theta) \frac{\partial \theta(x, y, t)}{\partial t} - \Delta(\lambda(\theta) * \theta(x, y, t)) \right) \psi(x, y, t) dt d\Omega \quad (23)$$

La minimisation de ce lagrangien [4] permet d'obtenir le système d'EDP suivant (pour plus de clarté on notera $\psi = \psi(x, y, t)$) :

$$\rho C p_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi_{cfc}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\psi_{cfc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{cfc} \quad (24)$$

$$-\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi_{cfc}}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta_{cfc}^3] \psi_{cfc} \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (25)$$

$$\rho C p_{dc}(\theta) \frac{\partial \psi_{dc}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, y, t) \vec{\nabla}(\psi_{dc})) = 0 \quad \text{Dans } \Omega_{dc} \quad (26)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \psi_{dc}}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta_{dc}^3] \psi_{dc} - E \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (27)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \psi_{dc}}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta_{dc}^3] \psi_{dc} \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (28)$$

$$-\lambda_{eq}(x, y, t) \frac{\partial \psi_{dc}}{\partial n_4} = -\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi_{cfc}}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (29)$$

$$\psi = 0 \quad \text{Dans } \Omega \text{ à } t = t_f \quad (30)$$

La fonction erreur $E(x, y, t)$ est nulle sur tout le domaine sauf sur les positions des pixels, où la fonction $E(x, y, t)$ est alors égale à l'expression suivante :

$$E(x, y, t) = (\theta(x^i, y^i, t) - \theta_{mes}^i(x^i, y^i, t)) \quad (31)$$

Une fois ce système d'EDP résolu, on peut calculer le gradient de la fonctionnelle $J(p)$ [4]:

$$\nabla J(p) = - \left(\frac{\delta \theta}{\delta x} \frac{\delta \psi}{\delta x} + \frac{\delta \theta}{\delta y} \frac{\delta \psi}{\delta y} \right) \quad \text{Dans } \Omega_{dc} \quad (32)$$

2.5. Critère d'arrêt

En accord avec le « discrepancy principle » [7], les itérations se poursuivent tant que la fonctionnelle n'est pas inférieure ou égale à la valeur seuil J_{seuil} . Celle-ci s'écrit en fonction de l'écart type du bruit de mesure σ_{bruit} supposé connu :

$$J_{seuil} = \frac{1}{2} \int_0^{tf} \sum_{i=1}^{Np} (\sigma_{bruit})^2 dt \quad (33)$$

3. Résultats

3.1. Présentation

Dans cette section nous verrons l'utilisation de la méthode dans le cas décrit dans la Figure 1. Dans ce cas le dépôt de carbone est décomposé en dix zones qui peuvent évoluer de façon indépendante. De précédents travaux [8] ont pu mettre en évidence la gamme d'évolution de la résistance thermique du dépôt de carbone (de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ à $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ en résistance thermique et 2 W/m.K à $0,8 \text{ W/m.K}$ en conductivité thermique équivalente).

Afin de tester la méthode dans une situation difficile, 5 évolutions temporelles différentes pour la conductivité thermique équivalente sont choisies : la constante, une demi gaussienne, une rampe, un pic et un échelon. Pour chaque évolution nous considérerons le cas où la conductivité thermique équivalente augmente ou diminue d'une borne à l'autre de la gamme citée précédemment. Puis un champ de conductivité thermique équivalente est créé en affectant aléatoirement à chaque pixel une des évolutions créées, ces évolutions sont montrées en traits pleins sur les figures 3 et 4, sous la forme de résistances thermiques correspondantes, selon l'équation (1). Le champ de conductivité thermique ainsi créé est injecté dans le problème direct, permettant d'obtenir les températures de surface exactes du DC, que nous bruitons à l'aide d'un bruit de distribution gaussienne, de moyenne nulle et d'écart type $\sigma_{bruit} = 10K$. Les mesures synthétiques ainsi obtenues sont représentées sur les Figure 5 et 6 en trait pointillé. La durée de simulation étant de 20s avec un pas de temps de 40ms, un total de 5010 paramètres (501 par pixel) est à estimer par la méthode.

La MGC est initialisée avec la valeur de $10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, le critère seuil défini par le « discrepancy principle » est atteint à l'itération 37 en 20h de calcul en monoprocesseur.

3.2. Discussions

Sur les Figures 3 et 4, les résistances thermiques estimées sont représentées par des lignes pointillées avec marqueur. Malgré des variations temporelles et spatiales fortes, le champ de résistance thermique est bien reconstruit. On constate que la dynamique de chaque évolution est bien reconstruite, y compris pour l'échelon dont l'instant de changement de niveau (correspondant à une fréquence infinie) est exactement retrouvé. La méthode permet donc une estimation précise de la résistance thermique de chaque pixel bien que leurs évolutions, puissent être très différentes au cours du temps.

D'autre part malgré une estimation efficace du champ de résistances, on constate une différence entre l'estimation des fortes et des faibles valeurs de résistance thermique. Cette différence est clairement visible sur l'estimation de différentes évolutions. En effet, on constate un biais sur l'estimation des faibles valeurs de résistances thermiques, ainsi qu'une surestimation des fortes valeurs. Ces surestimations sont clairement visibles pour les échelons. On observe que les paramètres estimés au niveau des fortes valeurs de résistance

thermique, oscillent plus que pour les faibles valeurs, qui eux présentent un biais par rapport aux paramètres exacts.

Parallèlement, l'estimation des pixels n°6 et 10 (résistance thermique constante, au cours du temps mais à des niveaux différents) est équivalente. Ceci permet de montrer que les biais observables pour les faibles valeurs de résistance thermique des autres pixels, ne sont pas dus à une valeur particulière de résistance thermique mais bien au contraste de résistance thermique. On peut également montrer que le biais n'est pas dû aux éventuelles singularités temporelles, en effet en observant l'estimation des pixels n°1 et 9 (pic) on constate que le biais est présent au niveau du pic pour le pixel n°9, alors que dans le cas du pixel n°1 le pic est bien estimé. Le biais peut s'expliquer par une plus grande sensibilité du modèle aux fortes valeurs de résistance thermique, (plus particulièrement le gradient de la fonctionnelle) ce qui implique une surestimation des fortes valeurs de résistance thermique et une estimation biaisée pour les faibles valeurs.

Sur les Figures 5 et 6, les températures calculées à partir des paramètres estimés sont représentés en trait plein avec les couleurs correspondant aux pixels des Figures 3 et 4. Le premier point à noter sur ces courbes est que les mesures sont bien retrouvées, ceci est visible sur les deux figures et particulièrement sur les résidus, qui oscillent autour de zéro. Ces résidus sont légèrement signés, indiquant les temps correspondants aux biais sur les paramètres estimés de chaque pixel.

Le second point à noter est que les résidus montrent que toutes les singularités sont bien retrouvées à l'exception des changements de niveaux des échelons. En effet, pour les temps correspondant aux changements de niveaux des échelons, l'écart type des résidus des pixels n°4 et 8 est bien plus important que l'écart type du bruit de mesure. Ceci est lié au caractère régularisant du nombre d'itérations dans la MGC. En l'occurrence, la régularisation des estimées diminue au fil des itérations. Ainsi, les variations lentes (« basses fréquences ») des paramètres sont estimées par les premières itérations puis les variations rapides (« hautes fréquences ») sont estimées aux dernières itérations, jusqu'à la vérification du critère seuil. Le changement de niveau brusque dans un échelon sur les paramètres recherchés étant une très haute fréquence, elle est difficilement estimable car le critère seuil est généralement atteint avant l'estimation de ces fréquences.

Malgré le biais présent sur les résistances thermiques estimées, la MGC permet une estimation précise d'un champ de résistance thermique évoluant de façon disparate, sans information sur l'évolution temporelle de chaque pixel et avec une initialisation éloignée des valeurs recherchées (dans notre cas environ deux ordres de grandeurs). La MGC permet d'estimer 5010 paramètres en seulement 37 itérations, ce qui représente un des avantages de cette méthode.

4. Conclusions et perspectives

Dans cette étude ont été mis en œuvre des calculs 2D instationnaires non linéaires dans la méthode des gradients conjugués, pour l'estimation d'un champ de résistance thermique équivalente d'un dépôt dont les valeurs varient selon x et t . La méthode présentée est robuste vis-à-vis des évolutions temporelles des paramètres. En effet, la méthode reste performante lorsque des évolutions temporelles très disparates sont envisagées sur dix pixels voisins. Le scénario numérique testé est sévère puisqu'il contient sur les dix pixels observés des évolutions temporelles allant de la constante (fréquence nulle) à l'échelon (contenant une très haute fréquence) en passant par des évolutions plus douces contenant des fréquences

intermédiaires. Il est à noter qu'aucune information à priori sur l'évolution temporelle du champ de résistance thermique n'est nécessaire pour l'identification de ce champ. Le résultat est également robuste en termes d'estimation initiale des paramètres. En l'occurrence, la méthode est initialisée avec une erreur de 2 ordres de grandeurs sur les paramètres, n'entravant pas la rapidité de la méthode qui estime un grand nombre de paramètres (5010) en un nombre réduit d'itération (37).

A la vue de ces résultats, différentes perspectives apparaissent. La première est l'application à des données expérimentales de cette méthode sur les géométries réelles des différentes tuiles du divertor du tokamak JET où un dépôt de carbone est présent, ceci donnant des résultats permettant de pouvoir corriger les mesures faites par caméra IR sur ces zones, afin d'améliorer la surveillance en temps réel de ces zones. La seconde concerne une des limites de la méthode, en effet la méthode n'est applicable qu'en ayant la connaissance du flux surfacique impactant le dépôt de carbone, donnée qui n'est pas toujours disponible. Une perspective est d'utiliser les thermocouples présents dans les tuiles (à environ 1cm de la surface) afin d'estimer dans un premier temps le flux surfacique impactant le dépôt de carbone puis d'estimer le champ de résistance thermique du dépôt de carbone.

Références

- [1] F. Rigollet, J-L. Gardarein, Y. Corre, C. Le Niliot Simultaneous identification of thermophysical properties and surface heat flux on plasma facing components inside the JET fusion reactor. *Proceedings of the 14th International Heat Transfer Conference (Washington D-C, 8-13 aout 2010)*
- [2] P. Verpaux, A. Millard, A. Hoffman, L. Ebersolt, CASTEM2000: a modern approach of computerised structural analysis, in: Proc. *Recent Advances in Design Procedures for High Temperature Plant*, Risley, November 1988.
- [3] E. Polak, Computational Methods in Optimization, *Academic press New-York* (1971)
- [4] Y. Jarny, M.N. Ozisik, J.P. Bardon, A general optimization method using adjoint equation for solving multidimensional inverse heat conduction, *Int. J. Heat Mass Transfer* 34 (1991) 2911-2919.
- [5] Y. Liu, C. Storey, Efficient generalized conjugate gradient algorithms part 1: theory, *J. Optim. Theory Appl.* 69 (1991) 129-137.
- [6] M.J.D. Powell, Restart procedures for the conjugate gradient method, *Mathematical programming* 12 (1977) 241-254.
- [7] O.M. Alifanov, E.A. Artyukhin Regularized numerical solution of nonlinear inverse heat-conduction problem *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 29 (1975) 934-938.
- [8] Y. Corre, Ph. Andrew, Th. Eich et al, Surface layer properties and heat flux determination from infrared measurements in the JET divertor, *Proceeding of the 30th Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. (St. Petersburg, 7-11 July 2003)*

Figures

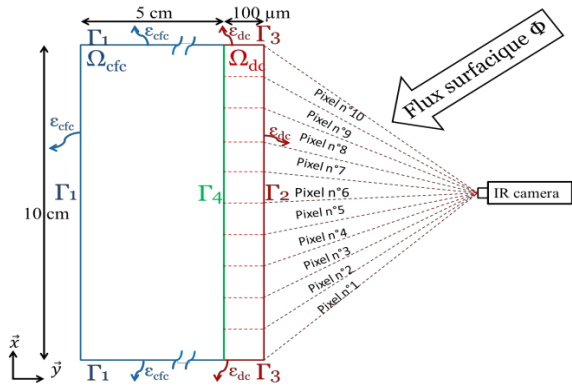


Figure 1 : Géométrie et dimensions du problème direct

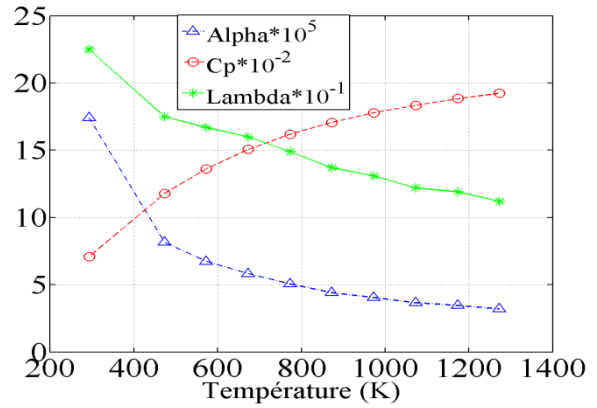


Figure 2 : Evolution des propriétés thermiques en fonction de la température

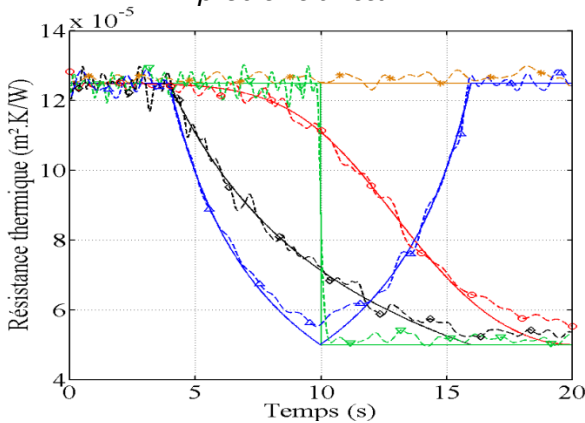


Figure 3 : Evolution temporelle de la résistance thermique de 5 pixels. Représentation de $R_{th}(t)$ exacte : (—) pixel n°2, (—) pixel n°5, (—) pixel n°6, (—) pixel n°8, (—) pixel n°9. Représentation de $R_{th}(t)$ estimée : (-o-) pixel n°2, (-◇-) pixel n°5, (-*-) pixel n°6, (-▽-) pixel n°8, (-Δ-) pixel n°9.

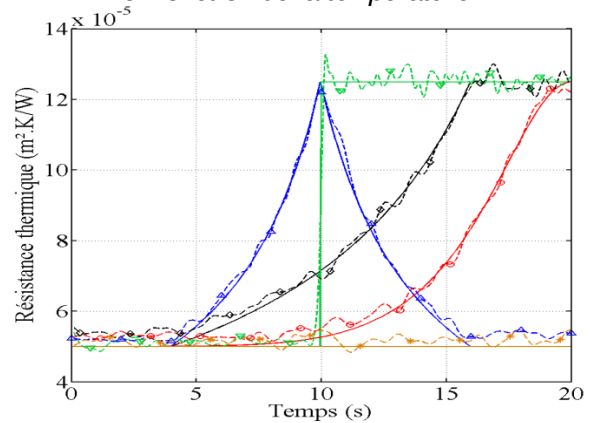


Figure 4 : Evolution temporelle de la résistance thermique de 5 pixels. Représentation de $R_{th}(t)$ exacte : (—) pixel n°1, (—) pixel n°3, (—) pixel n°4, (—) pixel n°7, (—) pixel n°10. Représentation de $R_{th}(t)$ estimée : (-Δ-) pixel n°1, (-◇-) pixel n°3, (-▽-) pixel n°4, (-o-) pixel n°7, (-*-) pixel n°10.

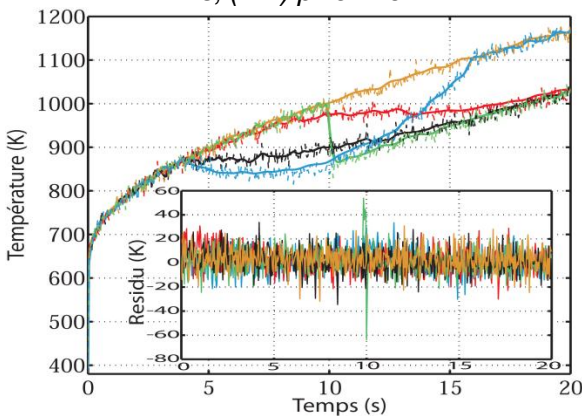


Figure 5 : Evolution temporelle de la température de surface du DC de 5 pixels. Fausses mesures : (- - -) pixel n°2, (- - -) pixel n°5, (- - -) pixel n°6, (- - -) pixel n°8, (- - -) pixel n°9. Température retrouvées : (—) pixel n°2, (—) pixel n°5, (—) pixel n°6, (—) pixel n°8, (—) pixel n°9.

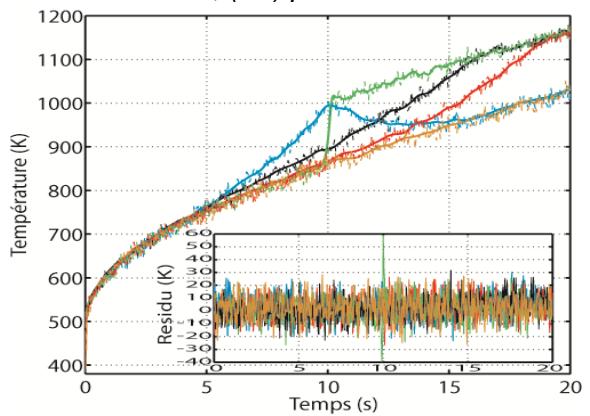


Figure 6 : Evolution temporelle de la température de surface du DC de 5 pixels. Fausses mesures : (- - -) pixel n°1, (- - -) pixel n°3, (- - -) pixel n°4, (- - -) pixel n°7, (- - -) pixel n°10. Température retrouvées : (—) pixel n°1, (—) pixel n°3, (—) pixel n°4, (—) pixel n°7, (—) pixel n°10.

Simulation de l'apport de chaleur du procédé de soudage Hybride laser/MIG par l'approche sources équivalentes

Issam Bendaoud¹, Eugen Cicala², Simone Mattei¹, Iryna Tomashchuk¹, Henri Andrzejewski¹, Pierre Sallamand¹, Alexandre Mathieu¹, Amélie Fanica³

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS / Université de Bourgogne IUT - 12, rue de la Fonderie – 71200 Le Creusot

² Mechanical Engineering Faculty, “Polytechnic” University of Timisoara, Mihai Viteazu nr.1, Timisoara, 300222, Romania

³ Centre de Recherche des Matériaux du Creusot, Arcelor Mittal France/Industeel, 56 rue Clémenceau-71200 le Creusot

Résumé - Le contexte de l'étude est l'utilisation du procédé hybride laser/MIG pour le soudage de pièces en acier inoxydable superduplex UR2507Cu dans une configuration de chanfrein en « Y ». Il s'agit de simuler numériquement, à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®, l'apport de chaleur, par l'approche « sources équivalentes ». Nous présentons une méthode d'optimisation des facteurs décrivant les formes analytiques des sources, s'apparentant à la méthode des plans d'expériences, qui donne des résultats en termes de comparaison mesures/modèles meilleurs que 9 %.

Nomenclature

| | |
|-------|---------------------------------------------------|
| A_1 | facteur d'absorption, |
| a | paramètre de la source Goldak suivant x , m |
| b | paramètre de la source Goldak suivant y , m |
| c | paramètre de la source Goldak suivant z , m |
| C_p | capacité thermique massique $J.kg^{-1}.K^{-1}$ |
| f | coefficient de distribution de la chaleur |
| I | intensité du courant, A |
| P_l | puissance laser, W |
| q | source surfacique avec dépôt pariétal, $W.m^{-2}$ |
| Q | source volumique, $W.m^{-3}$ |
| r | rayon de la source surfacique, m |
| U | tension du courant, V |
| V_s | vitesse de soudage, $m.s^{-1}$ |

Symboles grecs

| | |
|-----------|-------------------------------------------|
| λ | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| η_v | rendement de la source volumique conique |
| η | rendement de la source volumique Goldak |
| ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |

Indices et exposants

| | |
|-------|--------------------------|
| 1 | Goldak conique |
| 2 | Goldak double ellipsoïde |
| f | avant |
| r | arrière |
| surf1 | surfacique 1 |
| surf2 | surfacique |

1 Introduction

Le soudage hybride (Laser/MIG) présente des avantages certains pour les industriels : il permet, notamment, une productivité meilleure que celle des procédés conventionnels et une plus grande tolérance d'accostage par rapport au procédé laser seul. Cependant, ce procédé fait intervenir des phénomènes multiphysiques nombreux et couplés. La simulation numérique s'avère être un outil précieux pour identifier les effets des paramètres opératoires sur la qualité du cordon obtenue. Si ces paramètres sont optimisés, les phénomènes liés au soudage seront mieux maîtrisés et les soudures fiabilisées. La simulation numérique permet de décrire les phénomènes liés au soudage tels que les transferts de chaleur qui provoquent des évolutions de température dans les pièces à souder. Les caractéristiques d'un cordon de soudure dépendent beaucoup de l'histoire thermique des pièces à assembler. La simulation

numérique peut donc à terme aboutir à la réalisation d'un outil prédisant la faisabilité et la robustesse d'un soudage. Il est donc impératif d'accéder à la définition de l'apport de chaleur qui peut être décrit suivant une approche dite « approche sources équivalentes ». Cette approche consiste à résoudre un problème de conduction non linéaire dans la pièce en appliquant une forme analytique connue de l'apport de chaleur. Notre choix concernant ce type d'approche est qu'elle peut être mise en œuvre facilement, elle demande des temps de calcul réduits et permet de quantifier la distribution d'énergie apportée par les sources.

2 Configuration de soudage

La configuration de soudage étudiée est présentée sur la Figure 1. Il s'agit de souder en une seule passe avec le procédé hybride laser/MIG des pièces en acier inoxydable superduplex UR2507Cu (1.4507 - X2CrNiMoCuN25-6-3) dans une configuration de chanfrein en « Y » avec un talon de 12 mm et un chanfrein d'ouverture de 40° et de profondeur 8 mm.

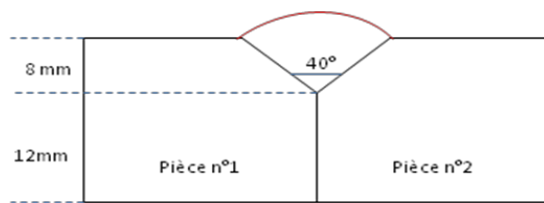


Figure 1 : Configuration de soudage

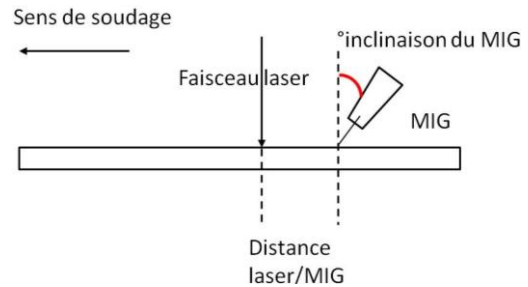


Figure 2 : Disposition du laser et du MIG

Dans cette configuration, le faisceau laser focalisé est placé devant l'arc MIG (Figure 2). La position de l'arc par rapport au laser est définie par deux paramètres qui sont la distance laser-MIG et l'angle d'inclinaison de la torche MIG par rapport à l'axe du laser (30°). Les paramètres opératoires du soudage ont été définis grâce à une étude préalable et sont regroupés dans le tableau 1. Ce choix de paramètres est lié, d'une part, à la géométrie du chanfrein, et d'autre part, aux moyens matériels dont le laboratoire dispose.

| Paramètres | Domaine |
|-------------------------------------------|-------------|
| Puissance laser [kW] | 6 |
| Diamètre faisceau laser [mm] | [0,2 ; 0,6] |
| Vitesse de fil [$m \cdot min^{-1}$] | [8 ; 12] |
| Puissance MIG [kW] | 12,6 |
| Diamètre du fil d'apport [mm] | 1,2 |
| Vitesse de soudage [$m \cdot min^{-1}$] | [0,4 ; 0,5] |
| Distance laser-MIG [mm] | [20 ; 24] |

Tableau 1 Paramètres opératoires

3 Simulation numérique

3.1 Formulation du modèle direct

La mise au point du modèle direct est fondé sur plusieurs hypothèses simplificatrices.

- Nous supposons que le champ de température créé par les sources laser et MIG est identique d'un bout à l'autre du cordon. L'équation de la chaleur peut être alors écrite dans un repère mobile dont l'origine se déplace à la même vitesse que la source de chaleur. Ce changement de variables a pour avantage d'éliminer la variable de temps et donc de réduire considérablement le temps de calcul. Ce mode est appelé régime quasi-stationnaire. Le fil d'apport de matière est supposé avoir les mêmes propriétés que le métal de base. La chaleur latente de fusion est prise en compte en utilisant une capacité thermique équivalente décrite par [1]:

$$c_p^{eq} = c_p + D \cdot L_f \quad (1)$$

avec L_f l'enthalpie latente de fusion ($J.kg^{-1}$) et D une impulsion gaussienne normale d'intégrale unité définie par :

$$D = \frac{e^{-\frac{(T-T_f)^2}{\Delta T}}}{\sqrt{\pi \Delta T^2}} \quad (2)$$

Avec T_f , température de fusion, et $\Delta T = T_l - T_s$ où T_l et T_s sont respectivement les températures liquidus et solidus du matériau

- La mécanique des fluides dans le bain n'est pas envisagée (modèle purement conducteur) [2] [3] La conductivité thermique de la phase liquide est néanmoins augmentée artificiellement pour tenir compte des effets du transfert de chaleur par convection dans le bain de fusion [8]. Les transformations métallurgiques ne sont pas prises en compte.
- La surface du bain de fusion est supposée être dans un état d'équilibre statique par rapport à la pression d'arc, de la gravité et de la tension de surface [2] [3].
- L'effet des mouvements du fluide induits par les forces électromagnétiques et les effets Marangoni sont ignorés [2] [3].

En plus de ces hypothèses, la symétrie des macrographies transverses par rapport à l'axe de soudage nous permet de ne modéliser que la moitié de la pièce. La distribution de température est calculée grâce à la résolution de l'équation de chaleur (3) dans laquelle est introduit un terme représentant la source volumique (Q) associé à des conditions aux limites pour chaque face de la pièce.

$$\rho(T)c_p(T)V_s \frac{\partial T}{\partial x} = \text{div}(\lambda(T)\text{grad}T) + Q(x, y, z) \quad (3)$$

3.2 Choix des sources de chaleur équivalentes

La mise au point du modèle numérique est menée en trois étapes. Dans un premier temps nous avons identifié les sources lorsque seul le laser est mis en œuvre. Puis, les sources correspondantes au procédé MIG seul sont déterminées. Enfin les différentes sources sont regroupées dans un modèle final « hybride laser/MIG ».

3.2.1 Laser seul

La modélisation de la source laser est effectuée dans le cas du mode capillaire, l'apport de chaleur est décrit par la combinaison d'une source surfacique gaussienne avec une partie pariétale (4) ajoutée à une source volumique Goldak conique (5) [2].

- Source surfacique gaussienne :

$$q_{surf1} = \frac{P_L A_1}{2\pi r_{surf1}^2} e^{\left(\left(\frac{x^2+y^2}{2r_{surf1}^2}\right)\right)} e^{\left(-\frac{z_2}{dz^2}\right)} \quad (4)$$

- Source volumique Goldak conique [7] :

$$Q_1 = \frac{9P_L \eta_v}{\pi h (r_0^2 + r_0 r_1 + r_1^2)} e^{\left(-3\frac{x^2+y^2}{r_z}\right)} [1-u(z+h)] \quad (5)$$

avec $r_z = r_0 + \frac{r_0-r_1}{h} z$ où r_0 est le rayon de la zone fondue en $z = 0$, h la profondeur de pénétration, r_1 le rayon de la zone fondue en $z = -h$ et $u(w+h)$ la fonction d'Heaviside.

3. 2. 2. MIG seul

La distribution énergétique du MIG est représentée par la combinaison de deux sources de chaleur [4], une source volumique et une source surfacique. La source volumique (Q_2) est une source Goldak [5] [6] définissant l'apport de chaleur des gouttes de fil dans le bain fondu. Elle est exprimée selon les relations suivantes :

$$Q_{2f}(u, y, z_2) = f_f \frac{6\sqrt{3}\eta UI}{a_f b c \pi \sqrt{\pi}} e^{-3\left(\frac{u}{a_f}\right)^2} e^{-3\left(\frac{y}{b}\right)^2} e^{-3\left(\frac{z_2}{c}\right)^2} \quad (u > 0)$$

$$Q_{2r}(u, y, z_2) = f_r \frac{6\sqrt{3}\eta UI}{a_r b c \pi \sqrt{\pi}} e^{-3\left(\frac{u}{a_r}\right)^2} e^{-3\left(\frac{y}{b}\right)^2} e^{-3\left(\frac{z_2}{c}\right)^2} \quad (u \leq 0) \quad (6)$$

La source gaussienne surfacique est liée au dépôt de chaleur de l'arc. Elle s'écrit :

$$q_{surf2} = \frac{A_2 UI}{2\pi r_{surf2}^2} e^{\left(\left(\frac{(x-D_2)^2+y^2}{2r_{surf2}^2}\right)\right)} \quad (7)$$

3. 2. 3. Hybride laser/MIG

La mise en œuvre du modèle hybride est basée sur les deux cas précédents. Les sources de chaleur choisies dans les cas laser seul et MIG sont appliquées pour le cas hybride et les paramètres de source sont identifiés à l'aide de la macrographie obtenue lors du soudage hybride. Nous considérons ici un apport de matière prédéfini [2] avec une hauteur de dépôt déterminée expérimentalement à l'aide de macrographies. L'inclinaison du front du bain de fusion est déterminée à partir de macrographies longitudinales. La mesure de cet angle donne une valeur de 30°. Le maillage est affiné à proximité des sources.

4 Identification et ajustement des paramètres des sources équivalentes :

4.1 Démarche suivie

La démarche d'identification est appliquée de la même manière pour les trois modèles numériques étudiés. Nous avons développé une méthode d'optimisation des paramètres, simple à mettre en place et robuste : il s'agit de la méthode des Plans d'Expériences Numériques (PEN). A partir du modèle numérique, on définit une liste des paramètres regroupant les facteurs d'influence(FI) et les fonctions objectif (FO) qui nous permettent de déterminer (conception d'une matrice programme, Figure 3) les différentes combinaisons entre les facteurs et organiser les simulations. A l'aide d'un nombre de calculs limité, on évalue les effets des FI (paramètres des expressions analytiques des sources équivalentes) sur les FO (caractéristiques géométriques de la zone fondue). L'analyse de ces effets conduit à réaliser des ajustements des valeurs des FI en vue d'obtenir des écarts entre les valeurs mesurées et calculées inférieurs à une limite fixée a priori. La démarche peut être représentée par le diagramme suivant :

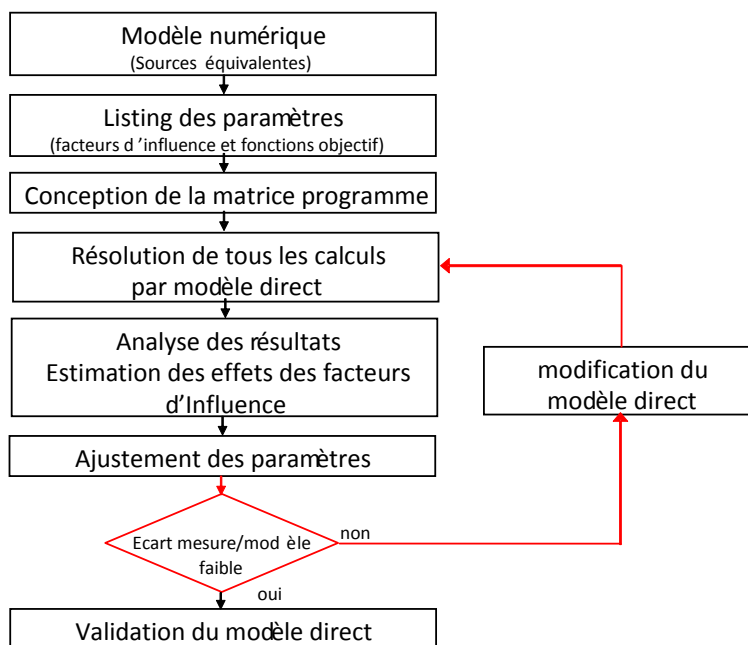


Figure 3 : Diagramme d'ajustement des paramètres du modèle numérique

L'avantage de cette méthode est aussi de juger de la flexibilité d'ajustement du modèle. En effet, si la modification d'un FI ne modifie principalement qu'une seule FO, le modèle est très flexible vis-à-vis des ajustements, en revanche si en agissant sur un seul FO, on modifie dans la même proportion plusieurs FO, le modèle est peu flexible pour des ajustements réalisés par le facteur concerné.

4.2 Résultats du modèle numérique

La détermination des paramètres des fonctions analytiques décrivant les sources de chaleur a été réalisée de façon à retrouver la forme des macrographies du cordon de soudure. Cette comparaison concerne plusieurs dimensions de la zone fondue dans le sens transversal comme

indiqué sur la figure 5. Nous avons défini deux plans pour les deux modèles numériques laser seul et MIG seul.

A titre d'exemple la figure 4 présente les diagrammes des effets dans le cas du MIG seul.

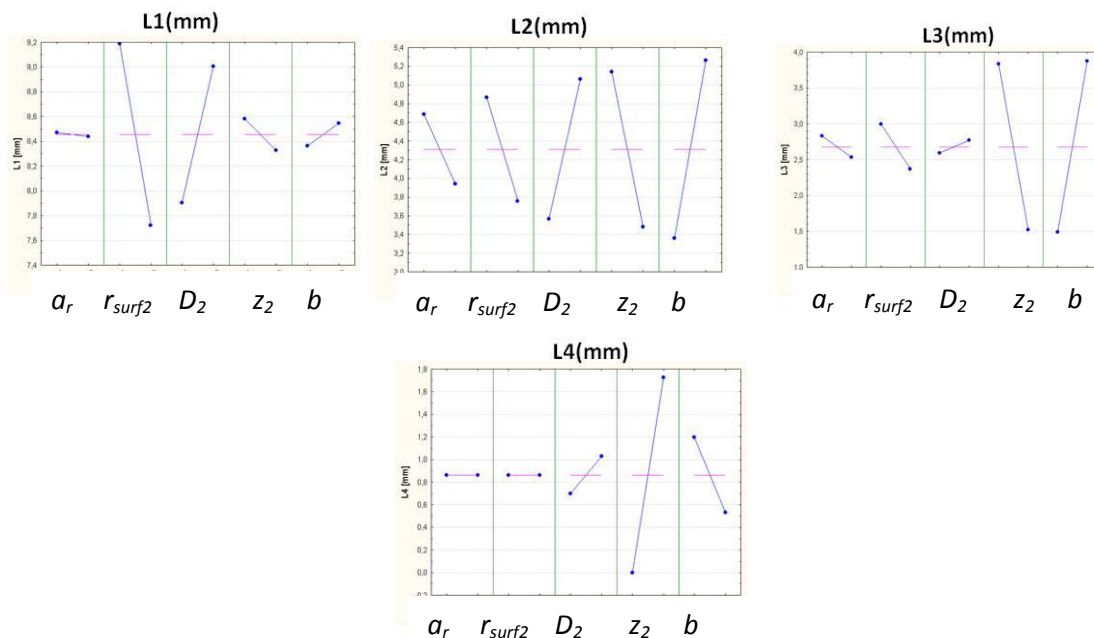


Figure 4 : Diagramme des effets dans le cas du MIG seul

L'analyse de ces effets montre que :

- La FO L4 est fortement influencée par le facteur z_2 .
- r_{surf2} a une influence inverse sur L1 et L2 : si r_{surf2} augmente L1 et L2 diminuent.
- Le facteur D2 est lui aussi influent sur L1 et L2, son influence est directe : si D_2 augmente L1 et L2 augmentent aussi.
- Globalement, le facteur a_r a une faible influence sur les 4 FO.

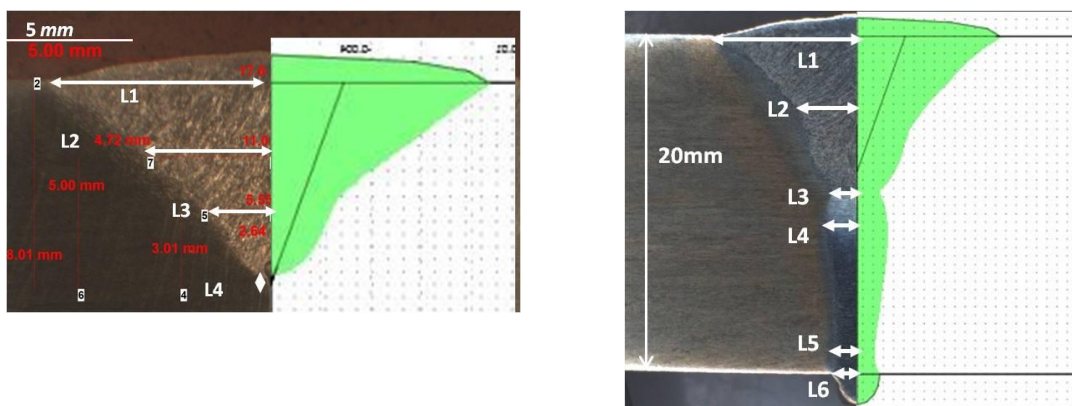
L'ajustement des paramètres analytiques des sources dans le cas hybride a été réalisé à partir des résultats des deux plans laser et MIG.

Les valeurs déterminées sont regroupées dans le tableau 2

| A_1 | r_{surf1} | dz | η_v | r_0 | r_1 | r_{surf2} | A_1 | η |
|-------------------|-------------------|-------------------|----------|---------------------|----------------------|-------------------|-------|--------|
| % | m | m | % | m | m | m | % | % |
| 24 | $7 \cdot 10^{-4}$ | $7 \cdot 10^{-4}$ | 71 | $2,4 \cdot 10^{-3}$ | $1,45 \cdot 10^{-3}$ | 7 | 60 | 25,5 |
| a_r | | a_r | | b | | c | | |
| m | | m | | m | | m | | |
| $7 \cdot 10^{-3}$ | | $2 \cdot 10^{-3}$ | | $7 \cdot 10^{-5}$ | | $9 \cdot 10^{-3}$ | | |

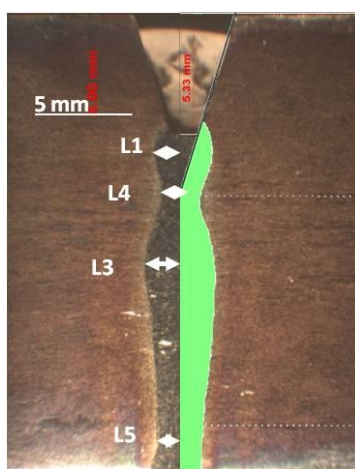
Tableau 2 Tableau des paramètres de sources

La figure 5 représente les géométries transverses des cordons de soudure obtenus par le procédé hybride MIG sel (a), Hybride (b) et laser seul (c).



a) MIG seul

b) Hybride



c) Laser

Figure 5 : Comparaison des formes des zones fondues mesurées et calculées
a) MIG seul, (c) Laser, (b) Laser+MIG

Les figures ci-dessus montrent que l'on obtient une adéquation entre les géométries calculées par les modèles directs et mesurées sur les macrographies. Globalement la forme de la zone fondue est correctement reproduite. Cette comparaison permet de valider le choix des sources de chaleur équivalentes. Le tableau (3) présente un exemple des résultats dans le cas du soudage hybride après ajustement des paramètres.

| Grandeurs (mm) | L1 | L2 | L3 | L4 | L5 | L6 |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|
| Mesures (mm) | 8,83 | 3,20 | 1,40 | 1,80 | 1,20 | 1,50 |
| Incertitude (mm) | 0,06 | 0,10 | 0,04 | 0,16 | 0,04 | 0,02 |
| Modèle | 8,80 | 3,50 | 1,38 | 1,87 | 1,10 | 1,40 |
| Ecart mesures/modèle% | 0,4 | 8,5 | 1,4 | 3,7 | 9,0 | 7,0 |

Tableau 3 Grandeurs géométriques de la zone fondue mesurées et calculées

On constate que les ajustements réalisés permettent d'une part d'obtenir pour toutes les fonctions « objectif » un bon accord (différences inférieures à 9 %) entre les valeurs mesurées et calculées et d'autre part de déterminer les paramètres des sources difficilement estimables, pour rapprocher au mieux les calculs et les mesures.

5 Conclusion

Dans cet article nous avons développé une procédure de travail permettant d'établir un modèle numérique direct purement thermique pour la configuration en chanfrein « Y » dans le cas du soudage hybride laser/MIG. A partir des essais préliminaires, nous avons récupéré des informations sur la forme et les grandeurs géométriques de la zone fondue. A l'aide de la méthode des plans d'expériences numériques associés aux modèles directs nous avons estimé et ajusté les paramètres des sources pour retrouver les caractéristiques de la zone fondue. Les premiers résultats des modèles sont satisfaisants puisqu'on arrive à obtenir des écarts modèle-mesures acceptables. Par la suite nous allons instrumenter les pièces à assembler de thermocouples afin d'acquérir les évolutions temporelles en différents endroits. Le positionnement de ces thermocouples sera choisi grâce une étude de sensibilité des températures sur les FI à estimer. L'ajustement de ces FI sera conduite à partir de deux FO : les températures maximales atteintes et l'évolution temporelle.

Références

- [1] C.Bonacina, G.Comini, A Fasano, M.Primocerio, Numerical solutions of phase-change problems, *Int. J. Heat Mass Transfer* 16 (1973) 1825-1832.
- [2] L.Bidi, S.Mattei, E.Cicala, H.Andrzejewski, P. Le Masson, J. Schroeder, The use of exploratory experimental designs combined with thermal numerical modeling to obtain a predictive tool for hybrid laser/MIG welding and coating processes, *Optics & Laser Technology*, Volume 43, Issue 3, April 2011, Pages 537-545.
- [3] E. Le Guen, Etude du procédé de soudage hybride laser/MAG : Caractérisation de la géométrie et de l'hydrodynamique du bain de fusion et développement d'un modèle 3D thermique, Thèse de doctorat, Université de Bretagne-sud, 2010.
- [4] G.Xu, C. Wu, Numerical analysis of weld pool geometry in globular-transfert gas metal arc welding *Front. Mater. Sci. China* 1(1) (2007) 24-29.
- [5] E.W. Reutzler, S.M Kelly, R.P. Martukanitz, M. Bugarewicz, P. Michaleris, Laser-GMA Hybrid Welding: Process Monitoring and Thermal Modeling, In 5th International Trends in Welding Research Conference Proceedings, Pine Mountains, GA, ASM International (2005) 531-539.
- [6] J. Goldak, M. Bibby, J. Morre, R. House, B. Patel, Computer modelling heat flow in welds, *Metallurgical transactions B*, vol 17b, 1986.
- [7] J.A. Goldak, A. Chakravarta, M.J. Bibby, A new finite element model for welding heat source, *Metallurgical transition*, vol 13, pp 299-305, 1984
- [8] D.D.Doan, modèle de source de chaleur pour la simulation du soudage avec et sans apport de matière. Thèse de l'Université de Bretagne du Sud, 2006

Remerciements

Nous sommes particulièrement reconnaissants à l'Agence National de la Recherche pour le soutien financier accordé pour la réalisation de ce projet de recherche.

Transferts thermiques 3D dans des composites silice – phénolique: méthodes thermographiques et tomographiques

Azita AHMADI-SENICHAULT^{1,*}, Gérard L.VIGNOLES², Viguen AYVAZYAN¹, Olivier CATY², Grégory BRESSON^{1,2}, Maria Luisa GREGORI³, Sônia FONSECA COSTA³

¹I2M, Université Bordeaux, Arts et Métiers ParisTech, CNRS, Talence

²LCTS, Université Bordeaux, CNRS, Safran, CEA, Pessac

³CTA/IAE, S. José dos Campos, SP, Brazil

*(auteure correspondante : azita.ahmadi-senichault@bordeaux.ensam.fr)

1. Introduction

Les véhicules aéronautiques et spatiaux comportent de nombreuses pièces en matériaux composites. Le dimensionnement thermique de ces matériaux est crucial vis-à-vis de leur application. En effet, la présence de très forts gradients thermiques lors de l'utilisation pose des problèmes technologiques comme la résistance aux chocs thermiques ou à l'ablation.

De plus, certains procédés de fabrication font également appel à des gradients de température importants, d'où la nécessité de connaître l'évolution des propriétés thermiques au cours de la fabrication.

Nous présentons ici le développement d'une approche double pour la caractérisation thermique des matériaux composites. Il s'agit d'une part de la caractérisation thermique et structurale aussi complète que possible et d'autre part, de l'estimation des propriétés thermiques sur la base d'une approche « changement d'échelle » en partant de la connaissance des propriétés des constituants élémentaires (fibre, matrice) et de leur arrangement spatial.

L'objectif du développement parallèle de ces méthodes est de contribuer à la création d'un « outil de design de matériaux » qui peut prédire l'influence de l'architecture du renfort fibreux sur certaines propriétés du composite (ici, la conductivité thermique). Nous présentons quelques résultats préliminaires de l'application de ces méthodes sur des composites silice-phénoliques envisagés pour la fabrication de pièces pour un système de protection thermique d'objets spatiaux [1,2]. Les deux approches sont développées en parallèle ; nous les présentons d'abord, ainsi que les matériaux étudiés ; ensuite, leurs résultats respectifs sont comparés.

La méthodologie développée est appliquée à des composites silice-phénolique. Ces matériaux sont destinés à la réalisation de bouclier thermique pour la rentrée atmosphérique et doivent supporter de très grandes températures et de contraintes mécaniques tout en protégeant la charge utile. Ce sont des matériaux ablatifs, qui sont irréversiblement dégradés par la rentrée, mais dont la dégradation est lente et contrôlée, de façon que la mission de protection soit remplie.

Afin de réduire le délaminage par cisaillement inter laminaire lors de la rentrée atmosphérique, de nouvelles architectures internes des renforts fibreux sont en étude[1]. Deux plaques de silice phénolique ayant une structure interne très différente sont considérées ici (Fig. 1). L'une admet un tissage régulier, alors que la deuxième plaque est un « patchwork » de coupons de dimension 2 cm × 2 cm disposés aléatoirement. Elle présente donc une structure irrégulière et une non-continuité des fibres d'un bout à l'autre de l'échantillon. Nous

tenterons notamment de comprendre l'influence de l'irrégularité de la structure de renforts sur les propriétés thermiques de la plaque.

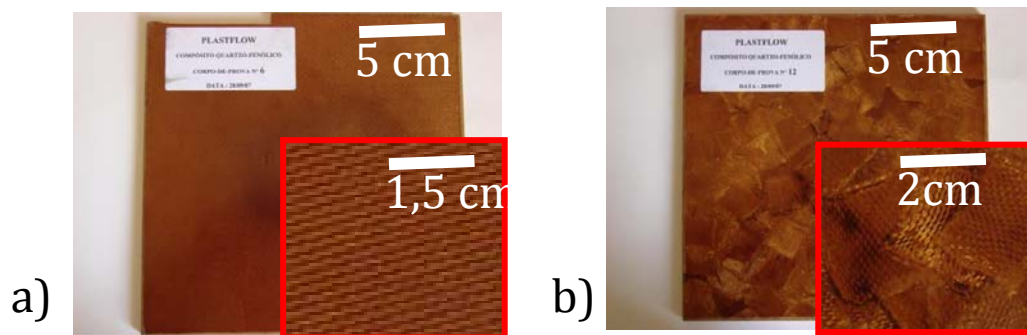


Figure 1 : a) Plaque régulière, b) Plaque « irrégulière »

Les deux plaques ont été fabriquées par thermoformage. Des fibres de silice pré-imprégnées de résine phénolique ont été placées dans un moule et cuites à 175°C sous 70 bars.

2. Partie expérimentale

2.1. Caractérisation des constituants

Les propriétés des constituants séparés sont regroupées au tableau 1.

| | <i>Fibre</i> | <i>Matrice</i> | <i>Méthode d'obtention</i> |
|--------------------------------------------|--------------|----------------|---------------------------------------------------------------------|
| Densité ultime (kg/m ³) | 2210±10 | 1230±10 | Pycnométrie He |
| Capacité calorifique (J/kg/K) | 750±80 | 1650±100 | DSC/Plaque chaude (matrice) Différence composite-matrice (fibre) |
| Diffusivité thermique (mm ² /s) | 0,9±0.05 | 1,25±0.05 | Flash (matrice) Thermographie laser (fibres) |
| Conductivité thermique (W/m/K) | 1,5±0.1 | 0,17±0.05 | Plaque chaude Calcul |

Tableau 1. Propriétés élémentaires des constituants.

La capacité calorifique de la fibre a été obtenue par déduction en utilisant les valeurs mesurées pour les composites et pour la matrice seule et en appliquant la loi des mélanges. La diffusivité thermique des constituants élémentaires a été obtenue pour la matrice par un procédé flash « classique » (thermogramme face arrière et méthode d'interprétation de Parker [3]). Pour la fibre, une méthode spécifique d'excitation laser a été mise au point. Cette caractérisation porte sur une mèche entière, recouverte de peinture noire pour augmenter son absorptivité. Celle-ci est excitée quasi-ponctuellement par un laser de 30 mW, avec un profil temporel en échelon (fonction de Heaviside). La réponse thermique est suivie par une caméra IR à 25 Hz de fréquence d'acquisition. Une procédure de traitement d'images a été mise au point : (i) sélection d'un extrait 1D dans l'image totale correspondant à la mèche seule, (ii) lissage temporel du signal, (iii) tracé du logarithme de l'excès local de température en fonction du carré de la distance au centre du spot laser et identification du coefficient de diffusion de la chaleur le long de la mèche. La modélisation 1D du transfert de chaleur dans la mèche, tenant compte de l'apport quasi-ponctuel et continu de puissance au spot et de la dissipation quasi-linéaire de chaleur en tout autre point de la mèche fait apparaître trois grandeurs : la capacité calorifique de la mèche ρc_p , sa diffusivité thermique α , et un coefficient effectif de transfert thermique h . La résolution du problème de transfert a été faite de façon analytique grâce à la transformation de Laplace et son inverse ; le résultat est :

$$T(x,t)-T_0 = f_{\rho c_p, \alpha, h}(t) \exp(-x^2/4\alpha t) \quad (1)$$

Ainsi voit-on qu'il est possible d'identifier α sans s'intéresser aux deux autres quantités en portant $\ln(T-T_0)$ en fonction de x^2 à différents temps.

2.2. Caractérisation des composites

L'analyse des taux des différentes phases est présentée au tableau 2 ci-joint. Elle s'appuie sur les données du Tableau 1, sur les valeurs obtenues par porométrie au mercure (porosité ouverte, densité squelettale, densité apparente) et par analyse d'images 3D (tomographies X) et 2D (micrographies des fils).

| Quantité | Comp. régulier | Comp. irrégulier | Méthode d'obtention |
|------------------------------------------|-----------------------|-------------------------|----------------------------|
| Densité squelettale (kg/m ³) | 1710±10 | 1670±10 | porosimétrie Hg |
| Densité apparente (kg/m ³) | 1590±10 | 1570±10 | porosimétrie Hg |
| Porosité ouverte | 6,5%±0,5% | 6,1%±0,5% | calcul |
| Taux de fibres | 45,0%±0,5% | 42,0%±0,5% | calcul |
| Taux de résine | 48,5%±0,5% | 51,9%±0,5% | calcul |
| Taux de fil | 58,5%±0,5% | 59,9%±0,5% | calcul |
| Taux de résine hors fil | 35,0%±0,5% | 34,0%±0,5% | tomographie |
| Taux de résine intrafil | 17,1%±0,5% | 21,4%±0,5% | calcul |
| Taux de fibre intrafil | 82,9%±0,5% | 78,6%±0,5% | analyse d'images |

Tableau 2 : Densité et taux de phases des échantillons.

La diffusivité thermique des composites est estimée en utilisant une méthode flash résolue en espace. L'acquisition de la réponse en température à une excitation de flux de chaleur s'effectue à l'aide d'une caméra infrarouge à matrice de détecteurs de taille 320 × 256 pixels. La caméra IR permet de mesurer au cours du temps, la température en un très grand nombre de points sur l'échantillon. A partir des courbes de l'évolution de la température en chaque point, il est possible de trouver la diffusivité thermique transverse (moyennée selon l'épaisseur de la plaque) en chacun de ces points [4,5]. Sur les cartographies des diffusivités obtenues pour les deux plaques (Figure 2a), des moyennes sont calculées ; on a également accès aux histogrammes de diffusivité thermique (Figure 2b). D'après les résultats obtenus, la plaque régulière possède une diffusivité thermique transverse (0,31 mm².s⁻¹) légèrement plus importante que la plaque irrégulière (0,28 mm².s⁻¹). La comparaison des histogrammes permet également de constater un étalement moins important des valeurs pour le matériau régulier. Tout se passe comme s'il y avait une deuxième population de valeurs, centrée autour de 2,55 mm².s⁻¹, présente dans le matériau irrégulier, en plus de la population principale centrée sur 2,8 mm².s⁻¹.

Par ailleurs, la conductivité thermique de la plaque irrégulière selon ses 3 axes principaux a été mesurée par la méthode du disque chaud ou « Hot Disk »[6]. Cette méthode permet d'accéder à la diffusivité thermique longitudinale et transversale par une méthode itérative. Ces mesures ne concernent que la plaque irrégulière et sont effectuées sur un échantillon de dimension 4 × 5 cm². La taille des hétérogénéités étant de l'ordre de 2cm, le volume élémentaire représentatif (VER) contenant l'information nécessaire aux changements d'échelle devrait avoir des dimensions transverses d'un ordre de grandeur supérieur à cette taille. Cette condition n'est pas satisfaite pour les plaques irrégulières. Ces résultats, cependant, sont en bon accord avec ceux obtenus par la thermographie, comme on peut le voir au Tableau 3 (environ 5% d'écart).

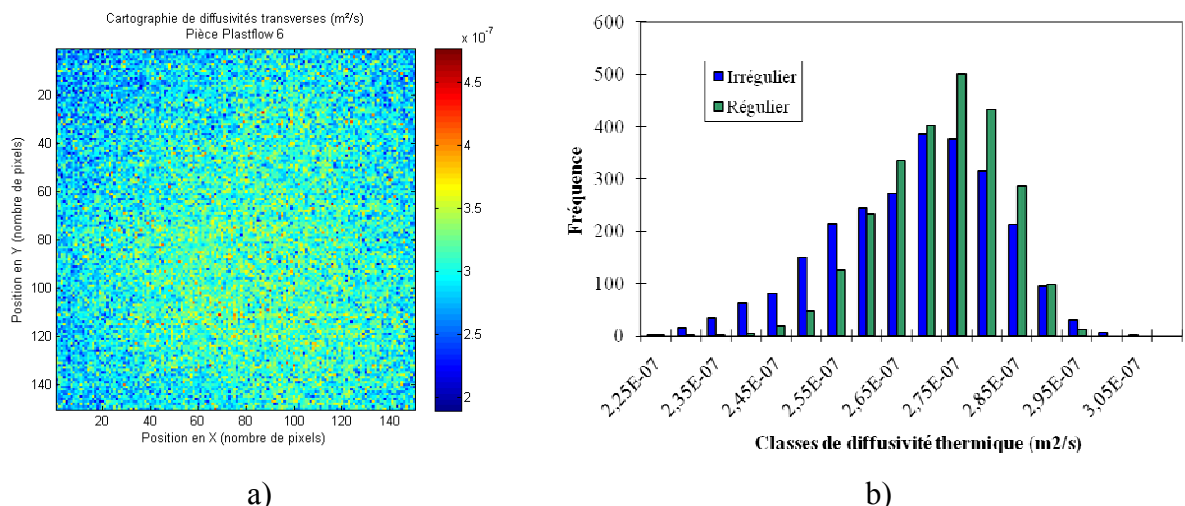


Figure 2 : a) Cartographie de diffusivité de la plaque régulière (1 pixel = 0,66mm) b) Histogramme des diffusivités thermiques des plaques

| Propriété | Echantillon régulier | Echantillon irrégulier | Méthode d'obtention |
|----------------------------------------------------------|----------------------|------------------------|-------------------------------------|
| Capacité calorifique volumique (J/cm ³ /K) | 1.70 ±0.01 | 1.63 ±0.03 | Plan chaud[7] |
| Diffusivité thermique transverse (mm ² /s) | 0,31 0,26 | 0,28 - | Flash + caméra IR Flash + Parker |
| Diffusivité thermique transverse (mm ² /s) | - | 0,264 | Disque chaud |
| Diffusivité thermique longitudinale (mm ² /s) | - | 0,314 | Disque chaud |
| Conductivité thermique transverse (W/m/K) | 0,533 - | 0,479 0,456 | Flash + calcul* HD + calcul* |
| Conductivité thermique longitudinale (W/m/K) | - | 0,543 | calcul* |

Tableau 3 : Propriétés thermocinétiques des composites étudiés (* avec $K = \alpha \times \rho C_p$)

3. Détermination de la conductivité par changement d'échelle

La structure du matériau est évaluée par microscopie optique et par tomographie à rayons X. Ainsi, des descriptions détaillées de la structure à deux échelles différentes sont disponibles (échelle des fibres et échelle du tissu). Ces descriptions sont des paramètres d'entrée pour le calcul de la conductivité thermique effective à partir des valeurs des composants, qui fait appel à deux changements d'échelle (Figure 3).

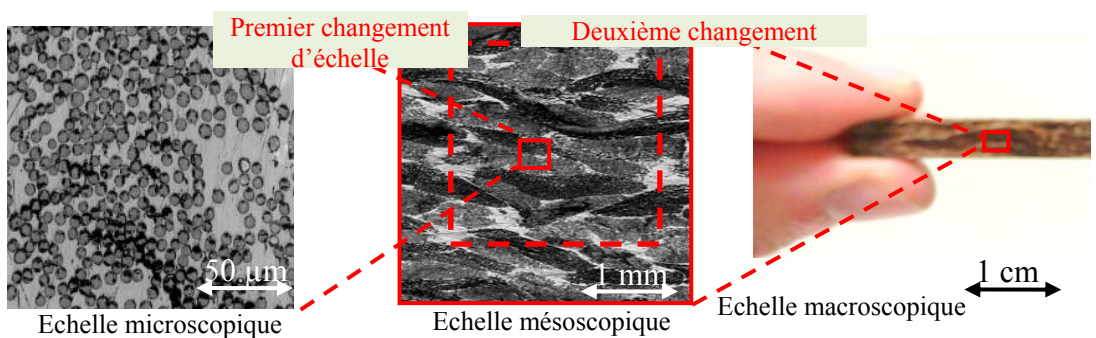


Figure 3 : Double changement d'échelle

Ces deux changements d'échelle permettent de prendre en compte l'effet de l'anisotropie locale du matériau à petite échelle dans la détermination du tenseur de conductivité macroscopique du matériau composite.

3.1. Premier changement d'échelle : utilisation de la microscopie optique

La première mise à l'échelle porte sur la section transversale des fils et se fait à l'aide d'images obtenues par microscopie optique. Un traitement d'image permet de séparer les fibres de la matrice et de leurs voisines et donc de prendre en compte la résistance thermique de contact. Ce traitement est basé sur une segmentation, une fermeture mathématique, et l'application d'une méthode de détermination de ligne de partage des eaux (watershed). Le logiciel ImageJ a été utilisé pour ces opérations. Les taux de fibres dans les fils sont reportés au Tableau 1.

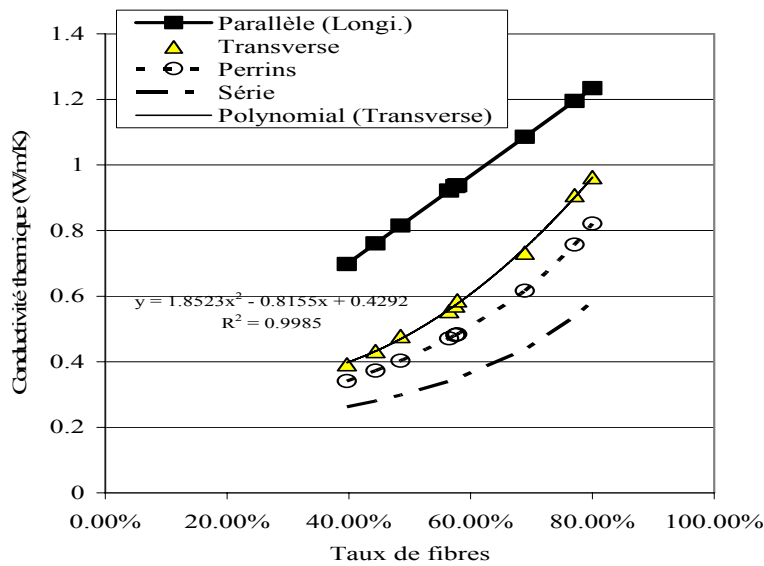


Figure 4 – Conductivité thermique transverse en fonction de taux de fibres

La connaissance des propriétés thermiques des composants (fibre, matrice) est une donnée essentielle de cette étape de changement d'échelle. Alors que pour la détermination de la conductivité thermique longitudinale, K_L , une simple loi des mélanges est suffisante, la méthode de prise de moyenne volumique est utilisée pour déterminer la conductivité thermique transverse, K_T . Cette méthode, permet, à partir des équations à une échelle donnée d'obtenir des équations à l'échelle supérieure et des problèmes de fermeture donnant accès aux propriétés effectives. La résolution numérique du problème de fermeture associé à la conduction de la chaleur sur une cellule élémentaire périodique représentative du milieu conduit au tenseur de conductivité thermique effective [8]. La conductivité transverse effective, K_T , obtenue pour diverses cellules de fraction volumique de fibre ϕ_f différente est présenté sur la figure 5. Les valeurs obtenues sont très proches de celles obtenues analytiquement par Perrins *et al.* [9] pour un arrangement hexagonal de fibres. La corrélation obtenue entre K_T et ϕ_f à partir de ces calculs sera une donnée nécessaire au changement d'échelle suivant.

3.2. Deuxième changement d'échelle : utilisation de la tomographie X

Le deuxième changement d'échelle s'effectue à partir d'une image globale du matériau à moindre résolution. Cette image est subdivisée en plusieurs sous volumes (Fig. 5). Les lois issues du premier changement d'échelle permettent de calculer, à partir du taux de fibre et de la direction principale d'anisotropie de chaque sous volume, le tenseur diagonal de conductivité thermique dans les axes principaux du sous volume considéré. On les utilise donc pour évaluer le tenseur local de conductivité en chaque sous-volume. Ensuite, la

résolution du problème de fermeture associé à la méthode de prise de moyenne volumique permet de déterminer le tenseur de conductivité global du composite.

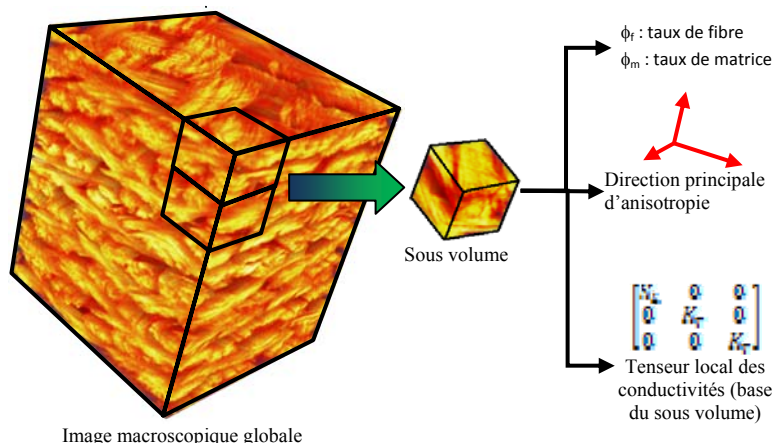
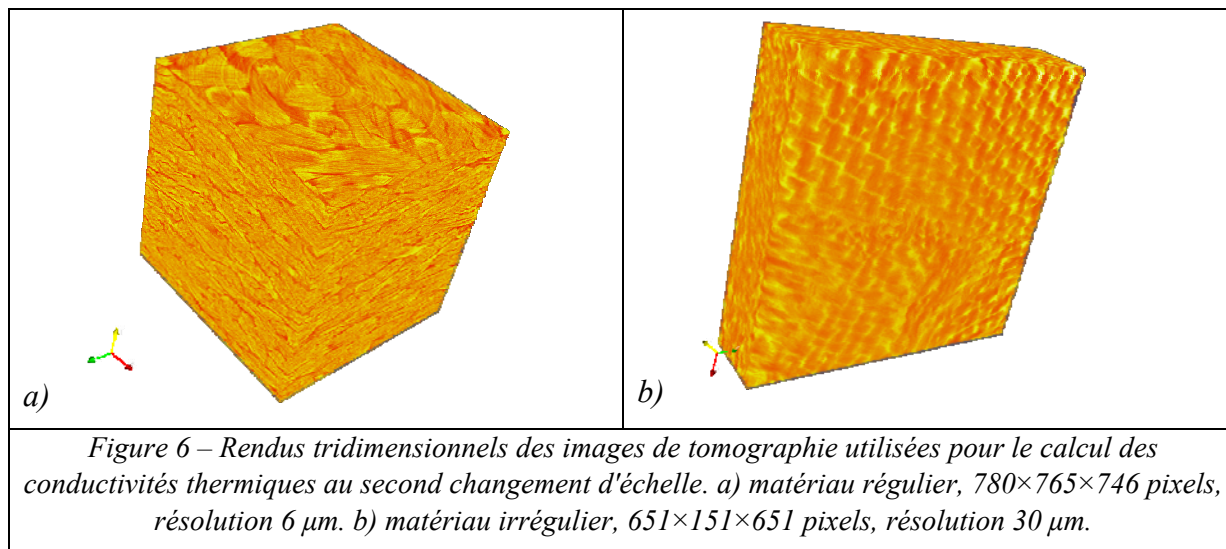


Figure 5: Principe du second changement d'échelle.

Pour chaque sous-domaine, après un seuillage binaire permettant de distinguer les fibres de la matrice, les directions d'anisotropie sont détectées à l'aide d'une méthode de marche aléatoire [10]. Cette méthode, en simulant la diffusion d'un grand nombre de marcheurs dans les fibres permet d'accéder à l'orientation privilégiée des fibres dans le sous-volume, grâce à l'analyse des vecteurs et valeurs propres du tenseur de covariance des déplacements relatifs des marcheurs.



La fraction volumique des fibres dans chaque sous-volume est détectée à partir du traitement d'images tomographiques de faible résolution en niveau de gris. Pour déterminer la fraction volumique de matrice, ϕ_m , une loi linéaire par morceaux est utilisée : le premier mode de l'histogramme correspond à la matrice inter-fil, tandis que le deuxième correspond aux fils, pour lesquels les conductivités thermiques longitudinale (K_L) et transverse (K_T) sont trouvées à partir des corrélations obtenues suite au premier changement d'échelle. A chaque sous-volume est affecté alors un tenseur diagonal de conductivité thermique dans les axes principaux du sous-volume considéré [11]. Avant la phase finale de détermination de la conductivité macroscopique, chaque tenseur diagonal est ramené dans les axes de la plaque. Le tenseur de conductivité macroscopique est ensuite déterminé à partir des données de chaque sous-domaine en résolvant le problème de fermeture associé à la méthode de prise de moyenne volumique.

Les conductivités ont été calculées par la méthode de double changement d'échelle sur les échantillons régulier et irrégulier. Les volumes représentatifs étant très différents, les images

tomographique du composite régulier ont été faites à 6µm de résolution (*i.e.* 1 pixel = 6µm) et celles du composite irrégulier à 30 µm de résolution. La figure 6 montre des rendus tridimensionnels de ces images de tomographie. On remarque que la texture du composite est bien visible et que la distinction des phases est assez aisée, en particulier dans les images à 6 µm de résolution. Ceci a permis d'estimer correctement le taux de matrice hors fil (Tableau 2).

Le calcul du tenseur de conductivité, K , donne pour le composite régulier :

$$K = \begin{bmatrix} 0.67 & -8.2 \cdot 10^{-5} & -3.48 \cdot 10^{-4} \\ -9.8 \cdot 10^{-5} & 0.67 & -2.6 \cdot 10^{-3} \\ -3.61 \cdot 10^{-4} & -2.6 \cdot 10^{-3} & 0.55 \end{bmatrix} \text{ W/m/K.} \quad (2)$$

Les termes non diagonaux de ce tenseur sont négligeables : les directions 1, 2 et 3 de l'image de tomographie coïncident donc avec les directions principales de conduction. On peut aussi remarquer que la conductivité longitudinale (directions 1 et 2, identiques) est plus élevée que dans la direction 3 (0,67 W/m/K contre 0,55 W/m/K). La conductivité transverse est à comparer à la conductivité obtenue par thermographie flash présentée au paragraphe 3.2 qui donnait une valeur de 0,533 W/m/K. Le calcul par double changement d'échelle à partir des images de tomographie de la plaque régulière donne donc des valeurs proches des valeurs mesurées (5% d'écart).

Pour le composite irrégulier, le calcul du tenseur de conductivité donne :

$$K = \begin{bmatrix} 0.7 & -2.9 \cdot 10^{-3} & -1.8 \cdot 10^{-2} \\ -2.9 \cdot 10^{-3} & 0.62 & -2.9 \cdot 10^{-3} \\ -1.8 \cdot 10^{-2} & -2.9 \cdot 10^{-3} & 0.59 \end{bmatrix} \text{ W/m/K.} \quad (3)$$

Pour ce tenseur aussi, les termes non diagonaux sont négligeables. Par contre, les termes K_{11} et K_{22} ne sont pas égaux. L'organisation moins régulière des fibres dans les plaques irrégulières rompt donc l'égalité des conductivités dans les directions 1 et 2. La valeur dans la conductivité transverse (direction 3) est cependant toujours plus faible que la conductivité longitudinale (sens des fibres). Lorsque l'on compare ces résultats aux données expérimentales obtenues par thermographie flash ou par la méthode du disque chaud présentées plus haut, on remarque que les valeurs calculées sont supérieures aux valeurs mesurées: conductivité transverse calculée de 0,59 W/m/K pour une conductivité transverse mesurée de 0,479 W/m/K par la méthode flash et 0,456 W/m/K par la méthode de disque chaud. Concernant la conductivité longitudinale, les valeurs calculées sont aussi éloignées des mesures par disque chaud (0,543 W/m/K). L'anisotropie thermique de la plaque est par contre bien retrouvée. De même, comme on l'observe en thermographie flash, la conductivité transverse est plus faible sur la plaque irrégulière que sur la plaque régulière.

A partir de ces tenseurs il est possible d'évaluer l'anisotropie du matériau (τ) dans la direction transverse en utilisant la relation (4):

$$\tau = \frac{\langle K_{11}, K_{22} \rangle - K_{33}}{\langle K_{11}, K_{22} \rangle} \quad (4)$$

où $\langle K_{11}, K_{22} \rangle$ est la moyenne entre K_{11} et K_{22} . On trouve une anisotropie de 17,3 % et 10,6 % respectivement pour le matériau régulier et le matériau irrégulier. Ce résultat est logique car la diffusivité longitudinale du matériau irrégulier est diminuée à cause de la non-continuité des fibres à travers tout le matériau.

4. Conclusions

Nous avons présenté une étude thermique et structurale d'une famille de composites silice/phénolique axée sur deux parties : (i) la détermination des propriétés structurales et thermiques par des expériences variées, dont une (diffusivité des fibres) est originale ; et (ii) le calcul par double changement d'échelle basé sur images 2D et 3D des conductivités effectives des composites à partir des valeurs des constituants et de leur disposition relative. Les résultats sont encourageants, bien qu'il reste encore des efforts à accomplir sur le plan de la maîtrise du changement d'échelle. En particulier, une étude de sensibilité des résultats vis-à-vis des différentes étapes du traitement des images (résolution, filtrages, etc...) est souhaitable afin de quantifier la fiabilité de la méthode et garantir son utilisation pour du dimensionnement de nouveaux matériaux.

Références

- [1] M. L. Gregori, E. de Aquino Barros, G. Petraconi Filho, S. Fonseca Costa , "Mechanical and Ablative Properties of Silica-Phenolic Composites for Thermal Protection Systems", *Procs. 6th Eur. Workshop on TPS and Hot Structures*, Stuttgart, 1-3 April 2009.
- [2] M. L. Gregori, E. de Aquino Barros, G. Petraconi Filho, L. C. Pardini, S. Fonseca Costa, "Ablative and Mechanical properties of quartz phenolic composites", *J. Aerosp. Technol. & Manag.* 1 (2009), 63-68.
- [3] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity", *J. Appl. Phys.* 32 (1961), 1679-1684.
- [4] M. Bamford, J.-C. Batsale, J. Toutain, C. Pradère, A. Kusiak, O. Fudym, J. Lamon, G. Vignoles, O. Loseille, B. Humez, "Thermographie Infrarouge et mesure de champs", Journée SFT "Problèmes inverses de champs", 2007.
- [5] B. Hay, J. R. Filtz, J.-C. Batsale, "Mesure de la diffusivité thermique par la méthode flash", *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, RC3 (2004), R2955.1-R2955.12
- [6] Y. He, "Rapid thermal conductivity measurement with a hot disk sensor", *Thermochimica Acta* 436 (2005), 122-129.
- [7] Z. Acem, "Nouveaux composites graphite/sel destinés au stockage de l'énergie thermique à haute température: de l'élaboration au développement de méthodes de caractérisation thermique de matériaux conducteurs orthotropes, Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2007.
- [8] J. Lux, A. Ahmadi, C. Gobbé, C. Delisée, Macroscopic thermal properties of real fibrous materials: Volume averaging method and 3D image analysis, *Int. J. of Heat & Mass Transfer* 49 (2006), 1958-1973.
- [9] W. T. Perrins, D. R. McKenzie, R. C. McPhedran, "Transport properties of regular arrays of cylinders", *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 369 (1979), 207-225.
- [10] O. Coindreau, and G. L. Vignoles, " Assessment of structural and transport properties in fibrous C/C composite preforms as digitized by X-ray CMT. Part I : Image acquisition and geometrical properties", *J. Mater. Res.* 20 (2005), 2328-2339.
- [11] G. L. Vignoles, O. Coindreau, A. Ahmadi, and D. Bernard, " Assessment of structural and transport properties in fibrous C/C composite preforms as digitized by X-ray CMT. Part II : Heat and gas transport" *J. Mater. Res.* 22 (2007), 1537-1550.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier R. Huillery (Thermoconcept) pour les mesures de disque chaud; J.-L. Dauvergne (I2M) pour les mesures de plan chaud ; R. C. Oliveira da Rosa et V.-E. Renaud (ENSAM) pour les mesures de densité et l'aide à l'acquisition de tomographies ; G. Caillard & V. Rolland de Chambaudoin d'Erceville (ENSAM) pour la microscopie et l'aide aux calculs de changement d'échelle.

Estimation de la cartographie du coefficient d'échange convectif par thermographie infrarouge.

A.W. Aregba^{*1}, J.-C. Batsale¹, C. Pradère,¹ A. Sommier¹, L. Benassis²

¹ I2M: Département TREFLE UMR 5225 CNRS, Esplanade des Arts et Métiers 33405 Talence, France

² TURBOMECA Groupe SAFRAN 64511 Bordes

^{*} (auteur correspondant: aworou.aregba@trefle.u-bordeaux.fr)

Résumé

Le coefficient d'échange convectif est un paramètre pertinent lorsqu'il s'agit de modéliser le comportement thermique d'un système physique. Dans ce texte, à partir de deux modèles thermiques écrits et discrétisés à l'échelle du pixel nous avons construit deux fonctionnelles qui relient variables observables en occurrence les champs de températures mesurés par une caméra infrarouge et les variables à estimer (coefficient d'échange convectif et/ou diffusivité thermique). Les cartographies du coefficient d'échange convectif sont obtenus en minimisant ces deux fonctionnelles. Ici, les résultats que donnent ces deux modèles sont présentés et confrontés. Nous montrons que lorsque les effets de refroidissement sont prépondérants, la diffusion de la chaleur dans le système physique peut être négligée dans l'estimation du coefficient d'échange convectif. Les valeurs de corrélations linéaires entre le champ de température et sa dérivée temporelle montrent que ces deux grandeurs sont relativement bien corrélées.

1. Introduction

La cartographie du coefficient d'échange convectif présente un grand intérêt pour l'analyse des transferts thermiques. Elle peut être mise en œuvre sans contact à l'aide d'une excitation thermique sur un système physique et en analysant la réponse de champs température mesurés par une caméra infrarouge. Depuis que la thermographie infrarouge a permis d'accéder à des champs de température en régime transitoire, diverses méthodes ont été développées. Initialement, des méthodes de caractérisation étaient associées à des excitations impulsionnelles ou périodiques et à des méthodes modales permettant de caractériser des matériaux homogènes et éventuellement anisotropes (voir Philippi et al [1], Krapez et al [2]). Ces méthodes étaient basées sur une analyse modale des champs de température grâce à une transformation de Fourier spatiale. Malgré l'intérêt que procure l'analyse dans l'espace de Fourier (solutions analytiques, étude de l'influence du bruit de mesure...), ces méthodes présentaient l'inconvénient de nécessiter une prise en compte de l'ensemble de l'information de l'image et de n'être associé qu'à un matériau homogène. D'autres méthodes modales ont ensuite été développées pour les matériaux hétérogènes, en considérant d'abord une réduction de la grande quantité d'information fournie par la caméra grâce à des décompositions en valeurs singulières et ensuite un calcul dans l'espace modal donné par la décomposition (voir Bamford et al [3]). Des approches nodales ont été mises au point (voir Batsale et al [4], Fudym et al [5]) mais uniquement dans le cas de l'étude de réponse impulsionnelle.

Nous proposons dans cette étude une approche nodale avec une excitation non impulsionnelle. Elle est illustrée ici sur un système micro fluidique constitué par deux cylindres coaxiaux dont l'insert est ajouré par des injecteurs. Ce système est chauffé par une plaque chauffante. A partir de deux modèles thermiques, nous avons construit deux fonctionnelles qui lient variables observables en occurrence les champs de températures et les

variables à estimer notamment le coefficient d'échange convectif et/ou la diffusivité thermique. Les cartographies des variables à estimer sont alors obtenues en minimisation au sens des moindres carrés ces deux fonctionnelles. Nous présentons et confrontons les résultats obtenus.

2. Dispositif expérimental et mesures

Le dispositif expérimental que nous avons mis en place est un système micro-fluide constitué par deux cylindres coaxiaux. Le cylindre intérieur, l'insert, est ajouré sur sa surface par des injecteurs réparties suivant une configuration géométrique précise. Cet système est sollicité par une excitation thermique non-impulsionnelle (plaque chauffante) et est équipé:

- d'un ensemble de capteurs (capteur de pression, débitmètre, thermocouples) qui permettent de mesurer la pression, le débit d'air et la température à l'entrée de l'échantillon,
- d'une caméra infrarouge de type CEDIP munie d'une matrice de 256*256 détecteurs InSb et d'un objectif de microscope permet de mesurer le champ de température au cours du temps,
- d'une plaque chauffante qui permet de porter l'échantillon (cylindre et insert) à une température stationnaire donnée,
- d'un système d'acquisition des données.

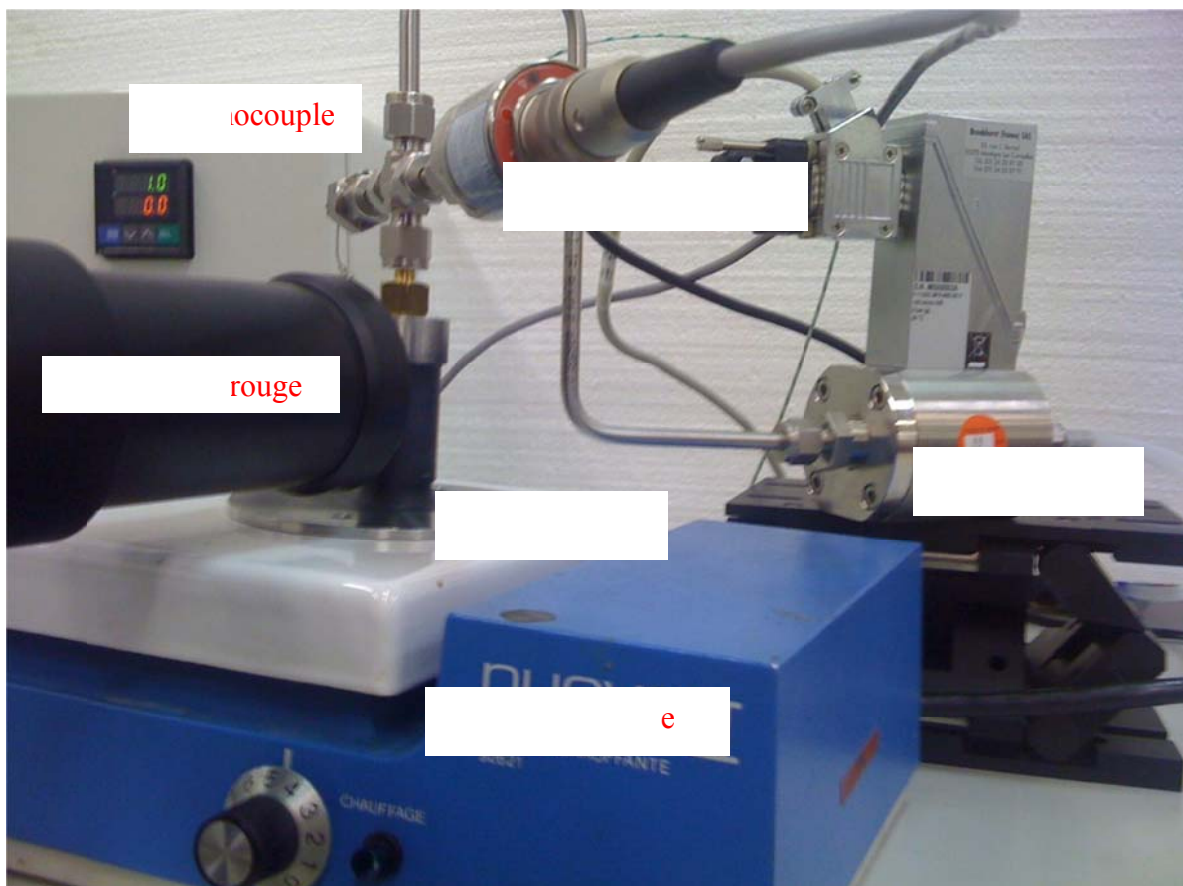


FIG.1:Dispositif expérimental

Méthodologie des expériences

Les variables d'entrée de ce système thermique sont la pression, le débit et la température de l'air ainsi que la puissance de la plaque chauffante tandis que la variable de sortie qui nous intéresse particulièrement est le champs de température de la surface extérieure du deuxième cylindre. A une puissance fixée et constante de la plaque chauffante, lorsque ce système physique atteint un régime thermique stationnaire (température moyenne de la surface extérieure du second cylindre constante), l'air est injecté à une pression donnée dans le cylindre intérieur du système. Grâce à des injecteurs réparties sur sa surface latérale, cet air va impacter la surface intérieur du second cylindre puis s'écoule vers l'extérieur par une fente. La température de la scène thermique, surface extérieure du second cylindre, est mesurée par la caméra infrarouge. Le cube spatio-temporel du champs de température de cette surface est obtenu grâce à une programme d'acquisition.

3. Modèles thermiques et Méthode d'estimation

Nous présentons ici les deux modèles thermiques que nous avons retenus ainsi que les fonctionnelles à minimiser.

3.1 Modèle 1

Dans ce modèle, l'équation de l'énergie à l'échelle du pixel tient compte de la diffusion de chaleur dans le système thermique et s'écrit:

$$\frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} = a_{i,j} \Delta T_{i,j}^k - \frac{h_{i,j}}{\rho C_p e} T_{i,j}^k \tag{1}$$

La discrétisation spatiale et temporelle de cette équation est faite par différence finies comme suit:

$$\Delta T_{i,j}^k = \frac{(T_{i+1,j}^k + T_{i-1,j}^k + T_{i,j+1}^k + T_{i,j-1}^k - 4T_{i,j}^k)}{4\Delta x^2}$$

est le Laplace local du champ de température,

$$\frac{\partial T_{i,j}^1}{\partial t} = \frac{(T_{i,j}^2 - T_{i,j}^1)}{\Delta t}, \quad \frac{\partial T_{i,j}^{Nt}}{\partial t} = \frac{(T_{i,j}^{Nt-1} - T_{i,j}^{Nt})}{\Delta t} \text{ et } \frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} = \frac{(T_{i,j}^{k+1} - T_{i,j}^{k-1})}{2\Delta t}, \quad k = 2, \dots, Nt - 1$$

Notons: $\frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} = \partial_t T_{i,j}^k$.

Δx taille du pixel (m) et Δt pas de temps (s), Nt est le nombre d'échantillonnage sur la variable temps, $\rho(Kg/m^3)$ est la masse volumique du matériau, $C_p(J/Kg/^\circ C)$ est sa chaleur massique, $e(m)$ est l'épaisseur du cylindre extérieur, $\lambda(W/m^\circ C)$ est la conductivité thermique du matériau.

$a_{i,j}(m^2/s)$ est la diffusivité thermique du matériau, $h_{i,j}(W/m^2/^\circ C)$ est le coefficient d'échange convectif. La diffusivité thermique et le coefficient d'échange convectif sont dans ce modèle des grandeurs à estimer alors que le champ de température est la variable observable.

La fonctionnelle J_1 à minimiser par rapport aux variables à estimer est:

$$J_1 = \sum_{k=1}^{k=Nt} \left(\frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} - a_{i,j} \Delta T_{i,j}^k + \frac{h_{i,j}}{\rho C_p e} T_{i,j}^k \right)^2 \tag{2}$$

On obtient alors :

$$a_{i,j} = \frac{\sum_k (T_{i,j}^k \cdot \partial_t T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) - \sum_k (T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot \partial_t T_{i,j}^k)}{\sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot \Delta T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) - \left[\sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) \right]^2}, \quad a_{i,j} > 0 \quad (3)$$

$$h_{i,j} = \frac{\sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot \Delta T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (T_{i,j}^k \cdot \partial_t T_{i,j}^k) - \sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot \partial_t T_{i,j}^k)}{\sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot \Delta T_{i,j}^k) \cdot \sum_k (T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) - \left[\sum_k (\Delta T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k) \right]^2}, \quad h_{i,j} > 0 \quad (4)$$

3.2 Modèle 2

Dans ce modèle, nous faisons l'hypothèse que les échanges convectifs sont prépondérants par rapport à la diffusion que l'on néglige. L'équation à l'échelle du pixel et la fonctionnelle à minimiser s'écrivent alors:

$$\frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} = -\frac{h_{i,j}}{\rho C_p e} T_{i,j}^k \quad (5) \quad \text{et} \quad J_1 = \sum_{k=1}^{k=Nt} \left(\frac{\partial T_{i,j}^k}{\partial t} + \frac{h_{i,j}}{\rho C_p e} T_{i,j}^k \right)^2 \quad (6)$$

Le champ du coefficient d'échange convectif est donné par la relation suivante:

$$h_{i,j} = -(\rho C_p e) \cdot \frac{\sum_k \partial_t T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k}{\sum_k (T_{i,j}^k \cdot T_{i,j}^k)}, \quad h_{i,j} > 0 \quad (7)$$

Le coefficient de corrélation linéaire de cette estimation est:

$$\rho_{i,j} = \frac{\text{cov}(\partial_t T_{i,j}^k, T_{i,j}^k)}{\sigma_{\partial_t T_{i,j}^k} \times \sigma_{T_{i,j}^k}} \quad (8)$$

On note h1 et h2 les coefficients d'échange convectif donnés respectivement par le modèle 1 et le modèle 2. L'erreur quadratique relative sur le coefficient d'échange convectif entre ces deux modèles est définie par:

$$e = \frac{\text{norm}(h2 - h1)}{\text{norm}(h2)}.$$

4. Résultats

Le figure 1 représentent respectivement le champ de la variation de température de la surface extérieure du second cylindre entre l'instant initial et l'instant temps t=180 (-). La figure 2 est l'évolutions de la températures au cours du temps de quelques pixels pris sur cette surface. Pour cet essai la pression de l'air à l'entrée de l'insert est de 3.1 bars tandis que la puissance de la plaque chauffante est fixée à 80% de sa valeur maximale. Ce champ montre clairement d'une part la localisation des injecteurs et d'autre part que le refroidissement est plus important à la base de l'insert. Cela peut s'expliquer par les turbulences qui sont créées par l'impacte du jet d'air sur la base de cet insert.

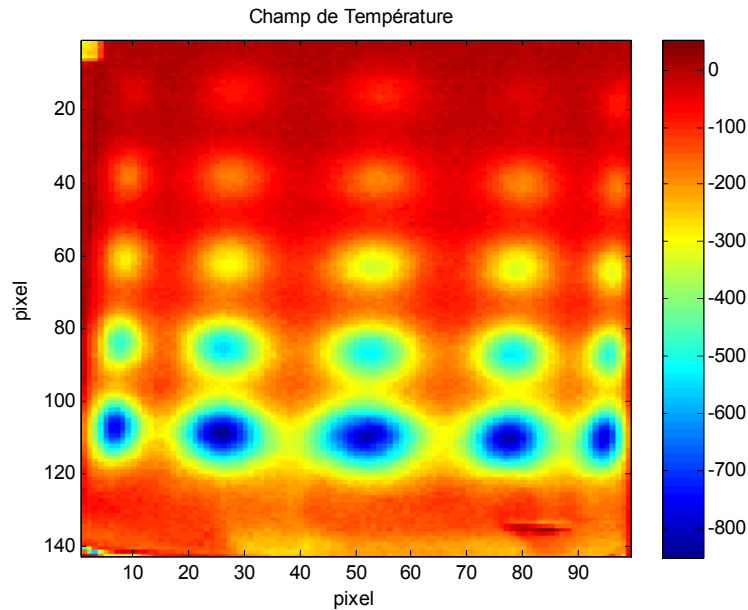


figure 1: Champ de différence température instants 0 et 180 (-)

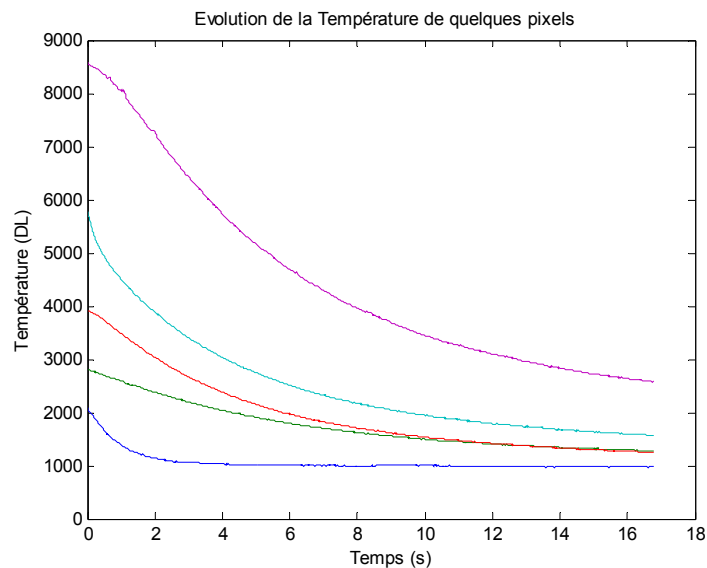


figure 2: Evolution de la température entre les instants 0 et 180 (-)

Estimation de cartographie de coefficient d'échange convectif et diffusivité thermique

La méthodologie développée dans le paragraphe 3 est appliquée au modèle complet (équations (1-4)) et au modèle simplifié (équations (5-6)) pour estimer les cartographies de coefficient d'échange convectif correspondant à trois essais (essai1, essai2 et essai3). Pour ces essais, la puissance de la plaque chauffante est maintenue constante alors que les pressions de l'air à l'entrée de l'insert sont respectivement de 1.7 bars de 2.6 bars puis de 3.1 bars. Ces résultats montrent que le coefficient d'échange convectif croît avec la pression. L'évolution du coefficient moyen d'échange convectif suivant l'axe des y apporte une information concernant la configuration géométrique des injecteurs. Les erreurs quadratiques relatives entre ces modèles sur le coefficient d'échange convectif sont de 5.5% pour l'essai1, de 4.4% pour les essais 2 et 3. Cette divergence entre les estimations du coefficient d'échange est due au fait

que dans le modèle2 la diffusion dans le système thermique est négligée. L'écart des estimations entre les deux modèles est inversement proportionnel à la pression de l'air à l'entrée de l'insert. L'utilisation du modèle2 peut être justifiée lorsque le refroidissement est prépondérant notamment quand le débit ou la pression de l'air à l'entrée de l'insert est supérieure à 2 bars dans notre cas.

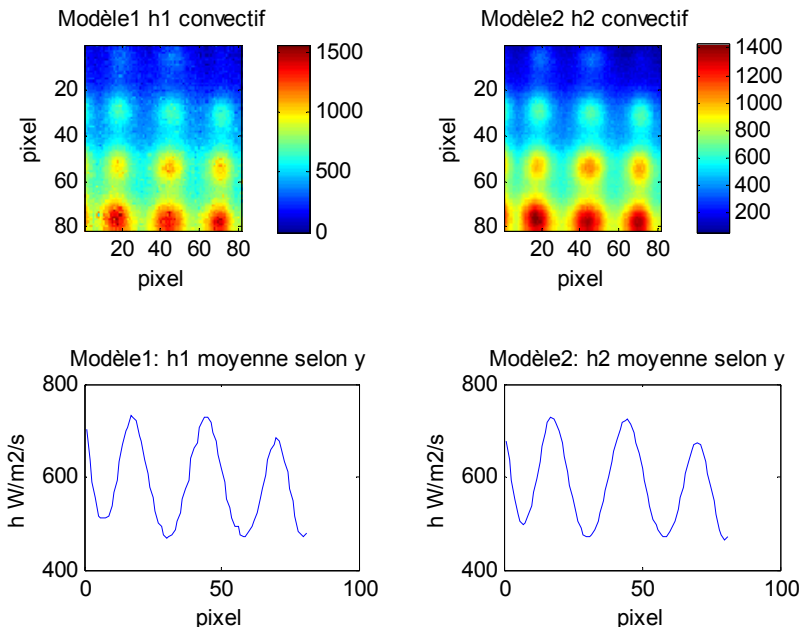


figure 3: Essai 1: (pression de l'air 1.7bars)

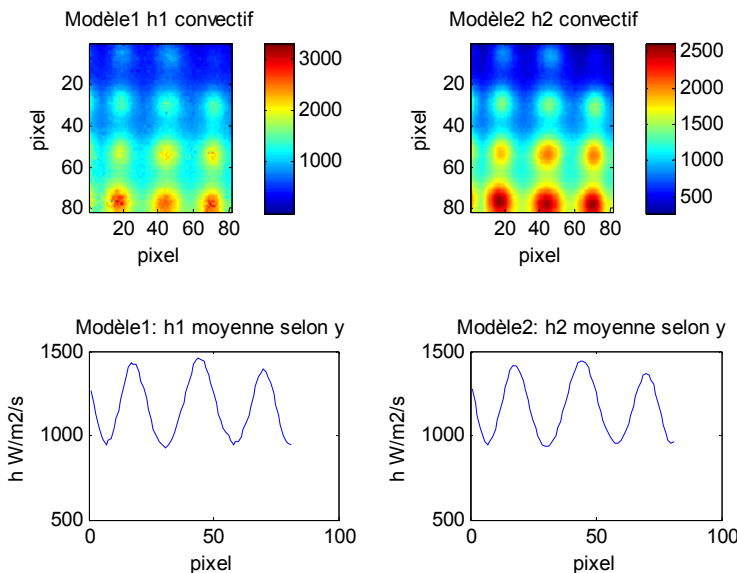


figure 4: Essai 2: (pression de l'air 2.6 bars)

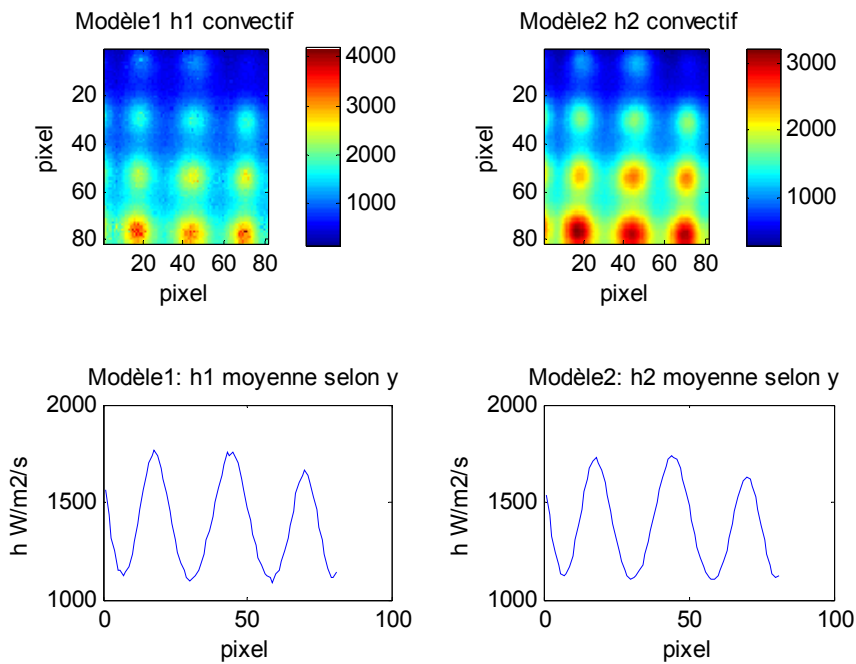


figure 5: Essai3:(pression de l'air 3.1 bars)

Les figures (fig.6 fig.7 et fig.8) représentent les coefficients de corrélation linéaire (de quelques pixels) liant le champ température et sa dérivée temporelle correspondant respectivement aux essai1, essai2 et essai2. Les valeurs de ces coefficients comprises entre (0.65 et 0.95) prouvent que ces deux grandeurs sont relativement bien corrélées.

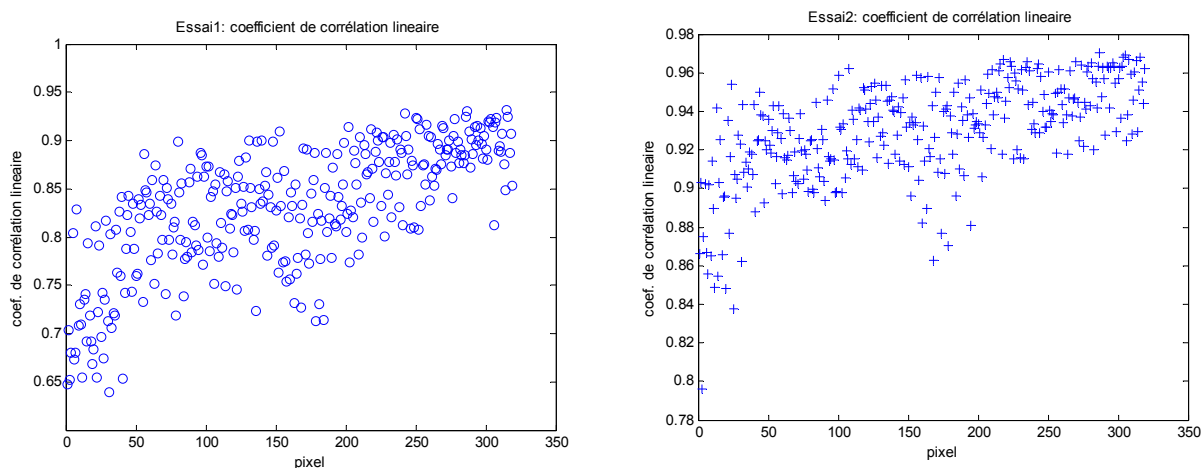


figure 6: Coef. de corrélation linéaire (essai 1) figure7: Coef. de corrélation linéaire (essai 2)

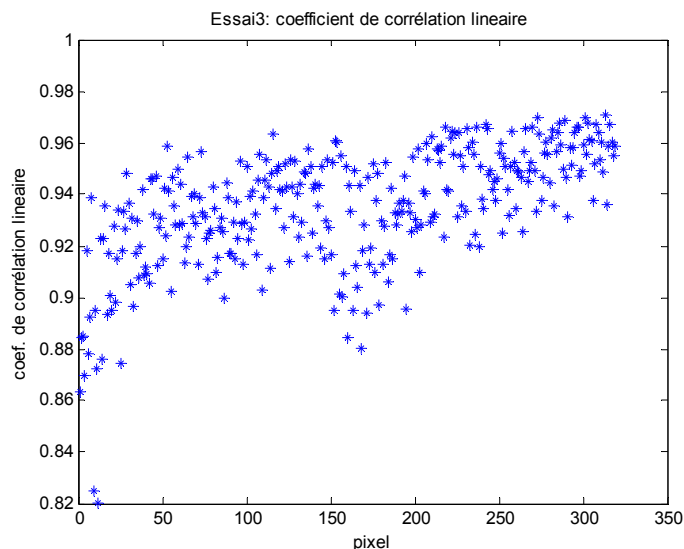


FIG.8: coefficient de corrélation linéaire

Conclusion

Dans ce travail nous avons mis en place un dispositif expérimentale micro-fluidique pertinent qui à partir de mesures des champs de températures d'un système physique par thermographie infrarouge permet de remonter à la cartographie du coefficient d'échange convectif. Nous avons adopté ici une approche nodale qui a consisté à construire des fonctionnelles à partir de modèles thermiques discrétisés à l'échelle de pixel et des champs de températures mesurés. Nous avons obtenu les estimations des cartographies du coefficient d'échange convectif en minimisant ces fonctionnelles. Nous avons confronté les estimations données par ces deux modèles. Lorsque les phénomènes de refroidissement sont prépondérants, l'estimation du coefficient d'échange à partir de modèle 2 qui néglige la diffusion dans le système physique paraît justifié. Les valeurs des coefficients de corrélation linéaires liant la température et sa dérivée temporelle montrent que ces deux grandeurs physiques sont relativement corrélées. Cette estimation du coefficient d'échange convectif est aussi une démarche de contrôle non destructif (CND) puis qu'elle renseigne sur la configuration géométrique des injecteurs.

Références bibliographiques

- [1] Philippi I., Batsale J.C., Maillet D., Degiovanni A., Measurement of thermal diffusivity through processing of infrared images, *Rev. Sci. Instrum.* 66(1) 1995, 182-192.
- [2] Krapez JC, Spagnolo L., FrieB M., Maier H.P., Neuer, Measurement of in-plane diffusivity in non-homogeneous slabs by applying flash thermography, *International Journal of Thermal Sciences* 43 (2004) 967-977.
- [3] Bamford M., Batsale J.C., Fudym O., Nodal and Modal Strategies for longitudinal Thermal Diffusivity Profile Estimation. Application to the non-destructive Evaluation of SiC/SiC composites under uniaxial tensile tests, *Infrared Physics and technology* (2008), Volume 52, Issue 1, January 2009, Pages 1-13. é
- [4] Batsale JC., Battaglia J.L., Fudym O., Autoregressive algorithms and spatially random flash excitation for 3D non destructive evaluation with infrared cameras *QIRT Journal* 1 5-20, 2004.
- [5] Fudym O., Batsale JC, Battaglia JL., 2007, Thermophysical properties mapping in semi-infinite longitudinally cracked plates by temperature image processing, *Inverse Problem, In Engineering Vol.* 15, No. 2, pp.163-176.
- [6] Pradère C., Morikawa J., Toutain J., Batsale J.C., Hayakawa E., Hashimoto T., Microscale thermography of freezing biological cells in view of cryopreservation, *QIRT Journal*, (in press).

Détection précoce et caractérisation de défauts par thermographie stimulée par échelon de flux et comparaison à la méthode impulsionnelle

Daniel BALAGEAS^{1*}, Jean-Michel ROCHE²

¹Dépt. TREFLE, I2M de Bordeaux (UMR 5295)

Univ. Bordeaux, CNRS, Arts et Métiers ParisTech, F-33400 Talence, France.

² ONERA, Dept. Matériaux et Structures Composites

BP 72, 92322 Châtillon cedex

* (auteur correspondant : daniel.balageas@u-bordeaux1.fr)

Résumé – L’approche de la détection précoce développée pour la thermographie impulsionnelle, utilisant le concept de contraste émergent, est appliquée à la thermographie stimulée par chauffage en échelon. Une procédure d’identification des paramètres des défauts (profondeur et résistance thermique) est proposée et comparée à celle utilisée pour la thermographie impulsionnelle. La précision et la précocité de l’identification dans ces deux cas sont précisées, avec un avantage pour la thermographie impulsionnelle.

Nomenclature

| | | | |
|-------|-------------------------------------------|---------------------------|--------------------------------------------|
| e | effusivité, $J s^{-1/2} m^{-2} K^{-1}$ | t | temps, s |
| Cr | contraste relatif | ΔT | échauffement, K |
| Fo | nombre de Fourier | z | profondeur, m |
| k | conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> | |
| q | densité de flux, $W m^{-2}$ | κ | diffusivité, $m^2 s^{-1}$ |
| R | résistance thermique, $W^{-1} m^2 K$ | <i>Indices inférieurs</i> | |
| R^* | résistance therm. normalisée du défaut | $*, d, s, L$ | défaut, zone saine, épaisseur de la plaque |

1. Rappel sur l’intérêt de la thermographie stimulée par chauffage en échelon

A côté de la thermographie impulsionnelle, un autre type de stimulation thermique a été proposé pour réduire l’amplitude de l’échauffement de la structure testée et sonder des épaisseurs plus importantes de matériau : la thermographie stimulée par chauffage en échelon [1,2]. Une synthèse des travaux effectués dans ce domaine dans la dernière décennie du siècle dernier a été publiée en 1998 par Osiander et Spicer [3], qui montre la grande variété des applications, en particulier en évaluation non destructive.

2. Travaux récents de Badghaish et Fleming (méthode à deux points)

Plus récemment Badghaish et Fleming [4,5] s’intéressant au problème de l’identification de défauts de type résistance thermique remarquent que le *temps d’émergence du contraste* (appelé *temps de séparation* par ces auteurs) dépend de la seule profondeur du défaut et reconnaissent le besoin d’établir un critère rigoureux pour définir ce temps caractéristique. Cette problématique est identique à celle de la détection précoce en thermographie impulsionnelle, résolue au début des

années 90 [6-8]. Badghaish et Fleming décrivent une procédure pour déterminer cette profondeur et la résistance thermique en utilisant une corrélation à deux points. En fait, ils considèrent des temps pour lesquels le contraste relatif $Cr = (\Delta T_d - \Delta T_s) / \Delta T_s$ (ΔT_d et ΔT_s étant respectivement les échauffements des zones saines et défectueuses) créé par un défaut est égal à 1% et 5%. Ils vérifient que pour ces deux temps il existe une combinaison unique de profondeur et de résistance du défaut. Cette méthode d'identification à deux points repose sur un modèle multicouche 1-D et suppose donc l'inexistence de transferts thermiques 3-D. Il y a une certaine analogie entre cette approche et celle de Degiovanni [9] pour la mesure de la diffusivité par méthode flash.

3. Proposition d'une nouvelle méthode d'identification analogue à celle développée pour la thermographie stimulée impulsionnelle

La méthode d'identification par détection précoce du contraste émergent proposée pour la thermographie impulsionnelle [6-8] a été récemment mise en perspective et améliorée [10-12].

Comme la référence [11] l'indique, la détection précoce est une séquence de six opérations : i) choix d'un modèle, généralement 1-D, plus simple que la configuration réelle ii) choix d'une fenêtre temporelle précoce pour l'analyse des thermogrammes, en sorte que très peu de paramètres (un seul si possible) aient de l'influence, iii) résolution dans ces conditions du problème inverse, iv) analyse de l'évolution temporelle du paramètre ainsi identifié pour évaluer sa précision, v) choix d'une fonction de lissage, vi) extrapolation à un contraste nul pour obtenir l'estimée la plus précise possible.

Une procédure identique est ici appliquée au cas de la thermographie à stimulation en échelon. Le modèle choisi est 1-D (défaut d'extension latérale infinie) et le domaine d'analyse temporel est limité à des contrastes relatifs de quelques pourcents.

4. Modélisation de l'échauffement en face avant dû à un stimulus en échelon

Les configurations suivantes sont considérées : milieu semi infini homogène et adiabatique, mur homogène et adiabatique d'épaisseur finie (équivalent à un milieu semi infini contenant un défaut de résistance thermique infinie), mur d'épaisseur finie avec un défaut étendu de résistance thermique finie.

4.1. Milieu homogène semi infini

L'échauffement en face avant d'un milieu semi infini ou d'un mur épais dû à l'imposition d'un flux en échelon est donné par la formule simple suivante :

$$\Delta T = \frac{2q}{e} \cdot \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}}, \quad (1)$$

où q est la densité du flux imposé, e l'effusivité du milieu et t le temps.

4.2. Mur homogène d'épaisseur finie

Dans le cas d'un mur homogène adiabatique d'épaisseur finie L la température de la face avant est donnée par :

$$\Delta T = \frac{2q}{e} \cdot \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \left[1 + \sqrt{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} 2 \operatorname{ierfc} \left(\frac{n}{\sqrt{Fo_L}} \right) \right], \quad (2)$$

où $ierfc$ est l'intégrale de la fonction erreur complémentaire $erfc$ et Fo_L le nombre de Fourier relatif à l'épaisseur L : $Fo_L = \kappa t / L^2$, κ étant la diffusivité.

Une formulation adimensionnelle de cette équation peut s'écrire :

$$\frac{\Delta T}{qL/k} = 2 \frac{\sqrt{Fo_L}}{\sqrt{\pi}} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{n^2}{Fo_L}\right) - \frac{n\sqrt{\pi}}{\sqrt{Fo_L}} erfc\left(\frac{n}{\sqrt{Fo_L}}\right) \right] \right\}, \quad (2')$$

où k est la conductivité thermique.

Comme pour la méthode impulsionnelle, la rectification du thermogramme est réalisée par tracé du thermogramme dans un diagramme log-log (Fig. 1), faisant apparaître deux asymptotes, l'une de pente 1/2 aux temps courts, l'autre de pente 1 aux temps longs.

Ce thermogramme est identique à celui obtenu au droit d'un défaut de grande extension latérale et de résistance thermique infinie, placé dans un mur d'épaisseur finie, pas trop près de la face arrière. Ceci correspond à la configuration classique du défaut artificiel réalisé par usinage en face arrière d'un trou borgne à fond plat. Le domaine de nombre de Fourier Fo_L intéressant pour l'évaluation non destructive est celui de la transition entre ces deux asymptotes. Pour de plus grands nombres de Fourier la sensibilité du thermogramme au défaut cesse et les pertes prennent de l'importance.

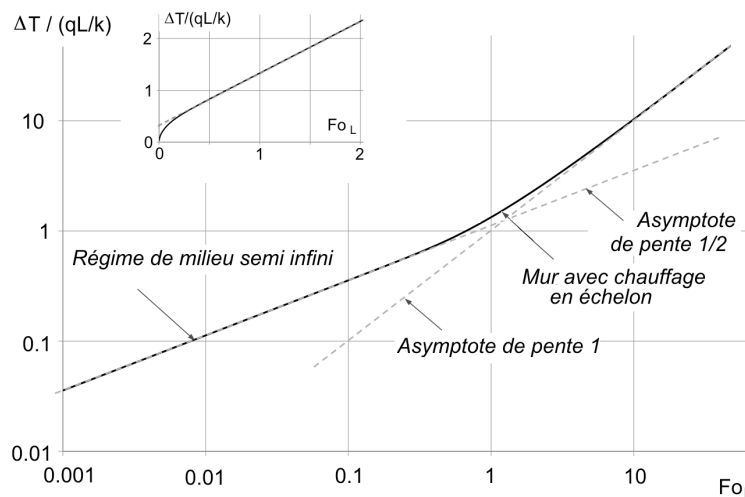


Figure 1. Echauffement de la face avant d'un mur d'épaisseur finie stimulé par un échelon de flux.

L'évolution du *contraste relatif émergent* créé par un défaut de résistance thermique infinie et de grande extension est la différence entre l'échauffement du mur adiabatique donné par l'équation (2) et celle du milieu semi infini (Eq. (1)), normalisée par ce dernier :

$$Cr_{\infty} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{n^2}{Fo_L}\right) - \frac{n\sqrt{\pi}}{\sqrt{Fo_L}} erfc\left(\frac{n}{\sqrt{Fo_L}}\right) \right]. \quad (3)$$

L'évolution du contraste relatif avec le nombre de Fourier est donnée en Fig. 2 (courbe en tireté) pour des contrastes entre 1 et 6%.

4.3. Mur d'épaisseur finie avec défaut de type résistance thermique

Finalement, pour une plaque avec un défaut situé à la profondeur z_d , équivalent à une résistance thermique R_d , une solution peut être trouvée par utilisation de la méthode des quadripôles [13]. Cette approche est celle suivie dans les références [4,5] dans lesquelles le contraste créé par le défaut est pris comme la différence entre cette solution de la plaque avec

défaut, ΔT_d , et la solution de l'équation (1) du milieu semi infini sans défaut, ΔT_s . Ceci explique pourquoi un contraste est attribué au défaut de résistance nulle, cette anomalie étant due à l'influence de la face arrière. Si l'on se limite à un domaine temporel relatif à des contrastes inférieurs à 5% (contrastés émergents), dans le cas présent les contrastes calculés ne sont pas contaminés par cet effet. La Fig. 2 présente dans un diagramme log-log l'évolution du contraste relatif Cr avec le nombre de Fourier, $Fo^* = \kappa t / z_d^2$, pour plusieurs valeurs de la résistance thermique normalisée du défaut, $R^* = z_d R_d / k$. On vérifie que l'influence de la résistance diminue lorsque le contraste tend vers zéro. Cependant cette convergences de toutes les courbes du réseau vers la solution asymptotique (la courbe pour R^* infinie donnée par (3)) n'est pas aussi rapide que dans le cas du chauffage impulsif [10-12] (voir Fig. 3).

Considérons le domaine limité du contraste émergent [1% - 5%]. Par analogie avec l'expression asymptotique ($R^* = \infty$) établie pour le cas impulsif,

$$Cr \approx 2 \exp(-1 / Fo^*), \tag{4}$$

l'expression suivante est proposée pour la loi asymptotique du chauffage en échelon :

$$Cr \approx 0.470 \exp(-1.225 / Fo^*). \tag{5}$$

Pour $R^* \neq \infty$ l'expression empirique suivante est proposée :

$$Cr \approx 0.470 \exp(-1.225 / Fo^*) [1 - \sqrt{Fo^*} / (R^* + \sqrt{Fo^*})], \tag{6}$$

similaire à celle du cas impulsif [10,12] :

$$Cr \approx 2 \exp(-1 / Fo^*) [1 - 2Fo^* / (R^* + 2Fo^*)]. \tag{7}$$

L'évolution du contraste relatif en fonction du nombre de Fourier, calculée à l'aide des formules (5,6) est également présentée sur la Fig. 2 pour comparaison avec la solution exacte. La différence entre les deux solutions est dans la plupart des cas inférieure à $\pm 5\%$.

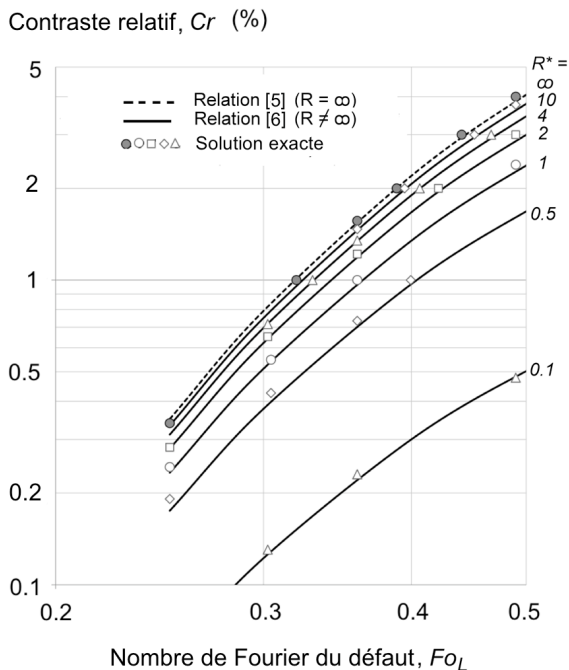


Figure 2. Contraste relatif émergent dans le cas d'un chauffage en échelon et comparaison entre solution exacte et les formules empiriques (5,6).

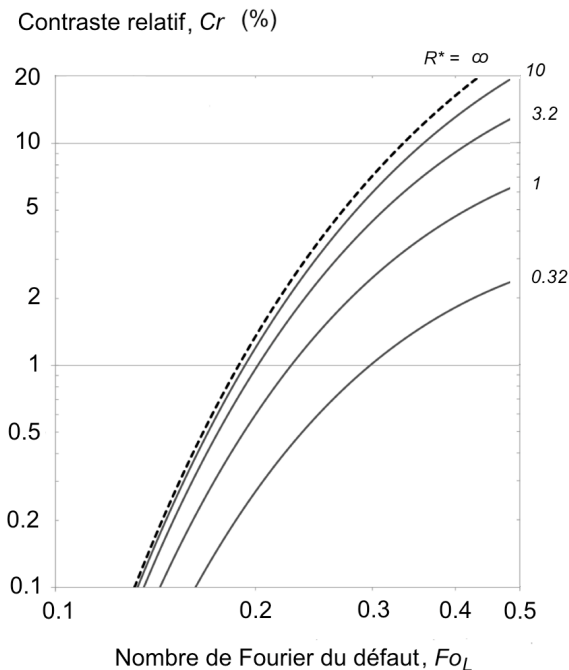


Figure 3. Contraste relatif émergent dans le cas d'un chauffage impulsif (tiré des références [10-12]).

5. Identification de la profondeur du défaut

De l'équation (5), puisque $Fo^* = \kappa t / z_d^2$, on peut exprimer la profondeur du défaut :

$$z_d = 0.903 \sqrt{\kappa t \text{Ln}(0.470 / Cr(t))} \tag{8}$$

expression similaire à celle établie pour l'échauffement impulsionnel :

$$z_d = \sqrt{\kappa t \text{Ln}(2 / Cr(t))} \tag{9}$$

La comparaison de la courbe asymptotique aux autres courbes du réseau de la Fig. 2 permet d'évaluer la précision de la profondeur de défaut ainsi identifiée. Les résultats sont présentés sur la Fig. 4, montrant : i) que pour des résistances thermiques de plus en plus faibles, l'Eq. (8) supposant infinie la résistance thermique du défaut conduit à identifier des profondeurs de moins en moins exactes ; ii) que, comme dans le cas de l'échauffement impulsionnel, l'erreur sur la profondeur croît linéairement avec le contraste pour une résistance thermique donnée.

Une extrapolation linéaire jusqu'au contraste nul des profondeurs identifiées pour divers contrastes permet d'atteindre l'estimation la plus précise. L'erreur est alors l'ordonnée à l'origine des droites de régression calculées aux moindres carrés pour le domaine de contraste [1%-5%]. Une relation simple entre cette erreur résiduelle, évaluée en %, et la résistance thermique est proposée (voir Fig 5) :

$$\text{Log}_{10}(\Delta z_d / z_d)_{Cr \rightarrow 0} = 0.59 - 0.88 \text{Log}_{10}(R^*) \tag{10}$$

Cette loi est présentée sur la Fig.5 et comparée aux résultats de la même approche appliquée au cas de la stimulation impulsionnelle (résultats tirés des références [10-12]). La précision de la profondeur de défaut identifiée dans le cas impulsionnel est 2,4 fois meilleure que celle obtenue pour la stimulation en échelon.

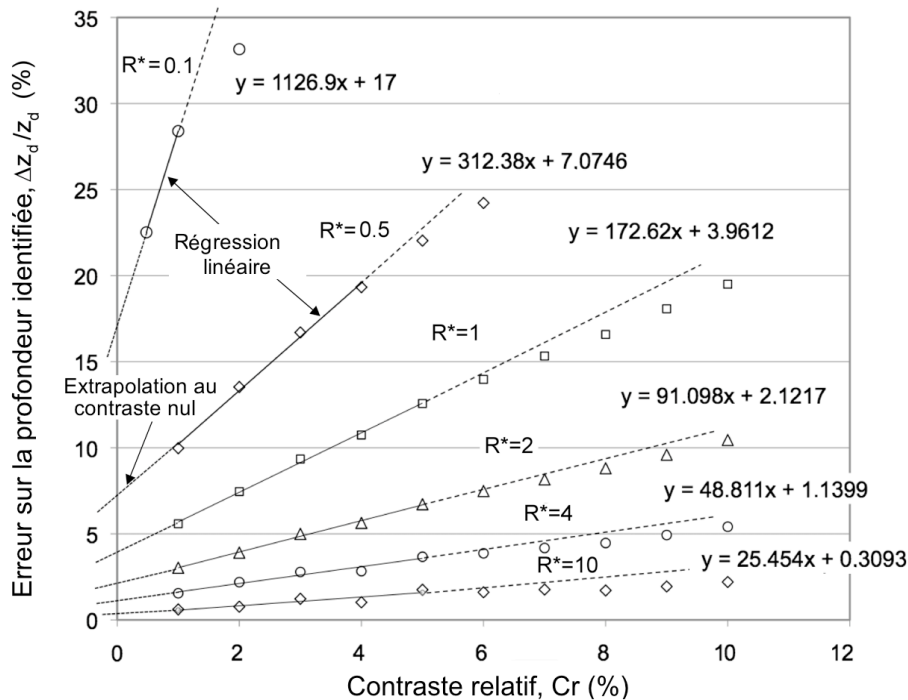


Figure 4. Erreur sur la profondeur de défaut évaluée par la relation (8) dans le cas du chauffage en échelon et extrapolation linéaire pour un contraste nul de ces valeurs.

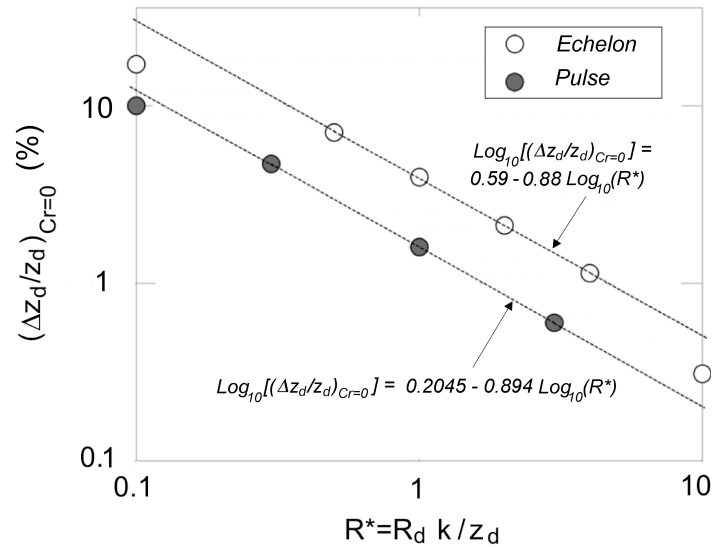


Figure 5. Erreur sur la profondeur du défaut identifiée par la formule (5) et après extrapolation au contraste nul par régression linéaire. Comparaison à la même approche appliquée à la stimulation impulsionnelle.

En ce qui concerne la précocité de l'identification de la seule profondeur par extrapolation au contraste nul, si l'on considère une résistance normalisée $R^*=1$ (résistance de défaut égale à celle du matériau situé au-dessus), celle-ci intervient dans le cas de la stimulation en échelon à un temps adimensionné $Fo^* < 0.36$ (valeur correspondant au contraste $Cr = 1\%$) alors que pour la stimulation impulsionnelle elle se produit pour $Fo^* < 0.22$ (voir Fig. 2 et 3). La méthode est donc également la plus performante du point de vue de la précocité.

6. Identification de la résistance thermique

De la relation (6), l'expression de la résistance thermique normalisée se déduit :

$$R^* = Cr \sqrt{Fo^*} / [0.47 \exp(-1.225 / Fo^*) - Cr] \quad (11)$$

et finalement celle de la résistance thermique dans laquelle intervient la profondeur du défaut évaluée par la relation (8) :

$$R = R^* z_d / k = Cr(t) \sqrt{t} e^{-1} [0.47 \exp(-1.225 z_d^2 \kappa^{-1} t^{-1}) - Cr(t)]^{-1} \quad (12)$$

dans laquelle les propriétés thermiques k , κ , et e sont celles du matériau au-dessus du défaut.

Pour cette identification de la résistance thermique, les valeurs expérimentales du contraste relatif à considérer doivent être choisies *a priori* plus fortes que pour l'identification de la profondeur (pour laquelle au contraire on effectue une extrapolation à contraste nul), mais pas trop de façon à ce qu'elles ne soient pas trop contaminées par les effets 3-D.

Pour mieux définir les conditions optimales pour l'identification de la résistance thermique la précision sur la valeur identifiée de R^* a été évaluée en utilisant la relation (11) pour diverses valeurs du nombre de Fourier, Fo^* , et du contraste relatif, Cr . Les résultats sont présentés sur la Fig. 6. Ils montrent que : i) les erreurs sur R^* sont nettement plus importantes que celles sur z_d ; ii) l'identification doit être menée pour des valeurs de contraste relatif supérieures à 3% pour garantir des erreurs inférieures à 50% ; iii) les erreurs obtenues ici sont plus importantes que celle correspondants à la stimulation impulsionnelle comme montré sur la Figure 7 tirée des références [10-12] ; iv) le fait que les erreurs passent par un minimum puis

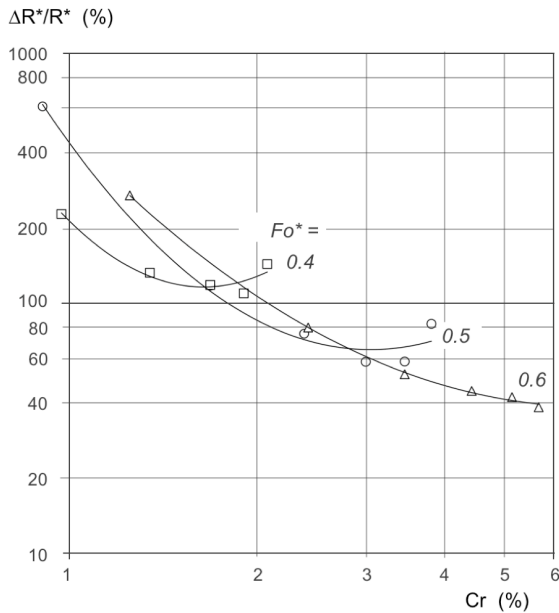


Figure 6. Précision sur la résistance thermique identifiée dans le cas de la stimulation en échelon.

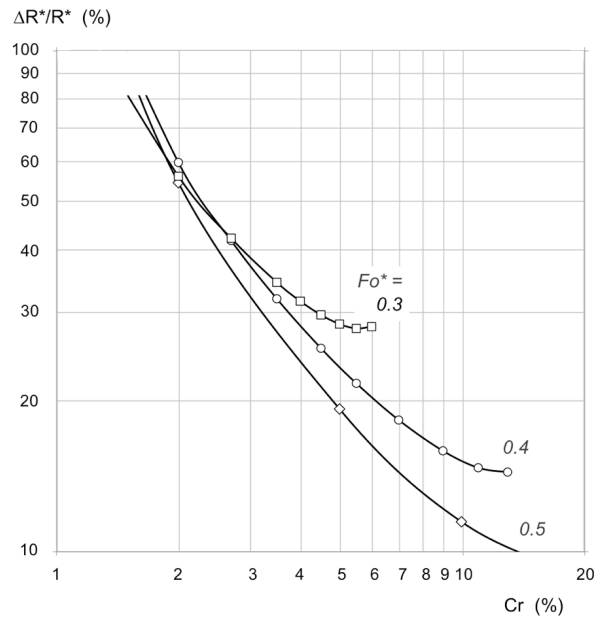


Figure 7. Précision sur la résistance thermique identifiée dans le cas impulsionnel, d'après [10-12].

remontent lorsque le contraste s'accroît corrobore ce qui est dit plus haut, à savoir que l'identification doit être effectuée pour des contrastes pas trop élevés (cet optimum dépendant du nombre de Fourier pour lequel il se produit, c'est à dire en définitive de la profondeur à laquelle gît le défaut).

7. Amélioration de la précision par itérations

Une fois la résistance thermique identifiée, on peut estimer l'erreur sur la profondeur à l'aide de la relation (10). La soustraction de cette erreur améliore la précision du résultat et cette nouvelle valeur de profondeur peut être introduite dans la relation (11) pour obtenir une meilleure valeur de la résistance thermique du défaut. Le processus étant convergent peut être effectué plusieurs fois.

8. Comparaison entre la méthode à deux points et la méthode proposée

La méthode à deux points de Badghaish et Fleming [4,5] et la présente méthode sont deux variantes de la même approche qui consiste à identifier le plus précocement possible l'apparition du contraste créé par le défaut. La présente approche, bénéficiant de l'expérience acquise dans la mise au point de la méthode de détection précoce pour la méthode impulsionnelle, nous semble cependant plus rigoureuse et doit être plus précise de par l'extrapolation au contraste nul proposé pour la détermination de la profondeur de défaut. L'étude de précision sur les deux grandeurs identifiées, la profondeur et la résistance du défaut, montre que le choix d'un contraste relatif à limité à 5% est pertinent du point de vue précision, tout au moins pour la résistance thermique.

9. Conclusion

La théorie d'une approche d'identification précoce des caractéristiques d'un défaut de type résistif par application de la thermographie stimulée à l'aide d'un flux en échelon est présentée. L'approche est tout à fait similaire à celle proposée précédemment pour la thermographie stimulée

impulsionnelle, laquelle a été validée par application à des thermogrammes expérimentaux et à des simulations numériques. La comparaison des deux méthodes montre un avantage pour la méthode impulsionnelle tant du point de vue précision que précocité. Cela ne doit pas pour autant écarter la seconde méthode qui *a priori* a l'avantage de permettre la détection de défauts plus profonds.

Il reste à valider la méthode présentée ici par applications à des données expérimentales et/ou simulées. Il sera par ailleurs intéressant de la comparer à la méthode proposée récemment par Badghaish et Fleming pour juger des mérites respectifs des deux méthodes, en particulier sur le plan de la précision et celui de la sensibilité aux effets tridimensionnels.

Références

- [1] Aamodt L.C., Maclachlan Spicer J.W., Murphy J.C., "Analysis of characteristic thermal transit times for time-resolved infrared radiometry studies of multilayered coatings", *J. Appl. Phys.*, Vol. 68, No 12 pp. 6087-6098, 1990.
- [2] Maclachlan Spicer J.W., Kerns W.D., Aamodt L.C., Murphy J.C., "Measurement of coating physical properties and detection of coating dibonds by time-resolved infrared radiometry", *J. Nondestructive Eval.*, Vol. 8, No 2, pp 107-120, 1989.
- [3] Osiander R. and Spicer J.W.M., "Time-resolved infrared radiometry with step-heating – A review", *Rev. Gen. Thermique*, Vol. 37, No 8 pp. 680-692, 1998.
- [4] Badghaish A.A., Fleming D.C., "Quantitative characterization of resistive defects in thick composites using step heating thermography", *Thermosense XXX Proc.*, edit. V.P. Vavilov, D. Burleigh, *Proc. SPIE Vol. 6939*, pp. 693916-1 - 693916-12, 2008a.
- [5] Badghaish A.A., Fleming D.C., "Non-destructive inspection of composites using step heating thermography", *J. of Composite Materials*, Vol. 42, No 13, pp. 1337-1357, 2008b.
- [6] Krapez, J.C., Balageas, D., "Early detection of thermal contrast in pulsed stimulated infrared thermography", *Proc. Conf. QIRT 94*, Ed. Europ. Thermique et Industrie, 260-266, 1994a.
QIRT Open Archives: <http://qirt.gel.ulaval.ca/dynamique/index.php?idD=50>, paper QIRT 1994-039.
- [7] Krapez, J.-C., Balageas, D., Déom, A., Lepoutre, F., "Early detection by stimulated infrared thermography. Comparison with ultrasonics and holo/shearography", *Advances in Signal Processing for Nondestructive Evaluation of Materials, NATO ASI Series E*, vol. 262, edit. X.P.V. Maldague, Kluwer Acad. Publ., pp. 303-321, 1994b.
- [8] Krapez, J.-C., Lepoutre, F., Balageas, D., "Early detection of thermal contrast in pulsed stimulated thermography", *J. de Physique IV*, 4 (C7), pp. 47-50, July 1994 (1994c).
- [9] Degiovanni A., "Identification de la diffusivité thermique par l'utilisation des moments temporels partiels", *High Temp. - High Press.*, Vol. 17, pp. 683-689, 1985 (in French).
- [10] Balageas D.L., "Defense and illustration of time-resolved thermography for NDE", *Thermosense XXXIII, Proc. SPIE, Vol 8013*, pp. 8013V-1 – 8013V-20, 2011a.
Revised version at: <http://publications.onera.fr/exl-php/cadcgcp.php>, TP 2011-339.
- [11] Balageas D., "In search of early time – An original approach in the thermographic identification of thermophysical properties and defects", *11th Int. Workshop on Advanced Technology and Applications (AITA 2011)*, L'Aquila (Italy), 7-9 Sept. 2011b.
Post-conference version at: http://publications.onera.fr/exl-doc/DOC398304_s1.pdf
- [12] Balageas D., "Defense and illustration of time-resolved pulsed thermography for NDE", accepted for publication in *QIRT Journal*, Vol. 9, N° 1, 2012.
- [13] Maillet D., André S., Batsale J.-C., Degiovanni A., Moyne C., *Thermal quadrupoles: Solving the heat equation through integral transforms*, Wiley, London, 2000

Thermographie infrarouge stimulée : Une aide quantitative à la restauration de peintures murales du patrimoine

J.L. Bodnar*, J.L. Nicolas, K. Mouhoubi* et V. Detalle**

* GRESPI/ ECATHERM, UFR Sciences Exactes et Naturelles, BP 1039, 51687 Reims cedex 02

** Laboratoire de Recherche des Monuments Historiques, 29 avenue du Paris, 77420 Champs sur Marne

(Auteur correspondant : jl.bodnar@univ-reims.fr)

Résumé

L'objectif de ce travail vise à approcher les possibilités de la thermographie infrarouge stimulée en matière de caractérisation dimensionnelle de défauts situés dans des peintures murales. Dans ce but, nous proposons de procéder en deux étapes. Tout d'abord, nous effectuons, in situ, une mesure de diffusivité thermique longitudinale, par analyse photothermique ponctuelle. Ensuite, nous procédons à la caractérisation de la profondeur à laquelle se situe le défaut étudié, à l'aide d'une analyse photothermique étendue et d'une confrontation théorie / expérience. Dans cet article, nous présentons ces deux techniques de mesures et montrons que l'approche permet une bonne approximation de la profondeur à laquelle se situe une inclusion de plastazote dans une copie partielle du Saint Christophe de la collection Campana du Louvre.

Nomenclature

| | |
|-----------------------------------------|---------------------------------------------|
| a : Diffusivité thermique, m^2/s | R : Rayon d'excitation, m |
| c : Capacité calorifique, J/Kg K | t : Temps, s |
| $C_{1,2}$: Constante intégration | T : Température, K |
| e : Constante de Nejer | T_{ext} : Température extérieure, K |
| F : Transformée de Fourier | T_{max} : Température maximale, K |
| H : Fonction de Bessel | z : Coordonnée spatiale, m |
| i : Indice complexe | δ : Fonction delta de Dirac |
| J : Fonction de Bessel | λ : Conductivité thermique, W/m K |
| L : Epaisseur, m | ω : Pulsation, rad / s |
| Q : Densité d'énergie, J/m ² | ρ : Masse volumique, kg/m ³ |
| r : Coordonnée spatiale, m | σ : Variable de Hankel |

1. Introduction

Les décollements et les poches d'air à l'intérieur des enduits sont des altérations très fréquentes dans les peintures murales *in situ*. La technique traditionnelle utilisée par le restaurateur pour détecter les décollements est le sondage acoustique. Cette méthode ne demande aucun équipement particulier et reste simple à mettre en œuvre. Cependant cette méthode reste toujours subjective et limitée dans les informations qu'elle fournit. La profondeur de la poche, son épaisseur ou encore l'état de cohésion du mortier, pas vraiment accessibles par analyse acoustique, sont autant d'informations utiles qui permettraient au restaurateur non seulement de mieux évaluer la fragilité réelle de la peinture, mais aussi de mettre en œuvre des moyens plus adaptés pour la consolidation. Par ailleurs, le sondage acoustique nécessite un contact physique énergique et prolongé avec la surface qui peut être dangereux si la peinture est pulvérulente ou fragilisée par des soulèvements. L'enduit, lui-même, s'il est très fin, peut s'effondrer facilement si l'action manque de délicatesse. Enfin, il faut noter également que, dans les cas de décorations murales très étendues, couvrant souvent l'ensemble des murs d'un édifice, l'examen acoustique s'avère très laborieux et très lent à mettre en œuvre.

La thermographie infrarouge stimulée a déjà été mise en œuvre pour détecter et caractériser des défauts (délaminages, fissures, inclusions, ...) dans différents types de matériaux. Elle nous a alors semblé pouvoir être d'un emploi possible dans le domaine de la restauration d'œuvres d'art et ce de façon complémentaire à l'analyse acoustique. En effet, la méthode infrarouge est rapide, sans contact, objective et permet l'analyse de surfaces étendues [1-4].

Dans le travail que nous présentons ici, ce sont donc les aptitudes de cette méthode en matière d'aide à la restauration du patrimoine que nous étudions. Dans ce cadre, nous nous sommes focalisés sur les possibilités de la méthode à fournir des informations sur la profondeur à laquelle se situe le défaut. Pour aboutir à cette mesure de profondeur, nous proposons de mettre en œuvre une analyse photothermique pulsée associée à un ajustement théorie / expérience. Pour alimenter le modèle théorique d'ajustement, il est nécessaire de connaître la diffusivité thermique réelle de l'œuvre d'art étudiée. Dans notre cas, nous avons choisi de mettre en œuvre une méthode de mesure in situ et dans le plan, de ce paramètre thermophysique. Le protocole de mesure retenue consiste d'abord à procéder à une mesure locale et in situ du paramètre diffusivité thermique. Il consiste ensuite en la détermination de la profondeur recherchée par analyse photothermique flash. Ce sont les principes de ces techniques de mesures et les résultats expérimentaux obtenus que nous présentons maintenant.

Nous présentons d'abord le principe de mesure in situ et dans le plan de diffusivité longitudinale retenue pour l'étude.

Nous présentons ensuite, l'étude et les mesures de diffusivité obtenues lors de l'analyse d'une peinture murale spécialement réalisée par une restauratrice professionnelle pour l'étude.

Nous présentons dans une troisième étape, le modèle thermique conduisant à la mesure de la profondeur du défaut, retenu pour l'étude.

Nous montrons enfin, lors de l'analyse quantitative de l'une des inclusions de plastazote présente dans la fresque étudiée, que la méthode photothermique permet une bonne approximation de la profondeur à laquelle se situe le défaut.

2. Le modèle de mesure de diffusivité longitudinale développé pour l'étude

Le principe du modèle de mesure de diffusivité longitudinale développé pour l'étude est le suivant : Un échantillon est soumis sur sa face avant à une excitation laser, temporellement proche d'une fonction delta de Dirac $\delta(t)$ et de forme gaussienne spatialement. On mesure ensuite le champ de température face avant à l'aide d'une camera de thermographie infrarouge. A partir de l'évolution temporelle de ce champ de température, nous remontons, à l'aide d'un post-traitement mathématique, présenté initialement par F. Cernuschi et al [5] à la valeur de la diffusivité thermique du matériau. Examinons en détails ce post-traitement mathématique sur lequel est basée cette technique de mesure.

Soit une plaque d'épaisseur L et semi infinie radialement. Soit une perturbation thermique très brève (Fonction delta de Dirac temporelle $\delta(t)$), et de forme gaussienne spatialement. Cette excitation est appliquée à $t = 0$ au centre de la plaque précédente. Soit R , le rayon de la tache d'excitation (mesurée à Q_{\max}/e^2). Soit λ , ρ , c et a , respectivement, la conductivité thermique, la masse volumique, la capacité calorifique et la diffusivité thermique du matériau constitutif de la plaque étudiée. L'échantillon est initialement en équilibre thermique avec son environnement. Enfin, le modèle néglige les échanges convecto - radiatifs entre l'échantillon étudié et l'environnement. La traduction mathématique de ces hypothèses conduit au système différentiel suivant :

$$\Delta T(r, z, t) = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} \quad (1)$$

| | |
|--------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| En $z = 0$: | $-\lambda \frac{\partial T(r, z = 0, t)}{\partial z} = \frac{2Q}{\pi R^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{R^2}\right) \delta(t)$ |
| En $z = L$: | $-\lambda \frac{\partial T(r, z = L, t)}{\partial z} = 0$ |
| A $t = 0$: | $T = T_{ext}$ |

Pour résoudre ce système différentiel, nous avons choisi de mettre en œuvre deux transformations intégrales ; d'une part une transformation de Hankel d'ordre 0 sur l'axe r et d'autre part, une transformation de Fourier en temps :

$$H_0 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right) \right] = -\sigma^2 \int_0^\infty r \cdot J_0(\sigma \cdot r) T(r, z, t) \cdot dr \quad (2)$$

$$F\left(\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t}\right) = \frac{i \cdot \omega}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T(r, z, t) \cdot \exp(-i \cdot \omega \cdot t) dt \quad (3)$$

En prenant en compte ces transformées intégrales, l'équation aux dérivées partielles devient alors :

$$\frac{\partial^2 T(\sigma, z, \omega)}{\partial z^2} - \left(\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}\right) T(\sigma, z, \omega) = 0 \quad (4)$$

La solution de cette équation aux dérivées partielles dans l'espace transformé s'écrit dès lors :

$$T(\sigma, z, \omega) = C_1 \cdot \exp\left(\sqrt{\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}} z\right) + C_2 \cdot \exp\left(-\sqrt{\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}} z\right) \quad (5)$$

En appliquant maintenant les transformations intégrales aux conditions aux limites, nous obtenons, dans l'espace transformé, les expressions des constantes d'intégration suivantes :

$$C_1 = \frac{Q}{2\pi} \frac{\exp\left(-\frac{\sigma^2 R^2}{8}\right)}{\lambda \cdot \sqrt{\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}} \cdot [\exp(2\sqrt{\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}} \cdot L) - 1]} \quad (6)$$

$$C_2 = \exp\left(2\sqrt{\sigma^2 + \frac{i \cdot \omega}{a}} \cdot L\right) \cdot C_1 \quad (7)$$

D'où après introduction des expressions de C_1 et de C_2 et simplification, l'expression de la température recherchée dans l'espace transformé :

$$T(\sigma, z, \omega) = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{\exp\left(\frac{-\sigma^2 R^2}{8}\right) \operatorname{ch}\left[(z-L)\sqrt{\sigma^2 + \frac{i\omega}{a}}\right]}{\sqrt{\sigma^2 + \frac{i\omega}{a}} \operatorname{sh}\left(L\sqrt{\sigma^2 + \frac{i\omega}{a}}\right)} \quad (8)$$

En inversant les transformations intégrales et après simplification, nous obtenons l'expression de l'évolution temporelle de la température de surface de l'échantillon analysé :

$$T(r, 0, t) = \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2 + 8at} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{R^2 + 8at}\right) \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \exp\left\{-\frac{[(n-1)L]^2}{at}\right\} \quad (9)$$

En nous plaçant maintenant dans un cas d'étude proche de nos conditions expérimentales; c'est-à-dire pour l'étude d'une plaque de plâtre de 1 cm d'épaisseur, de $5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ de diffusivité thermique et pour des bornes de calculs égales à -10000 et à $+10000$, la série intervenant dans l'expression précédente (9) est proche de 1 pendant au moins 50 s (pour une épaisseur de plaque supérieure, la valeur de la série serait proche de 1 pendant un temps plus long encore) ; soit pendant une durée bien supérieure à la durée d'une analyse complète. Par conséquent, il est possible de négliger ce terme dans l'expression de la variation de la température en face avant de l'échantillon étudié. Nous obtenons alors :

$$T(r, 0, t) \approx \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2 + 8at} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{R^2 + 8at}\right) \quad (10)$$

Cette nouvelle expression montre ensuite, que la valeur maximale de température est obtenue au centre de la Gaussienne, c'est-à-dire en $r = 0$:

$$T_{\max}(0, 0, t) \approx \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2 + 8at} \quad (11)$$

L'expression de la variation de la température en face avant de l'échantillon étudié peut donc s'écrire :

$$T(r, 0, t) \approx T_{\max}(0, 0, t) \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{R^2 + 8at}\right) \quad (12)$$

On voit alors aisément que pour :

$$T(r, 0, t) = T_{\max}(0, 0, t) / e^2 \quad (13)$$

On a :

$$r^2 = R^2 + 8at \quad (14)$$

La diffusivité thermique recherchée peut donc être déterminée simplement à partir de la pente de l'évolution temporelle du rayon de la tache thermique (mesurée à T_{\max} / e^2), engendrée par l'excitation laser.

3. Mesure de la diffusivité thermique du mélange chaux/plâtre constituant la réplique partielle du Saint Christophe étudiée

L'échantillon que nous avons étudié dans cette étude est une fresque académique, réplique partielle du Saint Christophe de la collection Campana du Louvre. Cette peinture murale a été fabriquée par Gabriela Szatanik, restauratrice professionnelle. Elle est réalisée dans un mélange de chaux et de plâtre recouvert de la couche picturale, le tout déposé sur un substrat en plâtre. Afin de pouvoir tester les possibilités de la méthode photothermique en matière de caractérisation dimensionnelle de défauts, Gabriela Szatanik a inclus, lors de la réalisation, 5 blocs de plastazote situés à des profondeurs différentes (figure 1)



Figure 1 : la fresque étudiée, la position des inclusions de plastazote et la zone étudiée lors de la mesure de diffusivité thermique

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous avons, dans un premier temps, cherché à mesurer la diffusivité thermique du mélange chaux/plâtre constituant cette fresque. Nous avons procédé comme décrit précédemment. Nous avons d'abord éclairé l'œuvre d'art à l'aide d'un flash laser. Nous avons ensuite observé la réponse photothermique à l'aide d'une caméra de thermographie infrarouge équipée d'un objectif macro. Les réglages expérimentaux sont : Une distance échantillon caméra de 7,5 cm, une distance laser échantillon de 10 cm, une puissance laser de 2 watts délivrée pendant 1s, une fréquence d'analyse infrarouge de 50 Hz et enfin une analyse au niveau de l'œil gauche (zone saine) de l'enfant Jésus (figure 1). Sur la figure 2, nous présentons d'abord quatre images thermographiques représentatives de l'évolution temporelle de la signature thermique de la tache laser. On remarque bien que cette dernière devient plus étendue et moins intense au fur et à mesure que le temps s'écoule.

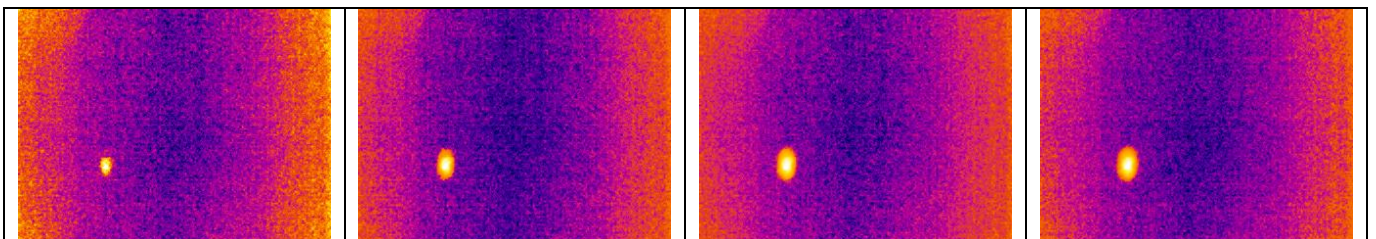


Figure 2 : Evolution de la signature infrarouge de l'échauffement laser avec le temps

Pour aboutir, à une mesure de diffusivité longitudinale, nous avons d'abord étalonné spatialement notre dispositif expérimental. Pour cela, nous avons placé une cale étalon en surface de l'objet étudié et déduit, de l'image infrarouge obtenue, une dimension spatiale du pixel égale à

294 μm . Nous avons ensuite relevé, image par image la valeur du rayon caractéristique de la tache laser, mesurée à signal maximum / e^2 . Sur la figure 3, nous le résultat obtenu. Elle fait apparaître, comme le prévoyait la théorie, une droite de pente positive. Elle est égale, dans le cas présent à $4,078 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

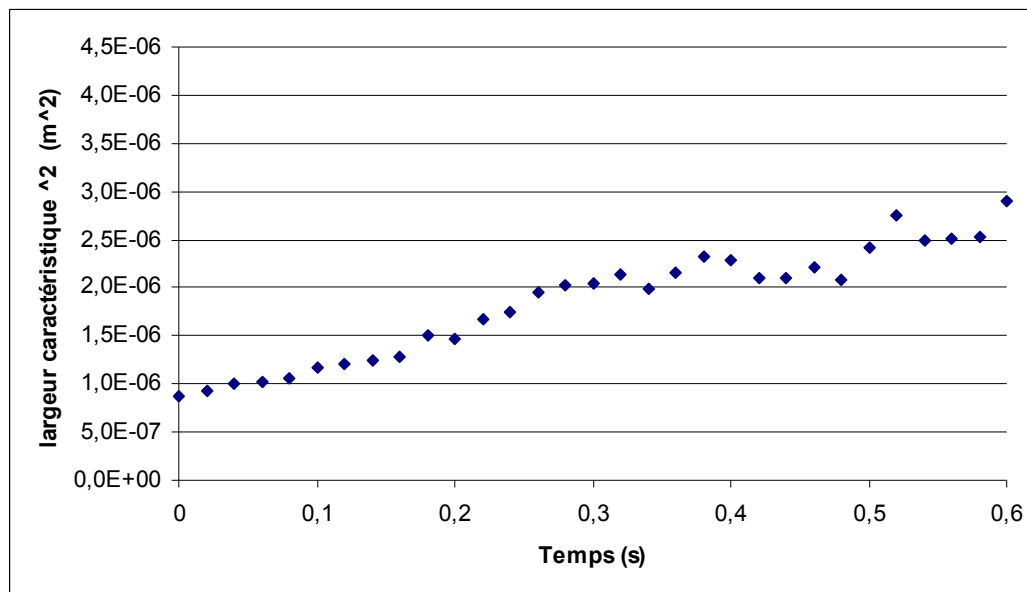


Figure 3 : Estimation de la diffusivité thermique, œil gauche

La formule 14, nous a enfin permis de déterminer la valeur longitudinale de la diffusivité thermique de l'échantillon de plâtre analysé. Nous trouvons alors, une valeur moyenne égale à $5,09 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. C'est donc cette valeur, supposée homogène, que nous prendrons en compte dans la suite de notre étude pour aboutir à la caractérisation dimensionnelle du défaut.

4. Le modèle thermique développé pour aboutir à la mesure de la profondeur du défaut

Comme nous l'avons indiqué en introduction, nous souhaitons dans une seconde étape, tirer la profondeur recherchée à partir d'une analyse photothermique pulsée étendue de l'œuvre d'art analysée associée à un ajustement théorie / expérience. En toute rigueur l'étude d'une inclusion située dans un matériau devrait conduire à la mise en place d'un modèle tri couche, la couche intermédiaire représentant le défaut. Toutefois dans le cas d'un déplacement situé dans une peinture murale, l'épaisseur de ce défaut interne peut être de plusieurs millimètres d'air. Cela constitue, d'un point de vue thermique une barrière thermique relativement importante. L'essentiel des phénomènes thermiques mis en œuvre au cours de l'analyse photothermique se cantonnent par conséquent dans la couche de matériau situé entre la face avant et le défaut. Comme ce choix a aussi, pour avantage sa simplicité de mise en œuvre, c'est donc à une simulation monocouche de l'expérience photothermique étendue que nous avons fait appel pour aboutir à la caractérisation de l'inclusion étudiée. Le modèle mis en place pour l'étude, considère alors, un échantillon monodimensionnel, homogène et isotrope, soumis à des pertes convecto- radiatives sur ses faces avant et arrière est éclairé sur toute sa surface, par un Dirac de flux. La méthode de résolution de l'équation de la chaleur mise en œuvre est la méthode des quadripôles thermiques [6]. Cette dernière conduit classiquement à la transformée de Laplace de la température en face avant, donnée par l'équation suivante :

$$\theta_0(p) = \frac{Q(\text{Cosh}\left(e\sqrt{\frac{p}{a}}\right) + hS\frac{\text{Sinh}\left(e\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{\lambda S\sqrt{\frac{p}{a}}})}{\lambda S\sqrt{\frac{p}{a}}\text{Sinh}\left(e\sqrt{\frac{p}{a}}\right) + 2hS\text{Cosh}\left(e\sqrt{\frac{p}{a}}\right) + (hS)^2\frac{\text{Sinh}\left(e\sqrt{\frac{p}{a}}\right)}{\lambda S\sqrt{\frac{p}{a}}}} \quad (6)$$

Enfin, pour retourner dans l'espace temporel, nous avons utilisé la méthode d'inversion numérique de Stefest.

5. Mesure de la profondeur à laquelle se situe le défaut D de la fresque étudiée

Afin d'approcher les possibilités de la méthode photothermique en matière de caractérisation dimensionnelle de défaut, nous avons cherché à mesurer la profondeur à laquelle se situe le défaut D (figure 2) présent dans la copie partielle du Saint Christophe. Cette inclusion de plastazote est située par construction à une profondeur d'environ 3 mm. Nous avons d'abord analysé, à l'aide du système SAMMTHIR [2], cette fresque par analyse photothermique pulsée étendue. Les conditions expérimentales retenues sont une durée d'éclairage de 10 secondes et une puissance excitatrice mise en œuvre de 2*500 watts. A partir du film thermographique obtenu, nous avons ensuite extrait, à l'aplomb du défaut, un profil temporel de température. Nous avons alors procédé à un ajustement théorie/expérience, de ce profil en prenant en compte une diffusivité thermique de $5,09.10^{-7}m^2s^{-1}$, c'est-à-dire la valeur mesurée précédemment. Un exemple d'ajustement théorie / expérience est présenté sur la Figure 4. Il montre que c'est pour une profondeur estimée de 2,94 mm que les courbes théoriques et expérimentales sont les plus proches. Cette valeur est très proche de la valeur de référence de 3 mm, ce qui montre la faisabilité de la méthode.

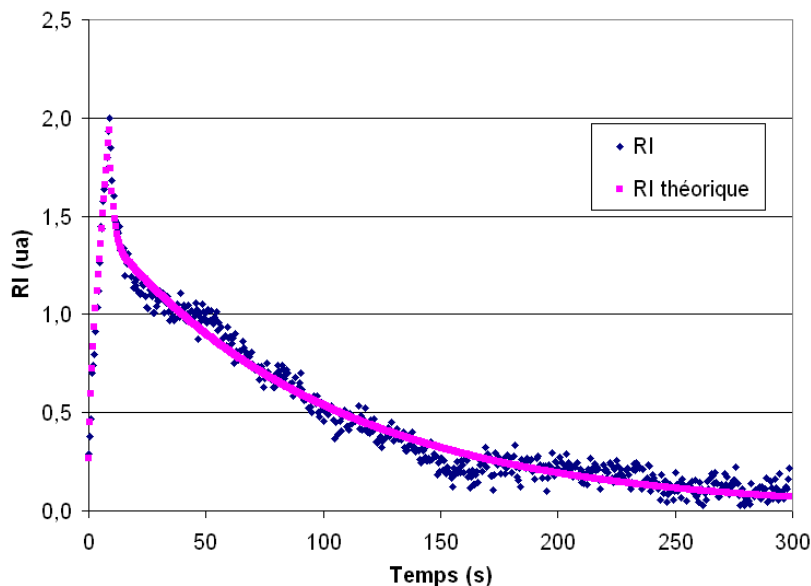


Figure 4 : Ajustement théorie expérience

6. Conclusion

Dans ce travail, nous avons approché les possibilités de la thermographie infrarouge stimulée en matière de mesure de profondeur de défaut situé dans des œuvres d'art. Nous avons d'abord présenté la méthodologie proposée. Celle-ci se décompose en deux étapes : Elle consiste d'une part en une mesure in situ et localisée, du paramètre diffusivité thermique longitudinale de l'œuvre d'art analysée. Elle consiste d'autre part, en une mesure de profondeur à partir d'une analyse photothermique pulsée et étendue de cette même œuvre d'art, associée à un ajustement théorie / expérience. Nous avons ensuite présenté le principe de mesure de la diffusivité longitudinale mis en œuvre pour l'étude. Nous avons présenté dans une troisième étape, les conditions expérimentales et les résultats obtenus lors de l'analyse d'une copie partielle du Saint Christophe de la collection Campana du Louvre. Nous avons présenté, dans une quatrième étape, l'approche retenue et le modèle thermique mis en œuvre conduisant à la mesure de la profondeur du défaut. Nous avons enfin montré que le protocole de mesure suivi conduit à une bonne approximation de la profondeur à laquelle se situe une inclusion de plastazote dans l'œuvre d'art étudiée. Ces résultats sont encourageants. Ils demandent maintenant à être confirmés puis généralisés lors d'analyses in situ. Des études allant dans ce sens sont en cours.

Références bibliographiques

- [1] G. Szatanik, Etude et restauration d'une peinture murale représentant Saint Christophe (collection Campana, Louvre). Essai d'application de la thermographie infrarouge stimulée pour l'examen du support. Institut national du patrimoine, département des restaurateurs, 2004
- [2] Le Contrôle des matériaux par méthodes optiques infrarouge, Livre : Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie, Collectif d'auteurs, dirigé par Paul Smigielski, ISBN : 978-2-918241-00-3, code EAN : 9782918241003, Editeur : Société Française d'Optique, novembre 2009, pp 232-296
- [3] J.C. Candoré, G. Szatanik, J.L Bodnar, V. Detalle, P. Grossel : Infra-red photothermal thermography: A tool of assistance for the restoration of murals paintings? Proc QIRT2006, Padoue.
- [4] Jean Charles Candoré, J.L Bodnar, Vincent Detalle, Philippe Grossel: Non destructive testing in situ, of works of art by stimulated infra-red thermography, Journal of physics conferences series Journal of physics conferences series, 214, (2010) 012068
- [5] F. Cernuschi, A. Russo, L. Lorenzoni and A. Figari, in plane thermal diffusivity evaluation by infrared thermography, review of scientific instruments, vol 72, n°10, oct 2001
- [6] D. Maillet et al., Thermal Quadrupoles – Solving the Heat Equation through Integral Transforms, John Willey & Sons, Chichester, 2000.

Résumé SFT 2012

Réalisation d'un capteur de flux de chaleur adapté à la mesure in-situ des propriétés thermiques des élastomères.

Zied CHEHEB^{a*}, Pierre MOUSSEAU^a, Alain SARDA^a, Yannick MADEC^a, Christophe PLOT^b.

^{a)} ERT OPERP 1086 – GEPEA – 2 avenue du Professeur Jean Rouxel, 44475 Carquefou

^{b)} IUT de Nantes 2 avenue du Professeur Jean Rouxel, 44475 Carquefou.

*(auteur correspondant : zied.cheheb@univ-nantes.fr)

Résumé : Nous présentons dans ce travail la conception et la réalisation d'un capteur de flux thermique, à base de pont de résistances, adapté à l'utilisation dans les conditions de la mise en œuvre des élastomères. Nous présentons son principe de fonctionnement, nous établissons les relations qui pilotent son comportement et nous détaillons les étapes de sa conception et de sa réalisation.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à l'étude et l'exploitation de la réponse du capteur utilisé dans un moule d'injection pour la mesure de la conductivité thermique d'un caoutchouc naturel.

1. Introduction

L'identification des propriétés thermiques des élastomères est de première importance pour modéliser et optimiser la mise en forme de ces matériaux. La mesure de ces propriétés par les méthodes classiques (conductivimètres, calorimètres différentiels DSC...) prend mal en compte les effets des conditions de mise en œuvre sur leur évolution. La mesure de ces propriétés lors d'un procédé de moulage fidèle au procédé industriel représente une alternative intéressante. Les mesures peuvent se faire en régime thermique stationnaire ou en régime transitoire et dans les deux cas, la mesure des flux thermiques mis en jeux est indispensable.

Plusieurs techniques de mesure de flux thermiques sont présentées dans la littérature et de nombreux capteurs de flux sont développés et commercialisés [1-6]. Cependant, les capteurs commercialisés ne sont pas adaptés à notre application : risque d'écrasement dans le cas des capteurs à gradient de température (réalisés généralement dans une plaque de polymère), encombrement et faible sensibilité pour les capteurs réalisés dans des blocs métalliques.

Dans ce travail nous présentons la conception, la réalisation et le test d'un capteur de flux, basé sur un pont de résistances électriques, utilisé pour la mesure des propriétés thermiques des élastomères lors de la mise en œuvre. Le capteur développé doit résister aux conditions de mise en œuvre en température et en pression, être assez sensible pour détecter de faibles flux de chaleur (quelques dizaines de W/m^2), avoir un encombrement minimal et ne pas perturber le transfert de chaleur lors de la cuisson de l'élastomère

2. Principe de fonctionnement

2.1 Formulation électrique

Une des techniques adaptées à la mesure des faibles écarts de température est la mesure par pont de résistances électriques. Un capteur de flux thermique basé sur cette technique consiste en quatre résistances montées en pont de Wheatstone de part et d'autre d'une plaque support qui constitue le corps du capteur (Figure 1). Plusieurs configurations de connexion des résistances sont possibles, cependant une seule d'entre elles permet de réaliser un montage qui permet de mesurer l'écart de température entre les faces du capteur suite au passage du flux, cette configuration de montage est présentée sur la Figure 2.

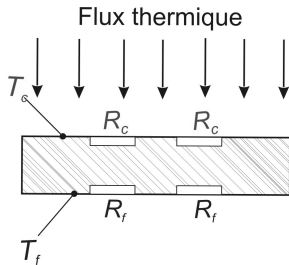


Figure 1 : Principe du capteur de flux

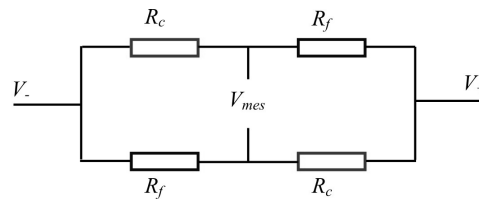


Figure 2 : Montage du pont

La tension délivrée par le capteur est alors donnée par l'équation (1) :

$$V_{mes} = V \frac{R_c R_c - R_f R_f}{(R_c + R_f)(R_c + R_f)} \quad (1)$$

Où R_c et R_f sont respectivement les résistances sur la face chaude (face exposée au flux thermique) et les résistances sur la face froide (face opposée). Les résistances électriques des éléments sensibles sont fonction de la température (équation(2)) :

$$R_i = R_{i_0} (1 + \beta \Delta T) = R_{i_0} + \Delta R_i \quad (2)$$

β est le coefficient de température intrinsèque à la résistance et ΔT est l'élévation de température.

Un passage de flux thermique engendre l'élévation de la température des résistances se traduisant par une tension de déséquilibre non nulle proportionnelle à l'écart de température entre les faces du capteur (équation (3)).

$$\frac{V_{mes}}{V} = \frac{1}{4} \frac{\left(1 + \frac{\Delta R_c}{R}\right)^2 - \left(1 + \frac{\Delta R_f}{R}\right)^2}{\left(1 + \frac{\Delta R_c}{2R} + \frac{\Delta R_f}{2R}\right)^2} \quad (3)$$

Le pont de résistance peut être alimenté en tension constante ou en intensité constante. Cependant, L'alimentation du capteur en tension pose le problème de la variation de la sensibilité du capteur avec la température. Ceci ne permet pas d'utiliser le capteur dans notre application où différents niveaux de températures sont mis en jeux. En effet, dans le cas d'un pont formé de quatre résistances électriques $R_c = R_f = R$, la tension délivrée par le capteur est donnée par (équation(4))

$$V_{mes} = \frac{1}{2} R_0 \beta_0 I \Delta T \quad (4)$$

La tension délivrée par le capteur est alors indépendante de la température et n'est fonction que de l'élévation de température ΔT et du courant d'alimentation du pont.

2.2. Formulation thermique

En écrivant R_c et R_f en fonction des températures chaude et froide respectivement ($R_c = R_0 [1 + \beta(T_c - T_0)]$ et $R_f = R_0 [1 + \beta(T_f - T_0)]$), l'équation (1) peut s'écrire sous la forme suivante (équation)

$$V_{mes} = V \frac{\beta \left(\frac{e}{\lambda_m} Q \right)}{R_c + R_f} \tag{5}$$

$$R_0$$

Avec $\frac{\lambda_m}{e} (T_f - T_c) = Q$, λ_m étant la conductivité thermique du corps du capteur de flux et e l'épaisseur du capteur..

Si de plus, l'écart de température entre les faces du capteur est faible (ce qui est vrai dans le cas d'un capteur réalisé dans une plaque métallique de faible épaisseur et de conductivité élevée), le flux thermique traversant le capteur est donné par l'équation (6):

$$Q = \frac{V_{mes}}{V} \frac{\lambda_m}{e} \frac{2}{\beta} \tag{6}$$

La relation (6) montre la linéarité entre la densité de flux et la tension mesurée.

2.3 Elément sensible

Nous avons choisi d'utiliser des éléments sensibles commerciaux qui permettent une plus grande souplesse d'utilisation. Les résistances utilisées sont des micro-éléments chauffants d'une résistance électrique de $6,8\Omega$ à 0°C , constitués d'une couche d'alumine (Al_2O_3) d'épaisseur 0,15 mm sur laquelle est déposé un circuit résistif en platine d'épaisseur moyenne 0.05 mm (Figure 3). Les pattes de connexion sont en platine de diamètre 0,1 mm. L'alumine est caractérisée par une conductivité thermique proche de celle de l'acier ($26 - 35 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). Ces éléments chauffant sont commercialisés par la société HERAEUS (le modèle Pt 6,8 M 1020). Le coefficient de température annoncé par le constructeur est de $3,85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Nous avons vérifié la linéarité des éléments sensibles en mesurant la variation de la résistance électrique e fonction de la température d'une résistance placée dans un four réglé thermiquement (Figure 4)

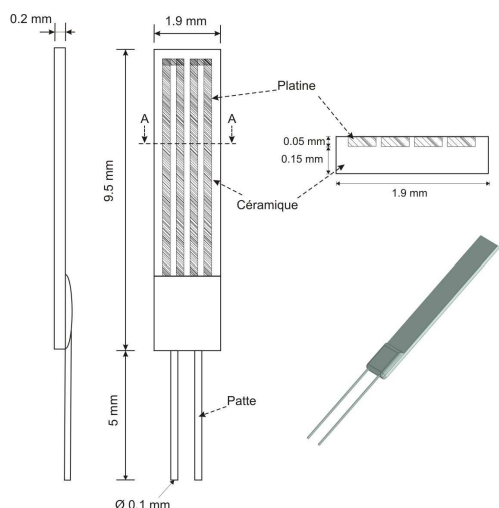


Figure 3 : Elément résistif

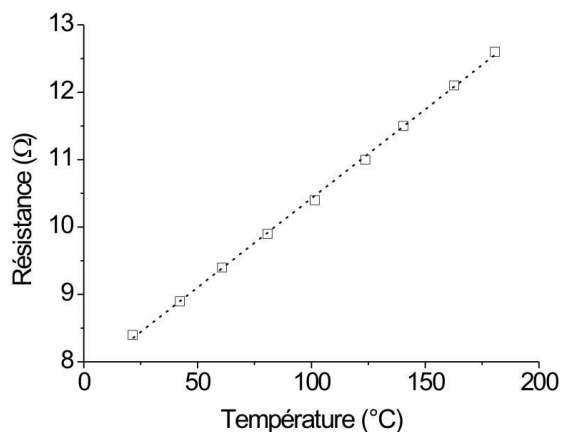


Figure 4 : Test de linéarité d'une résistance type Pt 6,8.

3. Dimensionnement

Le dimensionnement du capteur de flux est fait à l'aide d'un modèle 2D réalisé avec le logiciel de calcul par élément finis Comsol[®] Multiphysics. Les dimensions utilisées pour développer le modèle sont les dimensions réelles mesurées sur un élément résistif (Figure 5). Le dimensionnement thermique est fait dans les cas de transferts en régime permanent et en régime transitoire

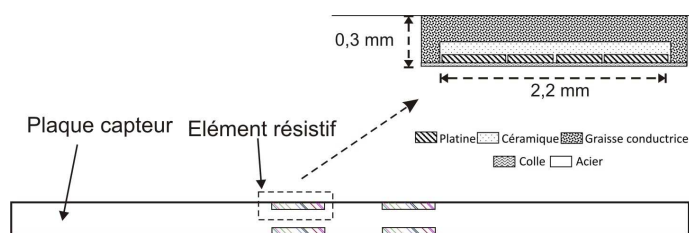


Figure 5. Dimensions utilisées pour la modélisation

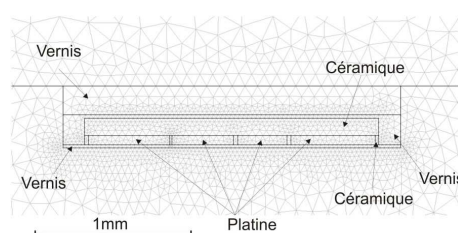


Figure 6. modèle Comsol 2D

3.1 Régime stationnaire

La mesure du flux thermique n'est pas directe, la réponse du capteur est fonction de l'écart de température mesuré par les éléments sensibles en platine entre les deux faces du corps du capteur. Dans le but d'étudier le comportement du capteur en régime stationnaire, nous étudions numériquement l'écart de température sur les faces du capteur et celui mesuré réellement par les éléments en platine. L'écart de température entre les faces du capteur est faible du au fait de la forte conductivité thermique de l'acier ($\lambda = 20,6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). La configuration d'étude est présentée sur la Figure 7.

Il est de 0,049 K et celui indiqué par les éléments sensibles est de 0,05 K (Figure 8). La différence entre les deux gradients de température ne dépasse pas 2 %. Comme le flux est le résultat direct de la mesure de l'écart de température, l'erreur sur la mesure du flux engendrée par l'installation des éléments résistifs est donc du même ordre de grandeur

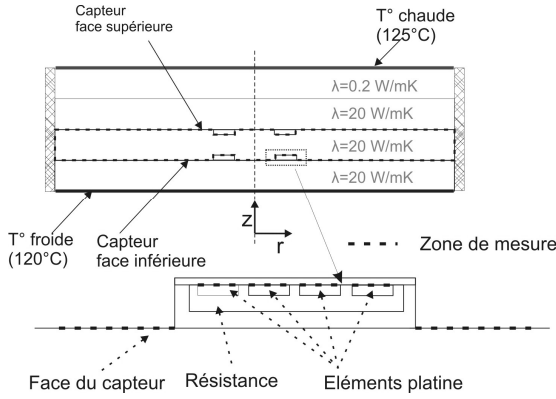


Figure 7. configuration de test en régime stationnaire

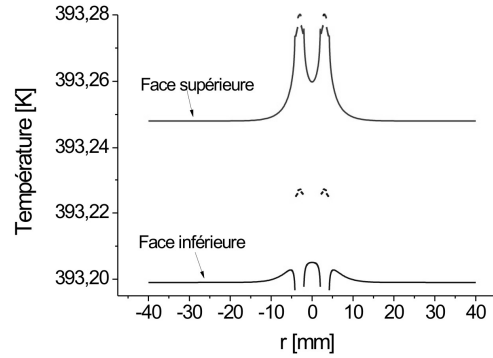


Figure 8. températures sur les deux faces du capteur

3.2 Régime transitoire

La Figure 10 présente une comparaison entre les flux thermiques sur les faces du capteur et ceux sur les éléments platine à une impulsion thermique d'une durée de 20 s. la configuration utilisée pour les calculs est présentée sur la Figure 9. Le flux thermique traversant le capteur est calculé à partir de l'écart de température sur les deux faces de la plaque capteur, ce flux est appelé « Flux plaque capteur ». De même, le flux thermique qui serait mesuré par les éléments résistifs est calculé à partir de l'écart de température entre les éléments résistifs platine, ce flux est appelé « Flux résistance ». La différence entre les deux flux est notée « $\Delta Flux$ ».

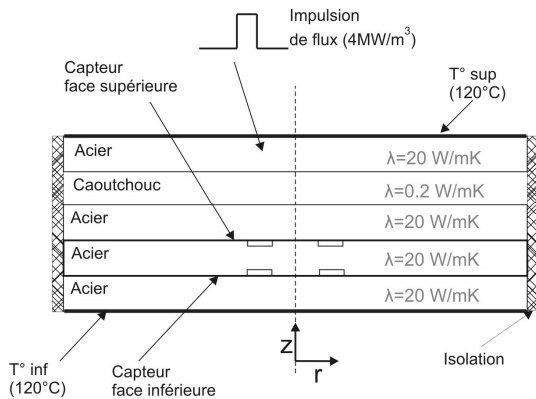


Figure 9. configuration de test en régime transitoire

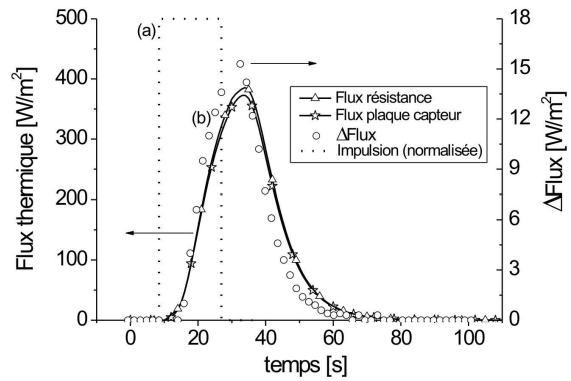


Figure 10. Comparaison entre le flux traversant le capteur et le flux qui serait mesuré par les éléments résistifs

L'impulsion de flux thermique utilisée dans les simulations pour l'étude de la réponse transitoire du capteur de flux est de $40 \cdot 10^6 \text{ W/m}^3$ pour une durée de 20 s. L'écart maximal entre le flux traversant la plaque et le flux mesuré par les éléments résistifs est $\Delta Flux = 15,3 \text{ W/m}^2$, soit une erreur maximale de mesure de 4,08 %. Cette différence est essentiellement due aux matériaux mis en jeu lors de la réalisation du capteur et qui ont une conductivité thermique inférieure à celle du corps du capteur en acier et une capacité calorifique supérieure, soit une diffusivité thermique moindre.

4. Réalisation

Le corps du capteur est réalisé dans une plaque d'acier dur d'épaisseur 2mm pour un diamètre de 80mm. La conductivité thermique de la plaque mesurée par un système Hot Disk TPS 2500 est $\lambda_m = 20,6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Les emplacements des éléments ((A)Figure 11) résistifs sont réalisés par électroérosion à enfonçage. Les éléments résistifs sont maintenus dans leurs emplacements par un vernis haute température qui permet aussi de les isoler électriquement par rapport au corps du capteur.

Le capteur est doté de 6 thermocouples type K de diamètre 50 μm logés dans des rainures de 0,3 mm de profondeur ((F)Figure 11).

Le capteur est placé dans un moule instrumenté destiné à la mesure des propriétés thermiques des élastomères lors de leurs mise en œuvre [8]

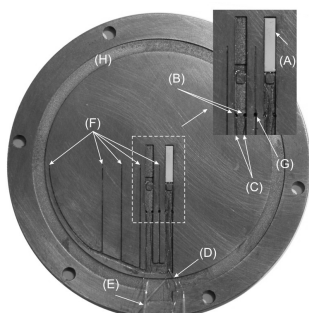


Figure 11. Capteur de flux réalisé (face 1)



Figure 12. Capteur de flux réalisé (face 2)

5. Etalonnage

Les relations mathématiques reliant la tension de déséquilibre du pont au flux thermique traversant le capteur sont difficiles à établir dans notre cas, dû à la méthode de réalisation du capteur qui ne permet pas de maîtriser les épaisseurs du vernis utilisé pour la fixation des résistances sur le corps du capteur. Nous avons donc opté pour un étalonnage du capteur dans sa configuration d'utilisation, en régime stationnaire et avec un flux thermique connu (Figure 13 et Figure 14). Le flux thermique est imposée par une résistance chauffante en couche mince d'épaisseur 0,2mm prise en sandwich entre deux couches de cuivre. L'ensemble mesure 2 mm d'épaisseur pour 68 mm de diamètre. La résistance est placée dans l'empreinte du moule et le contact thermique est assuré par deux couches de graisse thermique haute température à base de silicone. Une garde isolante en caoutchouc assure l'isolation thermique de la surface latérale de la résistance.

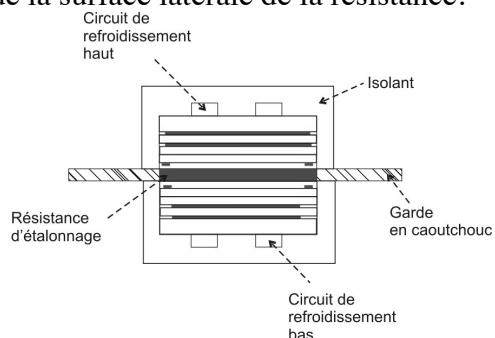


Figure 13. Configuration d'étalonnage

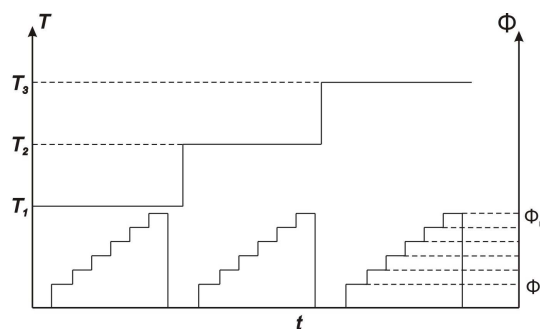


Figure 14. Principe de l'étalonnage

Afin de vérifier le comportement des capteurs vis-à-vis de la variation de température, l'étalonnage est fait sur plusieurs paliers de température. A chaque température, et après un

temps nécessaire à l'établissement du régime permanent, plusieurs niveaux de puissances de chauffage sont générés par la résistance d'étalonnage (Figure 14).

Les Figure 15 et Figure 16 présentent respectivement un exemple d'étalonnage d'un capteur de flux alimenté avec une tension imposée et d'un capteur de flux alimenté avec un courant constant. On remarque que, en accord avec la formulation théorique présentée précédemment, que la réponse du capteur alimenté en courant constant est indépendante de la température de fonctionnement, contrairement à la réponse du capteur alimenté en tension imposée.

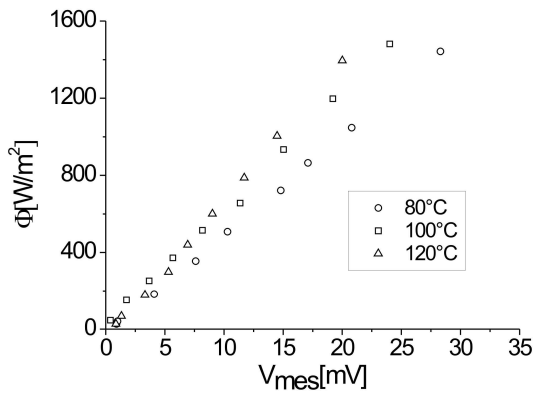


Figure 15. Exemple d'étalonnage d'un capteur alimenté en tension imposée

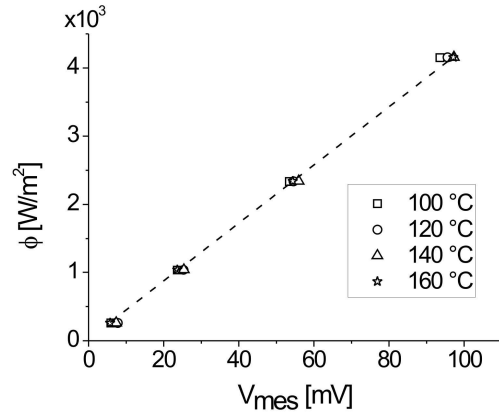


Figure 16. Exemple d'étalonnage d'un capteur alimenté en courant constant

6. Application : Mesure de la conductivité thermique d'un élastomère

Les mesures sont faites sur un échantillon de caoutchouc vulcanisé à base de caoutchouc naturel sous la forme d'un disque de 2 mm d'épaisseur et 120 mm de diamètre. L'échantillon est placé dans l'empreinte du moule et un écart de température est imposé entre ses deux faces (Figure 17). Les températures chaude et froide sont imposées respectivement par les systèmes de chauffage supérieur et inférieur du moule (Figure 17) [7]. Les températures sont mesurées sur les faces de l'échantillon (T_{sup} et T_{inf} Figure 17) et le flux thermique est mesuré sur la face arrière de l'échantillon (face opposée à la face soumise au flux thermique) (Figure 17). Un exemple de mesure de température et de flux thermique avec un écart de température de 5°C est présenté sur la Figure 18.

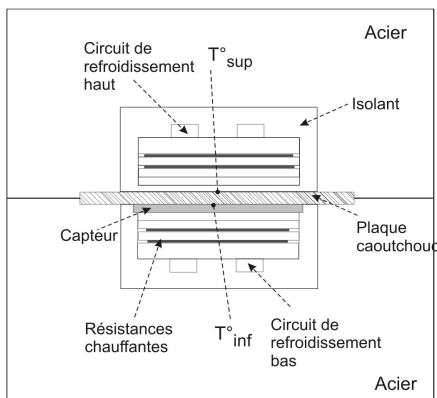


Figure 17. Configuration pour la mesure de la conductivité thermique

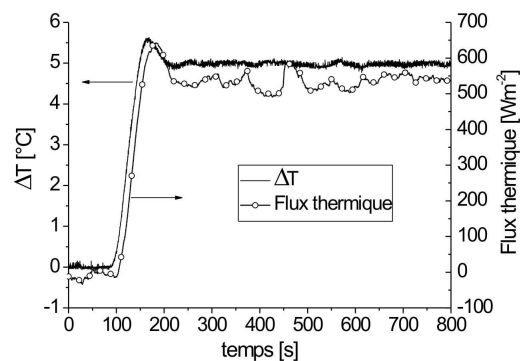


Figure 18. Ecart de température et flux thermique

Contrairement à la mesure de l'écart de température, le flux mesuré présente un bruit de mesure. En effet ce bruit est dû à la régulation thermique du moule. La Figure 19 présente le

signal délivré par le capteur de flux en l'absence de régulation thermique (signal à froid), on remarque que le bruit est de faible valeur.

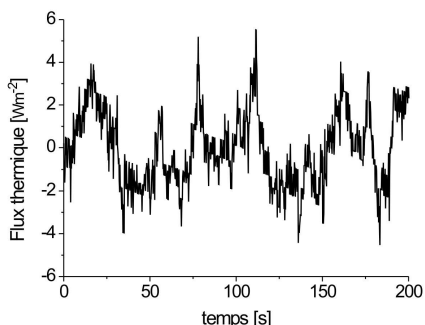


Figure 19. Bruit de mesure à froid

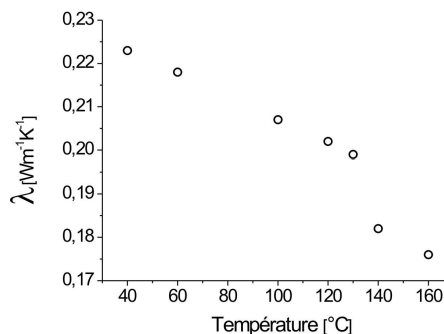


Figure 20. variation de la conductivité thermique en fonction de la température

La conductivité thermique est calculé par la loi de Fourier (équation (7)):

$$\lambda = \varphi \frac{e}{\Delta T} \quad (7)$$

L'évolution de la conductivité thermique de l'élastomère étudié est présentée sur la Figure 19. L'évolution mesurée est en accord avec les résultats bibliographiques [8, 9]. Les résultats montrent la finesse des mesures qui permettent de détecter des faibles variations de la conductivité thermique

5. Conclusion

Nous avons montré les différentes étapes de la conception et de la réalisation d'un capteur de flux original destiné à la mesure des propriétés thermophysiques des élastomères dans les conditions de mise en œuvre. Un exemple de mesure sur pièce a permis de mettre en évidence la grande sensibilité de ce capteur.

Références bibliographiques

- [1] Hager Jr N.E., Thin foil heat meter. Rev. Scient. Instrum, 1965. 36(11): p. 1564-1570
- [2] Godefroy J.C., et al., Thin film temperature heat fluxmeters. Thin Solid Films, 1990. 193/194: p. 924-934
- [3] Will H.A., Fabrication of thin film heat flux sensors. NASA Langley Measurement Technology Conference, 1992. 93N13667: p. 97-106.
- [4] George A.H. and Smalley J.L., An instrumented cylinder for the measurement of instantaneous local heat flux in high temperature fluidized beds. Int. J. Heat Mass Transfer, 1991. 34: p. 3025-3036
- [5] Quilliet S., Transfert thermiques à l'interface polymère-métal dans le procédé d'injection des thermoplastiques. Thèse, ISITEM, 1998, Université de Nantes.
- [6] <http://www.captec.fr>
- [7] Cheheb Z., Mousseau P., Sarda A., Deterre R., Madec Y. Mesure des propriétés thermiques des élastomères: Conception d'un appareil de mesure. Proceeding SFT 2011, Perpignan, France.
- [8] Hands D. and Horsfall F., The thermal diffusivity and conductivity of natural rubber compounds. Rubber Chemistry and Technology, 1977. 50: p. 253-265
- [9] Dashora P., A study of variation of thermal conductivity of elastomers with temperature. Physica Scripta, 1994 49: p. 611-614.

Estimation de l'évolution d'un front de fusion – application expérimentale au soudage TIG

Morgan DAL*, Philippe LE MASSON, Muriel CARIN

LIMATB, Université de Bretagne-Sud / UEB

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

*(auteur correspondant : morgan.dal@univ-ubs.fr)

Résumé - Le travail, présenté dans cet article, traite de l'estimation de l'avancée d'un front de fusion résultant de l'application statique d'un procédé de soudage TIG à un acier inoxydable 316L. Suite à une précédente étude, purement théorique validant la méthode, une application expérimentale est effectuée. L'estimation est basée sur la méthode de régularisation itérative dont les différentes composantes sont déterminées à partir de résolutions numériques réalisées sous COMSOL MULTIPHYSICS®.

Nomenclature

| | | | |
|-----------|-------------------------------------------------------|-----------------------|----------------------------------------------|
| c_p | Chaleur massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) | T | Température (K) |
| d | Direction de descente | w | Pas de descente |
| h | Coefficient d'échange convectif ($W.m^{-2}.K^{-1}$) | <i>Symboles Grecs</i> | |
| J | Fonctionnelle résiduelle | δT | Variation de la température (K) |
| k | Numéro d'itération | Ψ | Variable adjointe |
| n | Normale | λ | Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$) |
| $s(r,t)$ | Fonction à estimer (m) | ε | Emissivité |
| t_0 | Temps initial (s) | Ω | Domaine d'étude |
| t_{fin} | Temps final (s) | | |

1. Introduction

La maîtrise du soudage est aujourd'hui un domaine particulièrement étudié en raison du nombre de procédés et de leurs applications dans divers contextes industriels. Les enjeux relatifs à ces études concernent à la fois la détermination des paramètres opératoires, la réduction des défauts et le contrôle des contraintes et déformations résiduelles. Deux approches peuvent être rencontrées pour répondre à ces besoins. Premièrement, l'approche expérimentale demande de nombreux essais, coûteux en temps, en argent et en matière première. Deuxièmement, l'approche numérique, requiert une bonne connaissance de l'ensemble des phénomènes physiques interagissant lors de l'opération de soudage.

Dans le cadre de cet article, seule l'approche numérique est traitée et appliquée à un cas de soudage à l'arc TIG (Tungstène Inert Gas) statique. Notons que la vocation de ces deux types d'étude est la détermination des effets mécaniques. Cependant, l'obtention de ces effets dépend essentiellement du champ thermique dans la pièce à souder. Dans ce travail, nous cherchons à représenter le mieux possible le champ de température. Celui-ci peut être obtenu soit à partir d'une étude multiphysique soit à partir d'une étude avec une source équivalente. L'étude multiphysique (couplage entre les transferts thermiques, la mécanique des fluides, l'électromagnétisme, la métallurgie, etc.) nécessite d'importantes ressources informatiques et des durées de résolution particulièrement importantes. L'étude avec une source équivalente demande le développement d'une méthode inverse. Elle n'a pas pour objectif d'être prédictive mais de permettre, pour un cas de soudage donné, le calcul d'un certain nombre de paramètres

généralement liés à l'apport d'énergie, entraînant un champ thermique très proche de la réalité.

Le travail présenté dans cet article concerne uniquement une étude inverse et plus particulièrement une estimation de fonction. En effet, nous traitons un cas d'estimation de la forme d'un front de fusion à différents instants.

2. Contextes

2.1. Contexte général

Dans la présente étude, le procédé de soudage reste statique sur une durée de 20 s. Cette particularité permet d'utiliser une pièce à souder cylindrique (Figure 1) de 16 cm de diamètre pour 1 cm d'épaisseur, appelée « échantillon ».

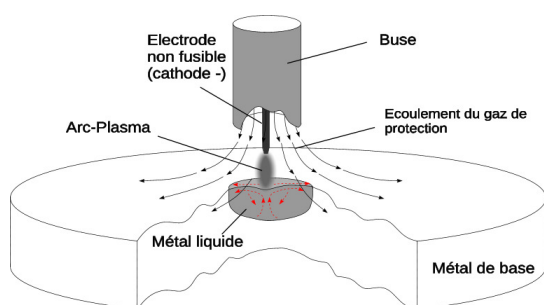


Figure 1: Schéma de principe du soudage statique

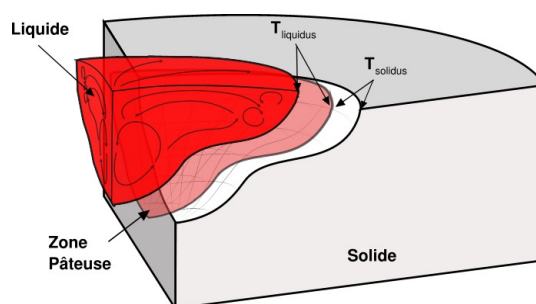


Figure 2 : Principe du retrait de la phase liquide

2.2. Contexte numérique

Les durées de résolution des études multiphysiques étant très longues et les phénomènes physiques mis en jeu étant complexes, notre analyse cherche à ne représenter que la phase solide [1][2]. Pour ce faire, il s'agit de « retirer » le volume occupé par la phase liquide au cours de sa création (Figure 2).

Le problème à traiter se réduit donc à un phénomène de diffusion de la chaleur dans un domaine dont une des frontières se déplace au cours du temps. Dans un acier, la transition liquide – solide se produit sur un intervalle de température [$T_{\text{liquidus}}-T_{\text{solidus}}$] (Figure 2). La frontière représentée par l'isotherme du solidus est, ici, supposée être le « front de fusion ». Nous avons montré, lors de précédents travaux [3], qu'en imposant sa température (T_{solidus}) et son déplacement au cours du temps, il est possible de représenter correctement le champ thermique dans la phase solide.

Cette hypothèse impose de maîtriser le déplacement de la frontière au cours du temps. Ne le connaissant pas, a priori, il est déterminé par méthode inverse. Une étude précédente [3], purement théorique, nous a permis d'identifier les informations expérimentales nécessaires à cette estimation.

2.3. Contexte expérimentale

Afin de réaliser l'estimation de l'évolution du front de fusion, trois types d'information sont à mesurer :

- La **température** en différents points au sein de la phase solide est mesurée par des thermocouples. Ces températures sont utilisées afin de calculer un critère quadratique que l'on cherche à minimiser.
- La **forme finale de la zone fondue** est déterminée par traitement de macrographies (Figure 3).
- L'évolution de la **position du front en surface** de la zone fondue est visualisée par caméra rapide (Figure 4).

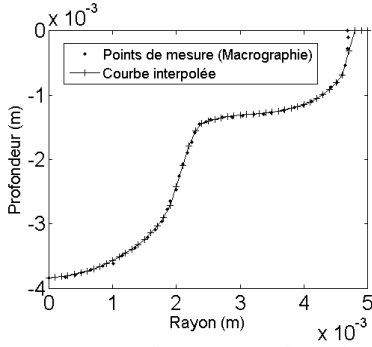


Figure 3 : Forme de zone fondue observée à $t=20s$

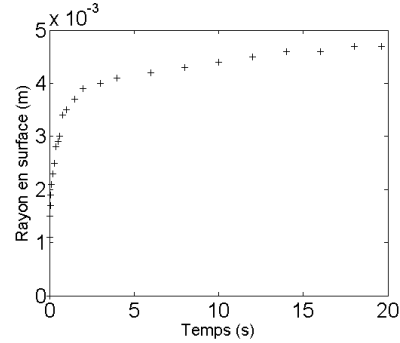


Figure 4 : Evolution temporelle de la largeur du bain en surface

Ces deux dernières informations sont utilisées pour initialiser l'inconnue (la position du front pour un temps donné) mais aussi pour contraindre l'estimation. Une description plus précise des méthodes de mesure a été faite dans un précédent article [4].

3. Problème direct

Dans les travaux précédemment cités [3], la définition ainsi que la validation de cette modélisation étant décrites, une présentation succincte est donc réalisée ici.

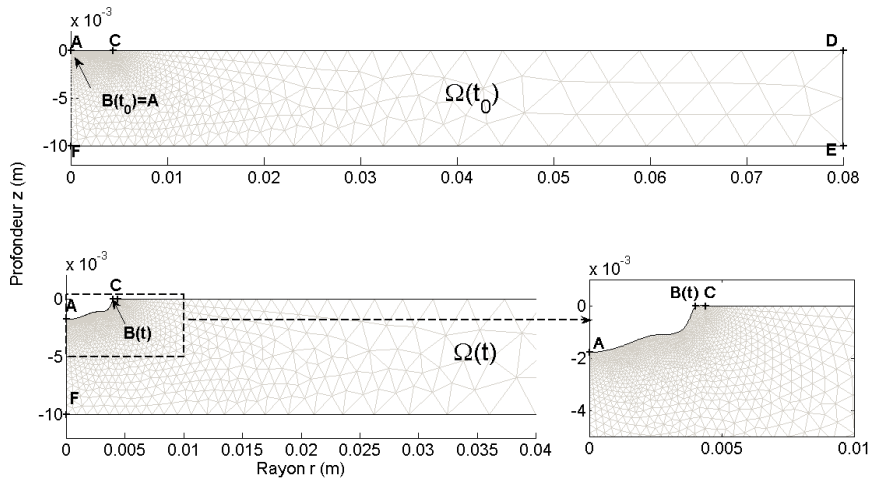


Figure 5 : Géométrie simulée et maillage utilisé pour la détermination du champ thermique dans la phase solide

La Figure 5 est une illustration de la géométrie et du maillage générés sous COMSOL MULTIPHYSICS® (v3.5a) à deux instants différents : l'instant initial (t_0) et un temps quelconque (t). Pour ce dernier, le déplacement du front (frontière représentée par le segment $[AB(t)]$) est clairement visible. L'évolution de la position du point $B(t)$ est obtenue grâce à la mesure par caméra rapide.

Le procédé de soudage étant appliqué de façon statique, l'hypothèse d'axisymétrie est donc posée. Le déplacement de la frontière, considérée comme front de fusion, est effectué, suivant

la profondeur (axe z) uniquement, par la méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian [5]). La fonction de déplacement est notée $dz=s(r,t)$ dans la suite de cet article.

Le système d'équations à résoudre est donc :

$$\rho(T)c_p(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right) \rightarrow \Omega \quad (1)$$

$$T = T_{solidus} \rightarrow [AB] \quad (2)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial n} = h(T - T_\infty) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_\infty^4) \approx h_{tot}(T - T_\infty) \rightarrow [BC] \cup [CD] \cup [DE] \cup [EF] \quad (3)$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \rightarrow [FA] \quad (4)$$

$$T = T_\infty \rightarrow t = t_0 \quad (5)$$

Les propriétés thermophysiques et la température du solidus sont issues de la littérature [2] [6].

4. Problème inverse – Systèmes d'équations

4.1. Principe

Afin d'estimer la position du front au cours du temps, une fonctionnelle résiduelle (écart quadratique) est définie :

$$J[s(r,t)] \equiv J(r,t) = \frac{1}{2} \sum \frac{r_m}{R} \int_{t_0}^{t_{fin}} [T(r_m, z_m, t; s) - Y_m(t)]^2 dt \quad (6)$$

Avec : r_m et z_m les coordonnées des points de mesure, Y_m les températures mesurées aux points m et $T(r,z,t)$ le champ de température calculé avec le système d'équations (1) à (5).

La méthode de régularisation itérative [7] est utilisée pour minimiser la fonctionnelle (6). Elle est basée sur les méthodes de descente (plus forte pente, gradient conjugué, etc.), dont la relation itérative est présentée par l'équation (7) :

$$s(r,t)^{k+1} = s(r,t)^k + w^k d^k \quad (7)$$

Elle impose le calcul de deux grandeurs :

Le pas de descente w^k obtenu par la résolution d'un problème en sensibilité.

La direction de descente d^k dépendant du gradient de J et est calculée à partir d'un problème adjoint.

4.2. Problème en sensibilité (en variation)

Ce problème quantifie l'influence d'une variation de l'inconnue sur le champ de température. Le système à résoudre est déterminé de façon classique et est constitué des équations (8) à (12).

$$\frac{\partial(\rho(T)c_p(T)\delta T)}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial(\lambda(T)\delta T)}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial(\lambda(T)\delta T)}{\partial z}\right) \rightarrow \Omega \quad (8)$$

$$\delta T(r, z = s, t) = \delta s \frac{\partial T}{\partial z}(r, z = s, t) \rightarrow [AB]_{([8])} \quad (9)$$

$$-\frac{\partial(\lambda(T)\delta T)}{\partial n} = h_{tot}\delta T \rightarrow [BC] \cup [CD] \cup [DE] \cup [EF] \tag{10}$$

$$\frac{\partial(\lambda(T)\delta T)}{\partial r} = 0 \rightarrow [FA] \tag{11}$$

$$\delta T(r, z, t_0) = 0 \rightarrow t = t_0 \tag{12}$$

Dans notre étude, l'inconnue est une frontière de la géométrie. De ce fait, la sollicitation de ce problème est la variation de la position de cette frontière. Le calcul de cette variation impose un déplacement de la frontière et donc un déplacement de la position des nœuds du maillage. De plus, rappelons que l'information recherchée pour la minimisation est la variation de température aux points de mesure. Donc, pour éviter la génération d'un « bruit numérique » nous supposons, de la même manière que C.H. Huang et M.T. Chaing [8], que la variation de position δs peut être représentée par une variation de température δT (équation (9)).

4.3. Problème adjoint

Ce problème est la résultante de la formulation du problème de minimisation sous contrainte (fonctionnelle de Lagrange) en variation. Il permet de déterminer le gradient de la fonctionnelle résiduelle ∇J et donc de calculer la direction de descente d^k .

| |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $-\rho(T)c_p(T)\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda(T)\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial\psi}{\partial z}\right) + \dots \rightarrow \Omega \tag{13}$ $\dots + \frac{1}{R}\sum [T(r, z, t; s) - Y_m(t)]\delta(r - r_m)\delta(z - z_m)$ |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

$$\psi(r, s, t) = 0 \rightarrow [AB] \tag{14}$$

$$-\lambda(T)\frac{\partial\psi}{\partial n} = h_{tot}\psi \rightarrow [BC] \cup [CD] \cup [DE] \cup [EF] \tag{15}$$

$$\lambda(T)\frac{\partial\psi}{\partial r} = 0 \rightarrow [FA] \tag{16}$$

$$\psi(r, z, t_{fin}) = 0 \rightarrow t = t_{fin} \tag{17}$$

Sur ce système d'équations (13) à (17) trois particularités peuvent être observées :

- Le terme « d'accumulation » est négatif.
- Des termes sources sont localisés aux positions des points de mesure.
- La limite temporelle connue est à $t = t_{fin}$ donc la résolution se fait à rebours.

Après formulation de ce système d'équations, l'expression du gradient de la fonctionnelle peut être exprimée :

| |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\nabla J(s; \delta s) = -\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\frac{\partial\psi}{\partial z}(r, z = s, t) \tag{18}$ |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

5. Résultats et analyse

Sur la Figure 6, est présenté le résultat de l'estimation de la forme du front de fusion, en fonction du rayon et du temps, obtenu à partir de 9 points de mesure (Figure 8 et Figure 9). De plus, la Figure 7 montre l'évolution de la fonctionnelle en fonction des itérations. Bien que

le critère tende à décroître (point 2 - Figure 7), l'estimation est volontairement arrêtée à l'itération 80 pour permettre une analyse des résultats.

Pour cette estimation, les positions du front sont initialisées à des valeurs proches de zéro. Seule la forme au temps final est imposée au regard de celle observée sur la macrographie (Figure 3).

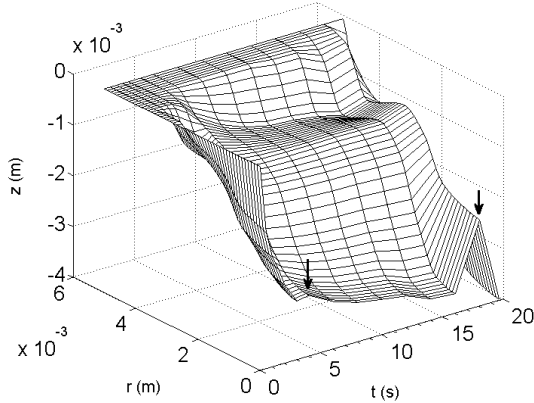


Figure 6 : Evolution du front de fusion estimé

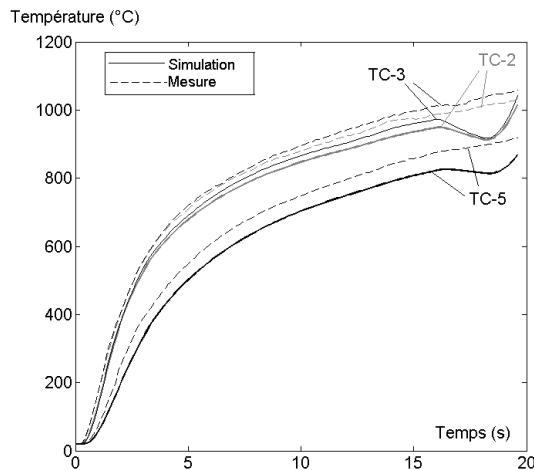


Figure 8 : Comparaison des températures mesurées et simulées (zone 3)

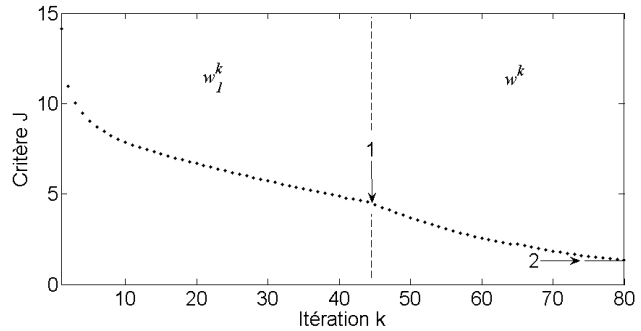


Figure 7 : Réduction de la fonctionnelle résiduelle

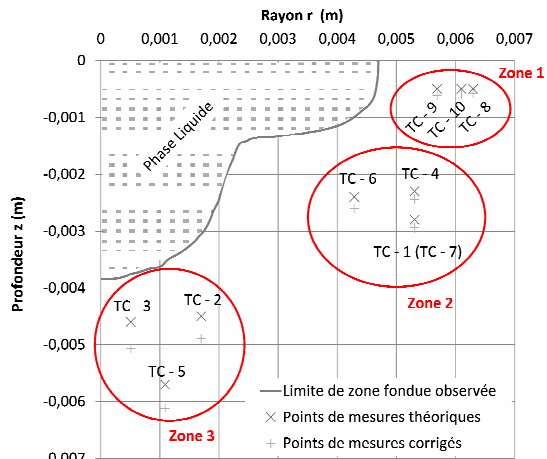


Figure 9 : Positionnement théorique et corrigé des points de mesure

5.1. Analyse des résultats

La réduction de la fonctionnelle résiduelle (Figure 7), obtenue par la méthode de la plus forte pente, fait apparaître un point particulier (point 1 - Figure 7). Ce point indique une rupture dans la décroissance de la fonctionnelle. Il correspond à un seuil à partir duquel le pas de descente w^k est calculé de manière optimale. Pour les itérations précédentes, le pas w_1^k est pondéré arbitrairement de manière à limiter l'évolution des fonctions estimées. En effet, lors des premières itérations, de trop fortes modifications sont apportées sur la fonction $s(r,t)$ ce qui entraîne des problèmes numériques lors des résolutions des problèmes direct, en variation et adjoint.

Sur la Figure 6 sont représentées les évolutions du front obtenues à la dernière itération ($k = 80$). Malgré une évolution estimée cohérente, deux points, identifiés sur le graphique par des flèches, ne semblent pas réalistes. Le premier, observé pour un temps de 4 s, est une légère remontée du front sur l'axe de symétrie. Le second, qui apparaît au temps de 18 s, est aussi une remontée du front mais d'amplitude plus importante.

Afin d’identifier les sources de ces particularités, une analyse supplémentaire est menée sur les évolutions de température (Figure 8). Le critère n’étant pas minimal, cette étape de l’analyse consiste à comparer les températures simulées avec les températures mesurées. Cela, afin de visualiser l’amplitude de l’erreur commise et d’observer l’évolution de ces erreurs.

La Figure 8 est une comparaison entre les températures mesurées et simulées pour les points de mesure situés sous la zone fondue (Zone 3 - Figure 9). Seuls les résultats de ces trois thermocouples sont présentés dans cet article.

La première observation concerne les amplitudes des températures, qui ici, sont numériquement sous dimensionnées.

La Figure 8 nous indique aussi que la première remontée du front ($t = 4 \text{ s}$) n’induit pas d’augmentation d’erreur. Cela mène à supposer qu’elle est d’origine physique et probablement due à une oscillation au sein de l’écoulement présent dans le bain liquide. En revanche, la seconde remontée ($t = 18 \text{ s}$) perturbe nettement le champ thermique simulé pour les temps finaux. Dans ce cas, il s’agit d’une erreur d’estimation. La source de cette perturbation est bien connue dans ce type d’analyse. Elle est liée à l’algorithme et plus particulièrement à la définition du problème adjoint pour lequel la solution $\psi(t=t_{fin})$ est imposée égale à zéro (équation (17)). La direction de descente d^k étant directement dépendante de cette variable (équation (18)), l’estimation est donc perturbée pour les temps proches de l’instant final.

5.2. Corrections des écarts observés

La sous-estimation des températures par le modèle numérique est, en partie, causée par le caractère intrusif des capteurs, qui conduit à une surévaluation de la mesure. Cet effet est analysé grâce à une simulation supplémentaire formulée de manière identique au problème direct (système d’équations (1) à (5)). Cependant, le domaine est extrudé (suivant l’angle θ) pour obtenir une géométrie 3D (quart du disque). La transformation en un domaine tridimensionnel permet de représenter les capteurs de mesure. Une erreur est ensuite calculée en comparant les températures observées au sein du capteur et dans une zone non perturbée par ce dernier.

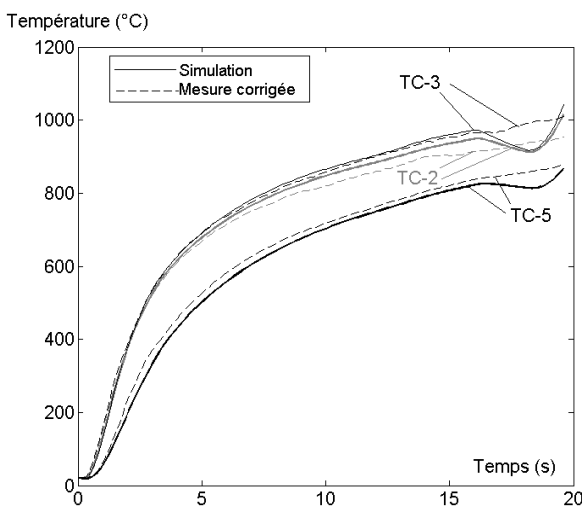


Figure 10 : Correction des températures mesurées - comparaison avec la simulation

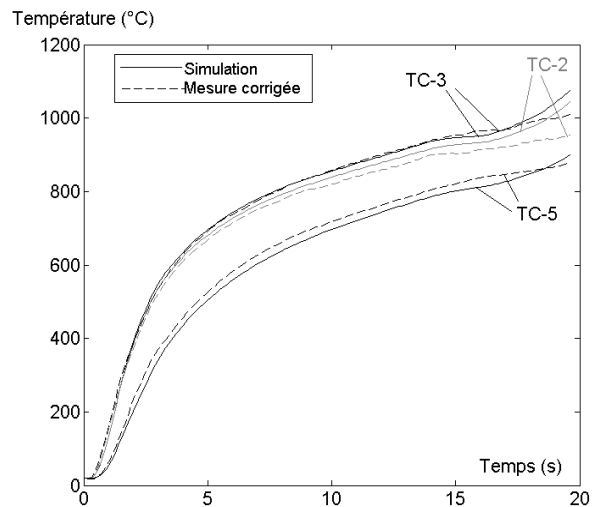


Figure 11 : Comparaison des températures mesurées et simulées après correction du front à 18s

La Figure 10 est une comparaison des températures mesurées brutes, des températures mesurées corrigées et des températures simulées. Les mesures obtenues après correction montrent une réduction considérable des écarts précédemment observés.

Ensuite, l'erreur due à l'algorithme est corrigée en imposant une forme de front à $t = 18 \text{ s}$ égale à celle estimée à $t = 16 \text{ s}$ (où l'effet de la condition finale est annulé). En effet, pour les temps importants, la forme du bain liquide tend vers un état stationnaire. Les résultats, en température calculée, après cette modification, sont présentés sur la Figure 11. Une très nette amélioration est observée (l'erreur moyenne sur les températures est réduite de 35°C à 32°C), néanmoins les températures calculées restent perturbées à l'instant final.

6. Conclusion

Cet article fait suite à une précédente étude inverse théorique. L'application d'un problème inverse, précédemment validé, à des données expérimentales amène à observer d'autres difficultés comme la perturbation due au caractère intrusif des capteurs ou la perturbation générée sur l'estimation par le problème adjoint.

Les corrections apportées dans ces travaux amènent à une amélioration des résultats obtenus, cependant la solution simulée pour les temps finaux reste perturbée. Les perspectives de ce travail sont donc d'appliquer cette même méthode à d'autres données expérimentales tout en tenant compte des différents types d'erreur.

Références

- [1] Doan D.D. *Modèle de source de chaleur pour la simulation du soudage avec et sans apport de chaleur*. Ecole centrale de Nantes. Soutenue le 24 octobre 2006.
- [2] Dal M. *Modélisation magnéto-thermo-hydraulique d'une pièce soumise à un procédé de soudage TIG et estimation d'évolution d'un front de fusion*. Université de Bretagne-Sud. Soutenue le 2 décembre 2011.
- [3] M. Dal et al., Estimation de l'évolution d'un front de fusion dans le cas d'une géométrie 2D axisymétrique, *Actes de Congrès SFT* (Perpignan, 24 au 27 mai 2011), 607-612.
- [4] M. Dal et al., Analyse préliminaire et mise en œuvre d'une instrumentation thermique destinée à l'estimation de la position d'un front de fusion, *Actes de Congrès SFT* (Le Touquet, 25-28 mars 2010), 729-734.
- [5] C.W. Hirt et al., An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds, *J. Comput. Phys.* **135** (1997), 203-216.
- [6] K.C. Mills, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*, Chandos Publishing, 2002.
- [7] O.M. Alifanov, Solution of an inverse problem of heat conduction by iteration methods, *J. Engrg. Phys.*, 26 (4), (1974) 471-476.
- [8] C.H. Huang et al., A transient three-dimensional inverse geometry problem in estimating the space and time-dependent irregular boundary shapes, *Int. J. Mass Heat Trans.* **51** (2008), 5238-5246.

Remerciements

Les auteurs tiennent particulièrement à remercier la région Bretagne et le conseil général du Morbihan pour le financement de la thèse vecteur de ces différents travaux, ainsi que le groupe AREVA pour le financement des campagnes expérimentales.

Suivi de l'évolution d'un dépôt représentatif de l'encrassement d'une boucle de Recirculation des Gaz d'Echappement (EGR) en motorisation Diesel

Cécile GABORIEAU^{1,2*}, Alain SOMMIER¹, Jean TOUTAIN¹, Yannick ANGUIY¹,
Gérald CREPEAU², Benoît GOBIN²

¹Institut de Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux (I2M), UMR CNRS 5295, département TREFLE, 16 Avenue Pey-Berland, 33405 Talence

²PSA Peugeot Citroën, 18 rue des Fauvelles, 92250 La Garenne-Colombes

*(auteur correspondant : cecile.gaborieau@ensam.eu)

Résumé - La boucle de recirculation des gaz d'échappement (Exhaust Gas Recirculation/EGR), permet de réduire les émissions de NOx et de particules des moteurs Diesel. Les normes européennes de dépollution étant plus strictes, son utilisation à des points de fonctionnement plus sévères engendre une augmentation de son encrassement. Notre montage expérimental, dont nous contrôlons les conditions opératoires, a pour but de le recréer et de déterminer les paramètres prédominants dans sa formation et son évolution, via une mesure de sa masse, une analyse de sa composition chimique et un suivi des transferts thermiques dans l'échangeur au cours du temps.

Nomenclature

| | | | |
|----------------|-----------------------------------------------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| A | aire, m^2 | T | température, K |
| C _p | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> | |
| d _h | diamètre hydraulique, m | φ | flux thermique, W |
| e | épaisseur, m | λ | conductivité thermique, $W.m^{-1}$ |
| P | périmètre, m | <i>Indices et exposants</i> | |
| Q | Débit massique total, g/s | d | dépôt |
| R | résistance, $W.m^2$ | e | eau |
| U | coefficient de transfert thermique global, $W.m^2.K^{-1}$ | g | gaz |
| | | ρ | paroi |

1. Introduction

Au niveau européen, les normes EURO 5 et EURO 6 de réduction des émissions polluantes des véhicules automobile sont de plus en plus sévères. La boucle de recirculation des gaz d'échappement, dite boucle EGR (Exhaust Gas Recirculation) reste une solution partielle (mais indispensable) à la problématique de dépollution à la source. Cette boucle, composée essentiellement d'une vanne et d'un échangeur, améliore en effet le compromis oxydes d'azote (NOx) / particules (suies) après la combustion grâce à l'injection d'une partie des gaz d'échappement au niveau des gaz d'admission du moteur. Cette stratégie de dépollution est complétée en aval par un filtre à particule éliminant les suies résiduelles et par un système de réduction sélective catalytique des NOx. Le respect des nouvelles normes de réduction d'émission implique désormais une utilisation de la boucle EGR à des points de fonctionnement plus sévères qui augmente le risque d'encrassement de la boucle pouvant conduire à défaillances telles que le blocage de la vanne ou la réduction de la perméabilité et de l'efficacité thermique de l'échangeur. Assurer la fiabilité de la boucle EGR est donc un enjeu capital. Pour cela, il est important d'avoir une bonne connaissance du processus de formation du dépôt (encrassement) et de son évolution au cours du temps. Les principaux

paramètres pilotant la formation du dépôt sont identifiés via des plans d'expérience sur les conditions opératoires et sur la composition chimique du mélange de gaz. La masse et la composition chimique des dépôts formés *à l'issue* de chaque essai sont comparés. Il est aussi important de connaître l'évolution (spatio-) temporelle de l'encrassement au cours d'un même essai. L'importance de ce dernier point est bien soulignée par de nombreuses études portant sur le suivi "en ligne" de dépôt générés sur des parois dans des applications variées. Diverses méthodes ont ainsi été développées pour la détection de dépôts [1, 2] : résistance électrique, radiographie, techniques de transfert de chaleur... Dans ce travail nous avons opté pour des méthodes non-intrusives pour suivre en temps réel l'évolution du dépôt à la paroi de l'échangeur. Eu égard aux forts gradients de température mis en jeu et compte tenu du savoir-faire du TREFLE dans ce domaine [3,4], nous avons privilégié l'utilisation de thermocouples et d'une caméra

Dans ce qui suit, on décrit le montage expérimental et les méthodes complémentaires utilisées pour mieux comprendre le processus de formation et d'évolution du dépôt. Trois exemples illustrent la méthodologie mise en oeuvre.

2. Matériel et méthodes

2.1. Montage expérimental

Dans le cadre d'une collaboration avec PSA Peugeot Citroën, nous avons conçu un montage expérimental recréant les dépôts observés dans l'échangeur de la boucle EGR d'un moteur Diesel (cf. figure 1). La conception de notre banc d'essai autorise un contrôle des conditions opératoires (températures en entrée d'échangeur, débit massique) et de la composition chimique du mélange gazeux multi constituant. Un tel contrôle est difficilement envisageable au cours d'essais sur banc moteur. La mise en place d'un plan d'expérience permet de mettre en exergue les paramètres déterminants dans les processus de formation des dépôts. Chaque expérience comprend 7 cycles d'une heure de fonctionnement suivie d'une heure d'interruption avec un arrêt durant la nuit (représentant ainsi le fonctionnement alterné d'un moteur). Pendant les phases d'interruption, le mélange de gaz passe par un système de "by-pass".

La partie amont du montage expérimental consiste à former un mélange de gaz représentatif d'un gaz d'échappement de moteur diesel (cf. partie gauche de la figure 1). Il est composé d'azote (N_2), de monoxyde et dioxyde de carbone (CO/CO_2), d'oxygène (O_2), d'eau, de soufre et d'hydrocarbures. Six hydrocarbures (HC) ont été choisis pour représenter de manière simplifiée l'ensemble (plus de 100) des HC présents dans un gaz d'échappement de moteur Diesel : un alcane, des alcènes, un naphtalène, et un ester méthylique caractéristiques des biocarburants.... Les gaz (HC "légers" inclus) sont injectés à température ambiante et à pression contrôlée. Leurs débits sont contrôlés par des régulateurs de débit volumiques de type El-Flow de Bronkhorst. Le mélange est ensuite chauffé à une température comprise entre 400 à 600°C avec un réchauffeur (StarFlow CHJT-JT-3000-KXKM de OMICRON Technologies). On peut alors injecter les produits liquides restants (phase aqueuse et organique) dans ces gaz chauds. Les hydrocarbures lourds, présents en faible quantité, sont injectés directement avec un pousse-seringue NEMESYS de CETONI. Enfin la phase aqueuse

(eau + acide sulfurique), présente en plus forte proportion, est vaporisée avant d'être introduite dans le système avec un évaporateur SI 14 CC de SERV'INSTRUMENTATION. La consigne de température de la vapeur est de 130°C. Afin de diminuer les pertes thermiques de notre système, un fil chauffant est bobiné autour des tubes et des vannes et un isolant thermique est placé autour du circuit.

La deuxième partie du montage est un échangeur à contre-courant. Conformément à notre

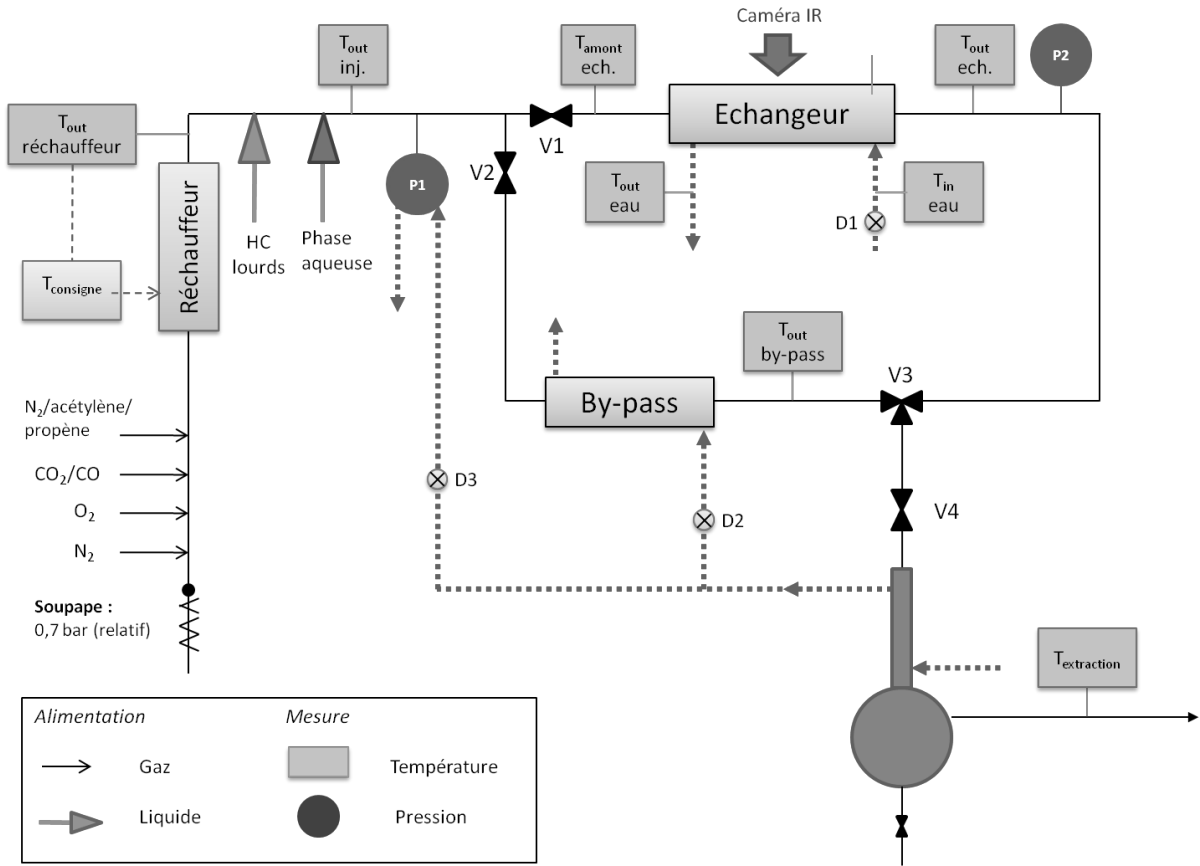


Figure 1 : Schéma du montage expérimental et son instrumentation

cahier des charges, le mélange gazeux décrit plus haut arrive à l'entrée de l'échangeur à une température comprise entre 250 et 450°C. Il est refroidi par de l'eau à un débit de 1,5L/min dont la température d'entrée (sortie pour les gaz) est fixée à 25 ou 80°C. L'échangeur, long de 20 cm, a deux particularités liées aux objectifs de notre étude : (1) il est démontable pour caractériser le dépôt sans le détériorer et (2) le champ de température sur sa face supérieure est mesuré par caméra IR. Le dépôt se forme sur les parois côté interne du tube où circule le gaz : deux parois « côté eau » et deux plaques d'inox « côté air ». Ces spécificités techniques demandent une géométrie spécifique d'échangeur (Figure 2). Les plaques d'inox doivent être suffisamment fines (0,5mm) pour que toute formation de dépôt sur sa surface interne puisse conduire à une augmentation significative de la résistance thermique du bicouche

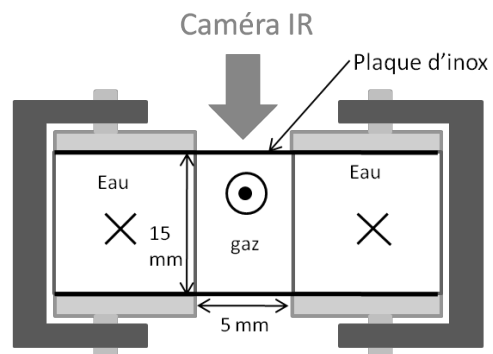


Figure 2 : Schéma de la géométrie de l'échangeur (en coupe)

« plaque inox + dépôt » et conséquemment à une diminution des températures du côté externe. En parallèle de l'échangeur, un système de "by-pass" est utilisé notamment lors de la phase de démarrage (préchauffage des gaz) ou lors des phases de pause ou d'arrêt de l'expérimentation afin de ne pas dégrader le dépôt.

Notre dispositif comporte un certain nombre d'éléments de mesure (cf. figure 1) : capteurs de température de type K à différents niveaux du circuit « gaz » et « eau de refroidissement » et deux capteurs de pression avant et après l'échangeur. La caméra IR est placée au-dessus de l'échangeur pour mesurer les champs de température à sa surface. Des débitmètres ont été placés sur les circuits d'eau de refroidissement de l'échangeur, du by-pass. Ils permettent d'assurer une fonction sécurité. Par ailleurs cela nous permet de connaître les éventuelles variations de débit du réseau d'eau. Le pilotage du montage se fait à l'aide du logiciel LabVIEW[®].

2.2. Caractérisation du dépôt

Lors de nos plans d'expérience, il est important de pouvoir comparer les résultats obtenus, notamment la masse et la composition chimique du dépôt obtenu. A la fin de chaque essai, l'échangeur est donc démonté. Les deux plaques en inox (changées après chaque essai) forment les parois « côté air » de l'échangeur. Elles sont pesées en début et fin d'expérimentation afin de déterminer la masse de dépôt formé. Le dépôt est ensuite observé in situ par microscopie électronique à balayage. L'ensemble du dépôt est enfin gratté, pesé puis analysé physico-chimiquement. En particulier, l'analyse thermogravimétrique permet de déterminer le ratio de la matière organique par rapport au noir de carbone (MO/NC), valeur caractéristique de la chimie d'un encrassement (cf. figure 7). De plus, les températures des pics donnent une information sur le type de produits obtenus (hydrocarbures, polymères, feuillets graphitiques...).

2.3 Suivi de l'encrassement au cours du temps

L'évolution de l'encrassement de l'échangeur peut être suivie d'un point de vue thermique. Au début de l'essai, l'échangeur est « propre ». Les échanges thermiques entre le gaz et l'eau, et donc le coefficient d'échange thermique global U correspondant sont maximaux. Le flux est limité par la résistance thermique R_p de la paroi de l'échangeur. Au cours du temps, un dépôt se forme et ajoute une résistance thermique supplémentaire R_d ($R=R_d+R_p$). Cela entraîne une diminution du coefficient d'échange thermique global. Les deux méthodes décrites ci-dessous permettent de suivre l'évolution de l'encrassement au cours du temps : la première est basée sur le calcul du coefficient de transfert thermique global, la deuxième sur le calcul de la résistance thermique du dépôt.

2.3.1 Evolution du coefficient de transfert thermique global U

Lors des essais, les températures en entrée et sortie d'échangeur sont mesurées pour le gaz et pour l'eau de refroidissement. Ensuite on calcule le flux d'énergie ϕ_g perdu par le mélange gazeux lors de son passage dans l'échangeur. Ce calcul est réalisé sous l'hypothèse que le flux de gaz est invariant entre l'entrée et la sortie, autrement dit, que le flux de matière correspondant à la formation du dépôt est négligeable. Les mesures de masse réalisées

confirment cette hypothèse puisqu'elles montrent que ce flux est environ 10 000 à 100 000 fois plus faible au débit entrant de gaz Q_g . La base de données thermodynamiques de ProSim nous a permis de calculer précisément la capacité massique du mélange $C_{p,g}$. Ainsi ϕ_g est défini par :

$$\phi_g = C_{p,g} \cdot Q_g \cdot (T_{out,g} - T_{in,g})$$

L'évolution dans le temps de ce flux (figure 3) montre que les échanges de chaleur semblent être établis en fin de cycle. Sous l'hypothèse que le régime permanent est atteint, on calcule le coefficient d'échange global de l'échangeur U ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$) en appliquant les relations suivantes :

$$U = \frac{\phi}{A \times LMTD}$$

avec A la surface d'échange (m^2) et $LMTD$, la moyenne logarithmique de température (K), calculée avec la différence de température en sortie d'échangeur ΔTS et la différence de température en entrée d'échangeur ΔTE selon la formule :

$$LMTD = \frac{\Delta TS - \Delta TE}{\ln\left(\frac{\Delta TS}{\Delta TE}\right)}$$

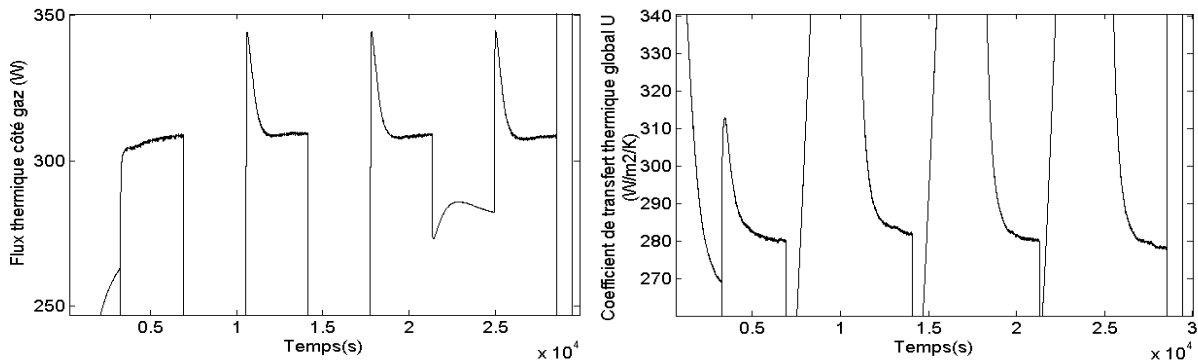


Figure 3 : Flux thermique du mélange de gaz (à gauche) et calcul du coefficient de transfert thermique global (à droite)

2.3.2 Suivi des champs de température en surface d'échangeur

Les champs de température en surface de l'échangeur sont obtenus avec une caméra IR de type FLIR A320 (Figure 4). Les différents cycles de l'expérience ainsi que les phases de mise en chauffe sont enregistrés. Les températures situées dans la zone d'intérêt sont d'abord extraites afin de minimiser la quantité de données sauvegardée. Les profils de température obtenus en fonction de la longueur et de la largeur de l'échangeur sont illustrés sur la Fig. 5.

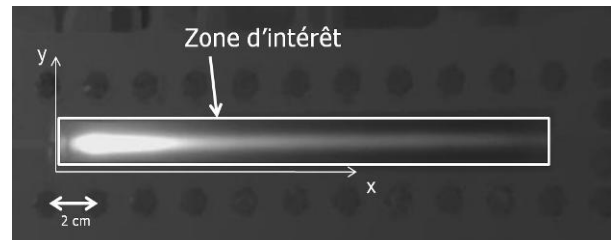


Figure 4 : Champ de température en surface de l'échangeur lors d'une phase de fonctionnement

Nous pensons pouvoir obtenir une mesure indirecte du champ de résistance thermique dans la zone d'intérêt par analyse de l'évolution du champ de température et de ses gradients. Cette résistance est la somme de deux contributions, l'une relative à la plaque d'inox (e_p/λ_p),

l'autre au dépôt (ϵ_d/λ_d). Malheureusement, la forte "inertie thermique" du montage actuel permet, au mieux, d'obtenir des résultats qualitatifs. Pour atteindre l'objectif initial, nous envisageons de raccourcir l'échangeur pour améliorer les mesures de gradients de température dans la zone d'intérêt. Par ailleurs, il faudra probablement allonger la durée des cycles pour limiter les effets transitoires liés à la mise en température de l'ensemble du dispositif expérimental. Dès lors, à partir du point de fonctionnement en régime établi, on pourra observer de manière plus quantitative l'évolution quasi-statique du champ de température.

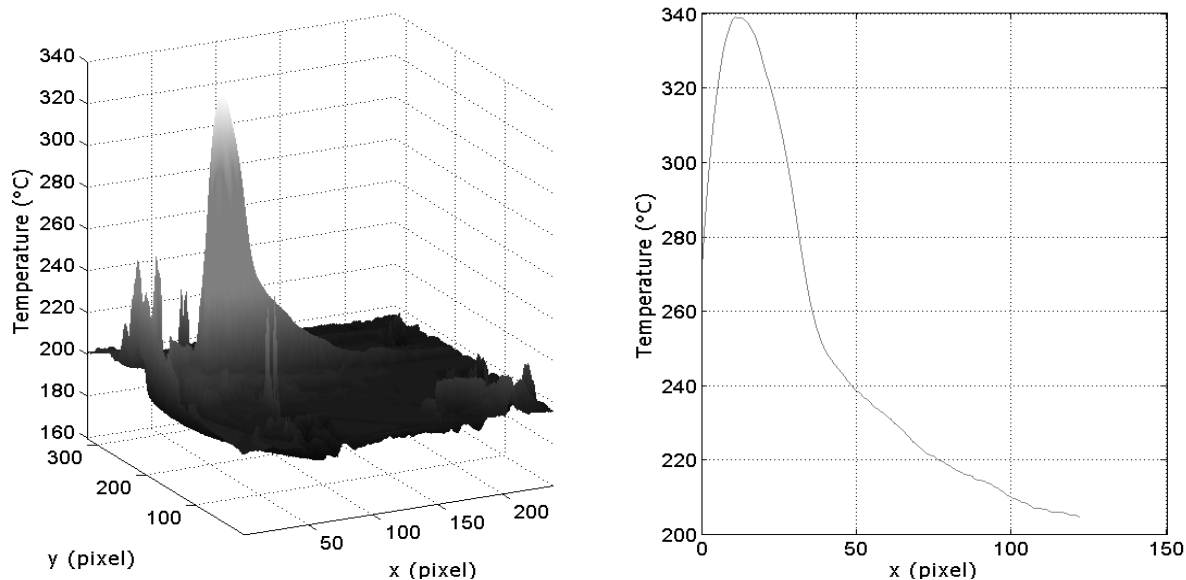


Figure 5 : Profils de température : à gauche, la température fonction de la longueur et de la largeur de l'échangeur et à droite, la température moyenne fonction de la longueur

3 Résultats

On présente trois essais expérimentaux pour illustrer les méthodes exposées précédemment (cf. tableau 1). Le premier cas sert de référence. Le mélange de gaz complet a un débit total de 1 g/s. Il est chauffé à 350°C puis refroidi par de l'eau à 25°C. Dans le second cas, une des conditions opératoires est modifiée; on passe à une température de gaz de 450°C. Enfin, dans le troisième cas, l'ester méthylique est enlevé du mélange de gaz et remplacé par de l'azote pour rester à iso débit.

| Essai | Q_g (g/s) | T_g (°C) | T_e (°C) | Composition | Masse (mg) |
|-------|-------------|------------|------------|-----------------|------------|
| 1 | 1 | 350 | 25 | Mélange complet | 11,7 |
| 2 | 1 | 450 | 25 | Complet | 86,22 |
| 3 | 1 | 350 | 25 | sans l'ester | 58,1 |

Tableau 1 : Présentation des conditions opératoires et de la composition chimique du mélange de gaz des trois cas expérimentaux

Dans un premier temps, nous comparons les masses de dépôt avec les coefficients de transfert thermique globaux. L'essai 1 (référence) présente la plus petite masse et son coefficient de transfert est le plus élevé et est rapidement stabilisé (au bout de 4 cycles). On forme du dépôt en début d'expérience, puis le processus s'arrête. Dans les cas 2 et 3, les modifications apportées favorisent fortement la formation du dépôt (augmentation de la masse), d'où une baisse du coefficient de transfert thermique global. Ce dernier évolue fortement ce qui tend à dire que le processus de formation du dépôt n'est pas terminé. Dans le cas 2, l'augmentation de la température du gaz accroît le phénomène de thermophorèse (augmentation de l'apport d'hydrocarbures aux parois) et favorise les réactions chimiques, plus particulièrement la polymérisation des hydrocarbures. En effet, on observe une modification de la chimie du dépôt sur le thermogramme (cf. figure 7). A $T_g = 450^\circ\text{C}$, nous avons des molécules organiques (pic à 228°C) et des polymères (pic à 478°C) un peu plus longs comparé au cas de référence. Dans le cas 3, on joue sur la compétitivité entre plusieurs réactions : dans le cas de référence, la réaction la plus lente de l'ester méthylique l'emporte par rapport à celle des alcènes. Lorsqu'on l'enlève l'ester du mélange de gaz, les alcènes réagissent plus fortement et produisent un dépôt important. L'ATG du cas 3 est (en cours) devrait conforter ce résultat.

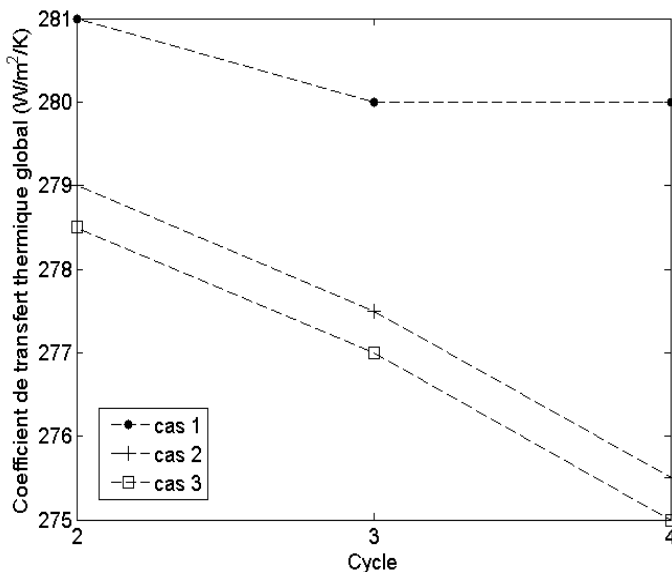


Figure 6 : Evolution des coefficients thermiques globaux U au cours des cycles pour les cas 1, 2 et 3.

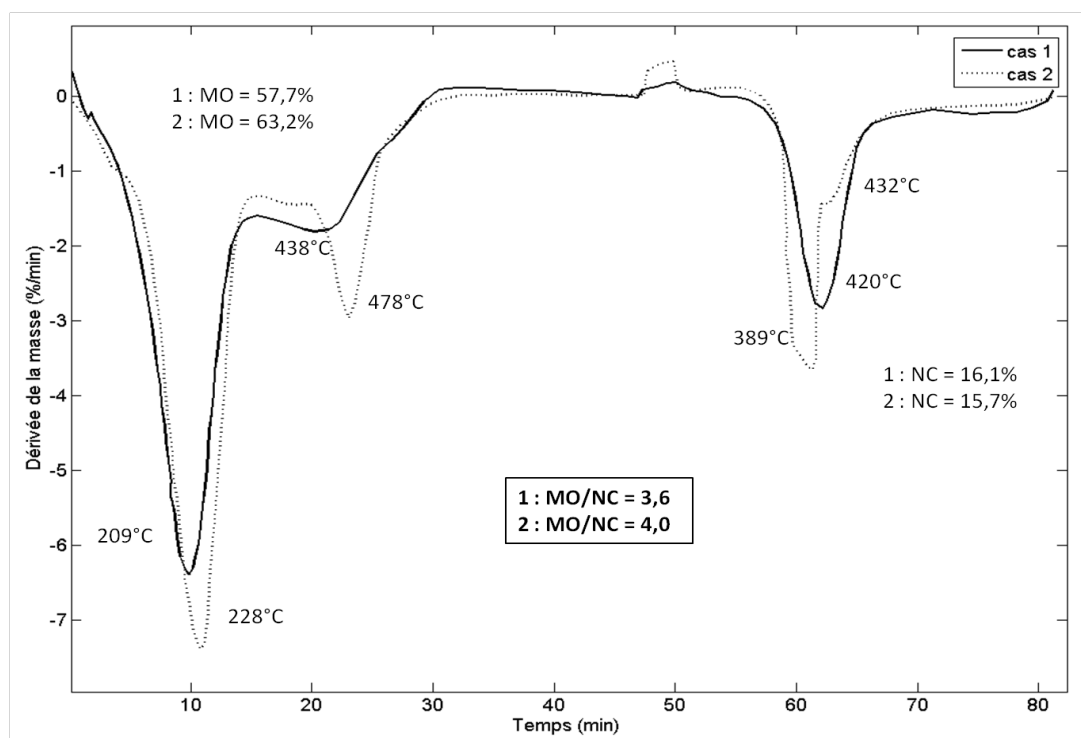


Figure 7 : Comparaison des thermogrammes des cas 1 et 2

4 Conclusion

Notre montage expérimental a été construit dans le but de mieux comprendre les processus de formation de l'encrassement dans la boucle EGR des moteurs Diesel. Les plans d'expériences sur les conditions opératoires et sur la composition chimique du mélange de gaz couplés à des analyses complémentaires du dépôt (masse, chimie...) permettent de déterminer les paramètres influents dans la formation et l'évolution du dépôt et de connaître leur influence d'un point de vue chimique. Par exemple, l'augmentation de la température du gaz favorise la formation de dépôt en accentuant le phénomène de thermophorèse et les réactions de polymérisation. Les résultats de nos plans d'expérience viennent avantageusement compléter des tendances observées dans des conditions expérimentales plus simplifiées qu'ici [5,6]. De plus, on s'appuie sur une méthode thermique non intrusive de détection de l'évolution au cours du temps du dépôt en calculant le coefficient de transfert thermique global de l'échangeur à partir des températures des thermocouples en entrée et sortie d'échangeur. Ceci est tout à fait original pour ce type d'applications. Ce coefficient de transfert diminue quand la masse de dépôt augmente.

Références

- [1] R. Hoffmann, L. Amundsen, R. Schüller, Online monitoring of wax deposition in sub-sea pipelines, *Meas. Sci. and Technol.*, 22-7 (2011), 13pp.
- [2] A.J. Cordoba, C.A. Schall, Application of a heat transfer method to determine wax deposition in a hydrocarbon binary mixture, *Fuel*, 80-9 (2001), 1285-1291.
- [3] C. Pradere, J. Morikawa, J. Toutain, J. C. Batsale, E. Hayakawa, T. Hashimoto, Microscale thermography of freezing biological cells in view of cryopreservation, *QIRT Journal*, 6-1 (2006), 37-61.
- [4] C. Pradere, M. Joanicot, J. Batsale, J. Toutain, C. Gordon, Processing of temperature field in chemical microreactors with infrared thermography, *QIRT Journal*, 3-1 (2006), 112-135.
- [5] K. Seok Hong, K. Seung Lee, S. Song, K. Min Chun, D. Chung, S. Min, Parametric study on particle size and SOF effects on EGR cooler fouling, *Atmospheric Environment*, 45 (2011), 5677-5683.
- [6] M.S. Abd-Elhady, Influence of gas velocity on particulate fouling of exhaust gas recirculation coolers, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011), 838-846.

Estimation de la diffusivité thermique par une méthode de formulation faible d'ordre réduit de l'équation de la chaleur

T. KOUADIO^{1*}, A. MEZIANE¹, C. PRADERE², C. BACON¹, J.-C. BATSALE²

¹Univ. Bordeaux, I2M, Département APy, UMR 5295, F-33400 Talence, France

²CNRS, I2M, Département TREFLE, UMR 5295, F-33405 Talence, France

*(auteur correspondant : thierry.kouadio@etu.u-bordeaux1.fr)

Résumé

Une nouvelle méthode pour la caractérisation thermique des matériaux homogènes est proposée. Elle est basée sur une formulation faible de l'équation de la chaleur à partir d'une fonction test. Dans cette nouvelle formulation, les dérivées spatiales du champ de température bruité sont substituées par des quantités indépendantes du bruit, ce qui réduit significativement la sensibilité au bruit de l'estimation de diffusivité. La méthode proposée est testée sur un problème simulé de plaque mince isotrope. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus par approche nodale.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|------------------------------------------------------|---------------------|--------------------------------------------------|
| T | Température, °C | α_y | Diffusivité thermique suivant y , $m^2.s^{-1}$ |
| t | Temps, s | β | Coefficient de perte thermique, s^{-1} |
| t_c | Temps caractéristique de diffusion, s | ε | Champ de bruit Δx Pas d'espace, m |
| x, y | Variabes d'espace | Δt | Pas de temps, s |
| x_m | Abscisse du centre de Ω_m , m | Ω_m | Sous-domaine d'intégration |
| y_m | Ordonnée y du centre de Ω_m , m | <i>Symboles</i> | |
| L_x | Dimension suivant la direction x , m | $\bar{\quad}$ | Moyenne |
| L_y | Dimension suivant la direction y , m | $\hat{\quad}$ | Valeur estimée |
| Q_0 | Source de chaleur sur Ω_m , °C.m ² | <i>Abréviations</i> | |
| $F(\sigma)$ | Filtre gaussien normalisé d'écart type σ | SVD | Décomposition en Valeurs Singulières |
| <i>Symboles grecs</i> | | LOWF | Low Order Weak Formulation |
| α_x | Diffusivité thermique suivant x , $m^2.s^{-1}$ | | |

1. Introduction

La Thermographie InfraRouge (TIR) constitue une technique largement employée pour l'évaluation de la diffusivité thermique. Une expérience standard consiste à observer le comportement thermique d'un échantillon à partir d'une caméra IR à capteur matriciel. Le développement de ce type de caméra a conduit à des résolutions spatiales plus petites avec une quantité croissante de données enregistrées. Des techniques telles que la SVD [1,2] ou les transformées intégrales [3,4] permettent de réduire la quantité d'information à traiter. Cependant, le traitement de ces données reste affecté par le bruit de mesure, source d'erreurs sur les estimations de propriétés thermiques. Dans un tel contexte, les outils mathématiques capables de réduire l'influence du bruit sont d'un grand intérêt dans le cadre de la caractérisation de matériaux basée sur la TIR.

Il existe différentes approches permettant d'estimer les propriétés thermiques de matériaux à partir de données obtenues par TIR. Les approches modales telles que les

méthodes de type Fourier [3] sont peu sensibles au bruit et fournissent des estimations globales à l'échelle d'une image entière de caméra. Ces techniques permettent d'exprimer la solution du problème inverse de façon explicite, ce qui présente des avantages par rapport aux méthodes numériques (éléments finis, différences finies, etc.) : possibilité d'analyse des erreurs, rapidité de calcul. Cependant, elles ne s'appliquent que dans des cas particuliers. D'autres approches dites nodales [5,6] permettent des estimations locales à l'échelle du pixel de caméra mais avec une grande sensibilité au bruit.

Ce travail propose une nouvelle méthode pour la caractérisation thermique des matériaux homogènes. Elle est basée sur une transformation de l'équation de la chaleur à partir d'une fonction analytique aux propriétés connues [7,8]. L'utilisation du principe d'intégration par parties permet alors d'obtenir une formulation faible d'ordre réduit (LOWF : Low Order Weak Formulation) de l'équation de la chaleur. Une méthode d'estimation de diffusivités thermiques basée sur cette nouvelle formulation est décrite et ses performances par rapport au bruit sont comparées à celle d'une méthode d'estimation existante. On montre que la méthode LOWF proposée permet une estimation multiéchelle de la diffusivité et constitue ainsi une alternative intermédiaire entre les approches nodale [5,6] et modale [6,7].

2. Caractérisation thermique de matériaux homogènes par la méthode LOWF

Le traitement numérique des données expérimentales induit généralement des erreurs dues au bruit de mesure. Dans cette section, la méthode LOWF est proposée pour une estimation plus robuste de la diffusivité thermique. La méthode est appliquée dans le cas d'un échantillon mince, c'est-à-dire un cas expérimental pour lequel l'hypothèse de transfert de chaleur bidimensionnel est valable.

2.1 Equations fondamentales de la méthode LOWF

Considérons l'équation de la chaleur pour une plaque mince Ω définie par :

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

où $T(x,y,t)$ représente l'évolution du champ de température par rapport au milieu environnant de la plaque, supposé à température constante. Le problème est muni de la condition initiale et des conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} T(x,y,t=0) &= 0 \quad ; \\ \left. \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial x} \right|_{x \rightarrow -\infty} &= 0 \quad ; \quad \left. \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial x} \right|_{x \rightarrow +\infty} &= 0 \\ \left. \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} \right|_{y \rightarrow -\infty} &= 0 \quad ; \quad \left. \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} \right|_{y \rightarrow +\infty} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

où $T(x,y,t=0) = T_o(x,y)$ est la condition initiale. Les conditions aux limites de l'équation (2) impliquent l'hypothèse de milieu semi-infini traduite par une plaque Ω de dimensions grandes suivant les directions x et y . Cette hypothèse permet de garantir l'existence d'une solution analytique au problème décrit par les équations (1) et (2) mais ne conditionne pas la

mise en œuvre de la méthode LOWF présentée. Dans la suite, la caractérisation thermique consiste à déterminer les diffusivités a_x et a_y à partir d'un champ de température simulé $T(x,y,t)$.

Soit Ω_m un sous-domaine rectangulaire de la plaque Ω . On définit Ω_m tel que **(Erreur ! Source du renvoi introuvable.a)** :

$$\Omega_m : x \in \left[x_m - \frac{L_x}{2}, x_m + \frac{L_x}{2} \right], \quad y \in \left[y_m - \frac{L_y}{2}, y_m + \frac{L_y}{2} \right] \tag{3}$$

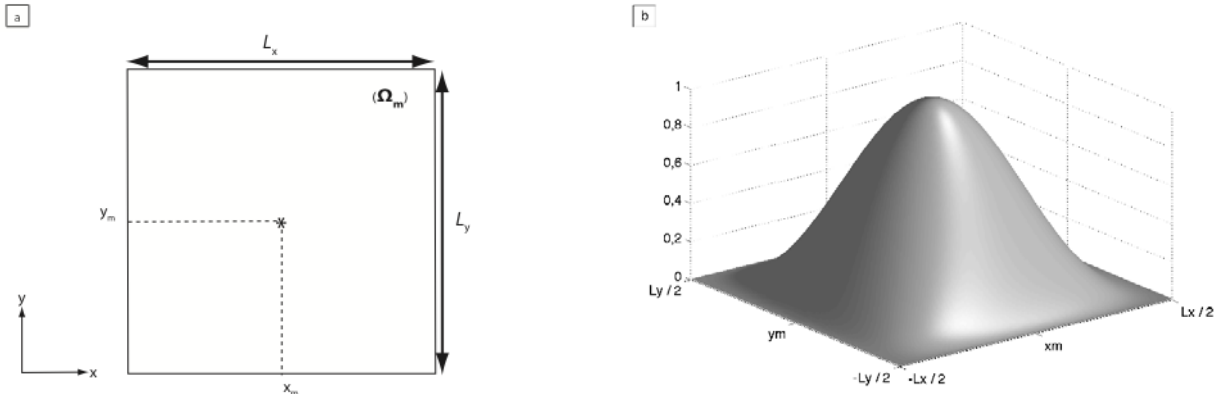


Figure 1 : Représentations du sous-domaine Ω_m (a) et de la fonction test appliquée sur Ω_m (b)

Soit $f(x,y)$ une fonction de $C^2(\Omega_m)$ à dépendance spatiale. Dans la suite, cette fonction est appelée fonction test. Pour a_x et a_y constants sur le sous-domaine Ω_m , la multiplication de l'équation (1) par $f(x,y)$, puis l'intégration du produit sur Ω_m s'écrit :

$$\int_{\Omega_m} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} f(x,y) d\Omega_m = a_x \int_{\Omega_m} \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial x^2} f(x,y) d\Omega_m + a_y \int_{\Omega_m} \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial y^2} f(x,y) d\Omega_m - \beta \int_{\Omega_m} T(x,y,t) f(x,y) d\Omega_m \tag{4}$$

Pour $f(x,y)$ vérifiant les conditions aux limites suivantes sur Ω_m :

$$\begin{aligned} f(x_m \pm L_x/2, y) &= 0, & \frac{\partial f}{\partial x}(x_m \pm L_x/2, y) &= 0 \\ f(x, y_m \pm L_y/2) &= 0, & \frac{\partial f}{\partial y}(x, y_m \pm L_y/2) &= 0 \end{aligned} \tag{5}$$

L'application du principe d'intégration par parties transforme l'équation (4) en :

$$\int_{\Omega_m} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} f(x,y) d\Omega_m = a_x \int_{\Omega_m} T(x,y,t) \frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial x^2} d\Omega_m + a_y \int_{\Omega_m} T(x,y,t) \frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial y^2} d\Omega_m - \beta \int_{\Omega_m} T(x,y,t) f(x,y) d\Omega_m \quad (6)$$

Afin de simplifier cette écriture, la notation suivante est introduite :

$$A_t(x_m, y_m, t) = \int_{\Omega_m} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} f(x,y) d\Omega_m, \quad B_{xx}(x_m, y_m, t) = \int_{\Omega_m} T(x,y,t) \frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial x^2} d\Omega_m, \quad (7)$$

$$B_{yy}(x_m, y_m, t) = \int_{\Omega_m} T(x,y,t) \frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial y^2} d\Omega_m, \quad C(x_m, y_m, t) = \int_{\Omega_m} T(x,y,t) f(x,y) d\Omega_m$$

L'équation (6) s'écrit alors :

$$A_t = a_x B_{xx} + a_y B_{yy} + \beta C \quad (8)$$

Cette équation constitue l'expression générale utilisée dans la méthode LOWF. Cette méthode se décline en des cas particuliers tels que :

- Matériaux anisotropes ($a_x \neq a_y$) et champ thermique non convectif ($\beta = 0$),
- Matériaux isotropes ($a_x = a_y = a$) et champ thermique convectif ($\beta \neq 0$),
- Matériaux isotropes ($a_x = a_y = a$) et champ thermique non convectif ($\beta = 0$).

Pour ce dernier cas simplifié, l'équation (8) s'écrit :

$$A_t = a B_{xy} \quad (9)$$

avec

$$B_{xy} = B_{xx} + B_{yy} = \int_{\Omega_m} T(x,y,t) \left(\frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f(x,y)}{\partial y^2} \right) d\Omega_m \quad (10)$$

2.2 Choix de la fonction test

La fonction test est choisie arbitrairement dans l'espace des fonctions polynomiales telle que :

$$f(x,y) = (1 - \bar{x}^2)^2 (1 - \bar{y}^2)^2 \quad (11)$$

avec

$$\bar{x} = 2 \frac{x - x_m}{L_x}, \quad \bar{y} = 2 \frac{y - y_m}{L_y} \quad (12)$$

La fonction $f(x,y)$ ainsi définie vérifie les conditions aux limites décrites par l'équation (5). Outre ces conditions aux limites, aucune contrainte particulière n'est imposée à la forme géométrique de la fonction test. Dans cette étude, on choisit de limiter l'analyse des performances de la méthode LOWF à l'expression de $f(x,y)$ proposée.

3. Application de la méthode LOWF à un exemple analytique

La littérature propose des méthodes permettant d’estimer avec une bonne précision le coefficient de perte thermique β [9,10]. Cette étude s’intéresse donc plus particulièrement à l’estimation des diffusivités thermiques. On considère un problème non convectif ($\beta=0$) dont la solution analytique est connue. A partir d’un modèle analytique reposant sur cette solution, la robustesse de la méthode LOWF par rapport au bruit est testée pour différentes propriétés de matériaux.

3.1 Description du problème

Considérons une plaque mince Ω , homogène isotrope ($a = 1.275 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) vérifiant l’hypothèse de milieu semi-infini suivant les directions x et y . La plaque est sollicitée thermiquement en son centre avec un Dirac spatial et temporel. Le système est décrit par le système d’équations (1) et (2) dont la solution analytique existe et s’écrit :

$$T(x,y,t) = Q_0 \frac{\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4at}\right)}{\pi at} \tag{13}$$

Cette solution analytique est implémentée numériquement afin de simuler le comportement thermique de la plaque mince Ω (Figure 2. *Champ thermique analytique du sous domaine Ω_m au pas de temps $n^{\circ}40$*

).

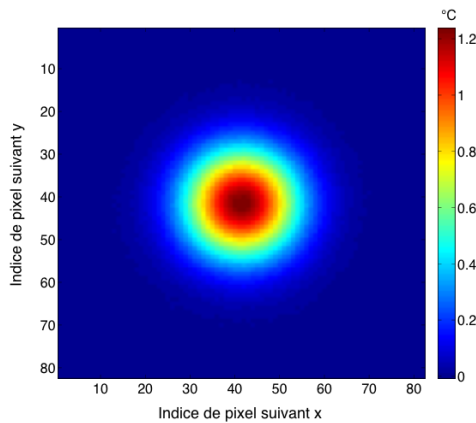


Figure 2. *Champ thermique analytique du sous domaine Ω_m au pas de temps $n^{\circ}40$*

Afin d’estimer localement la diffusivité thermique, on définit un sous-domaine Ω_m de forme carrée, de côté $L = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Ω_m est centré sur le champ thermique et discrétisé en 81×81 nœuds, soit $\Delta x = 250 \mu\text{m}$. Cette valeur de Δx est proche de la taille de pixel pour une caméra IR standard. On choisit $\Delta t = \frac{1}{2} \text{ s}$. Pour $t_c = L^2 / 4a$, le comportement thermique de la plaque est simulé pour une durée $t_f = t_c / 10$. Cette contrainte permet de vérifier l’hypothèse de milieu semi-infini. Dans la suite, un signal gaussien $\varepsilon(x,y,t)$ non corrélé spatialement et à moyenne nulle permet de prendre en compte le bruit de mesure. L’intensité du bruit est caractérisée par un rapport bruit sur signal Br/Sg défini par :

$$Br/Sg = \frac{\max(\varepsilon(x,y,t))}{\overline{\overline{T(x,y,t)}}} \quad (14)$$

où $\overline{\overline{T(x,y,t)}}$ est la température moyenne du champ $T(x,y,t)$ sur Ω_m pendant la durée t_f .

3.2 Apport de la fonction test

La méthode LOWF telle que définie par l'équation (9) est appliquée au modèle analytique décrit à la section 3.1. Afin de montrer l'intérêt de la fonction test, on compare les résultats obtenus par la méthode LOWF avec ceux obtenus par intégration directe sur Ω_m de l'équation (1) qui s'écrit alors :

$$\int_{\Omega_m} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} d\Omega_m = a \int_{\Omega_m} \left(\frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial y^2} \right) d\Omega_m \quad (15)$$

Par analogie avec l'équation (9) de la méthode LOWF, l'équation (15) s'écrit sous la forme linéaire $Y = aX$ telle que :

$$Y = \int_{\Omega_m} \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial t} d\Omega_m, \quad X = \int_{\Omega_m} \left(\frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x,y,t)}{\partial y^2} \right) d\Omega_m \quad (16)$$

Afin de réaliser une estimation \hat{a} de la diffusivité a sur des données bruitées, on remplace la température $T(x,y,t)$ par sa mesure approchée $\tilde{T}(x,y,t) = T(x,y,t) + \varepsilon(x,y,t)$ dans les expressions de A_t , B_{xy} , X et Y . Pour chaque pas de temps, ces quantités sont calculées. Les nuages de points de coordonnées $\{X, Y\}$ pour une estimation par intégration directe (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**a) et de coordonnées $\{B_{xy}, A_t\}$ pour la méthode LOWF (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**b) sont représentés. Pour chaque nuage de points, la droite moyenne au sens des moindres carrés est tracée. La pente de cette droite correspond à la valeur de \hat{a} . L'utilisation de la fonction test $f(x,y)$ réduit la dispersion des points due au bruit. L'erreur relative ($|a - \hat{a}|/a \times 100$) est de 98% pour l'estimation par intégration directe et de 2.3% pour la méthode LOWF.

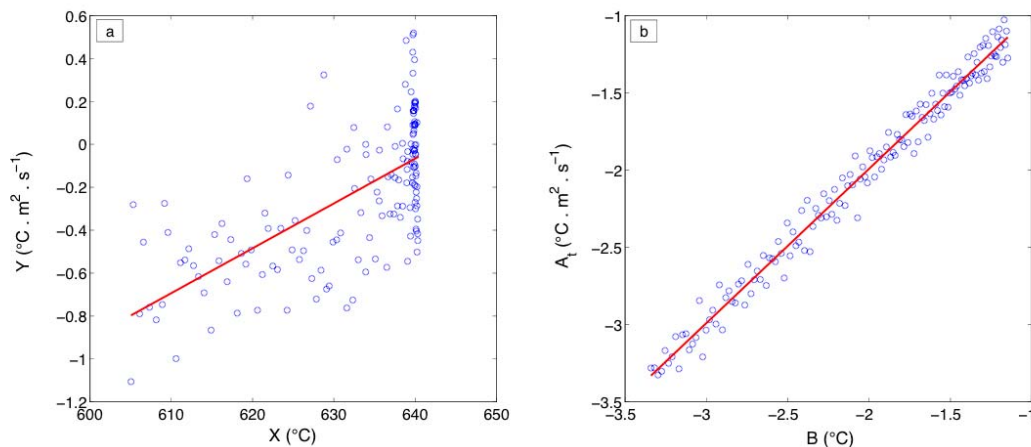


Figure 3. Nuages de points obtenus pour l'estimation par intégration directe (a) et pour la méthode LOWF (b), avec un bruit gaussien à moyenne nulle, pour un rapport $Br/Sg = 0.01$

Ces résultats montrent que le transfert de l'ordre de dérivation spatiale du champ de température sur la fonction test améliore considérablement la précision et l'écart type de l'estimation.

3.3 Comparaison de la méthode LOWF avec la méthode de corrélation

Dans cette section, les performances de la méthode LOWF sont comparées à celles de la méthode nodale [5]. Le matériau étant homogène isotrope, dans la suite de cette étude on considère la moyenne des valeurs de diffusivité estimée en chaque nœud comme résultat de l'estimation par la méthode nodale. La précision de la méthode nodale est comparée à celle de la méthode LOWF en fonction du niveau de bruit.

La Figure 4 : Précision de la méthode LOWF et de la méthode nodale en fonction du rapport Br / Sg

montre que les estimations de diffusivité réalisées avec la méthode LOWF sont moins sensibles au bruit que celles réalisées avec la méthode nodale. Il existe cependant des techniques telles que le filtrage permettant de réduire les effets du bruit. Dans la suite, la méthode nodale est appliquée à des données préalablement filtrées en vue d'améliorer la précision d'estimation. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus avec la méthode LOWF appliquée aux données brutes.

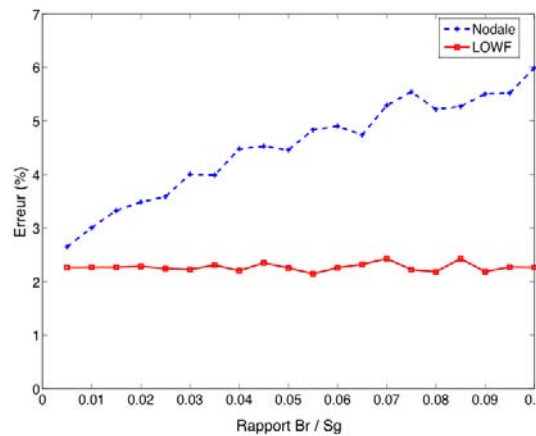


Figure 4 : Précision de la méthode LOWF et de la méthode nodale en fonction du rapport Br / Sg

3.4 Comparaison de la méthode LOWF avec la méthode nodale appliquée à des données filtrées

L'implémentation d'un filtre nécessite de définir ses paramètres. Cette opération peut être délicate car le comportement du filtre dépend fortement de ces paramètres. Le filtre gaussien normalisé est choisi ici pour sa simplicité car il dépend d'un seul paramètre : l'écart type. Deux filtres de ce type, F(0.5) et F(1) sont implémentés. Les performances de ces deux filtres sont testées pour deux matériaux de propriétés thermiques différentes : M_1 ($a_1 = 1.275 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) et M_2 ($a_2 = 8.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$).

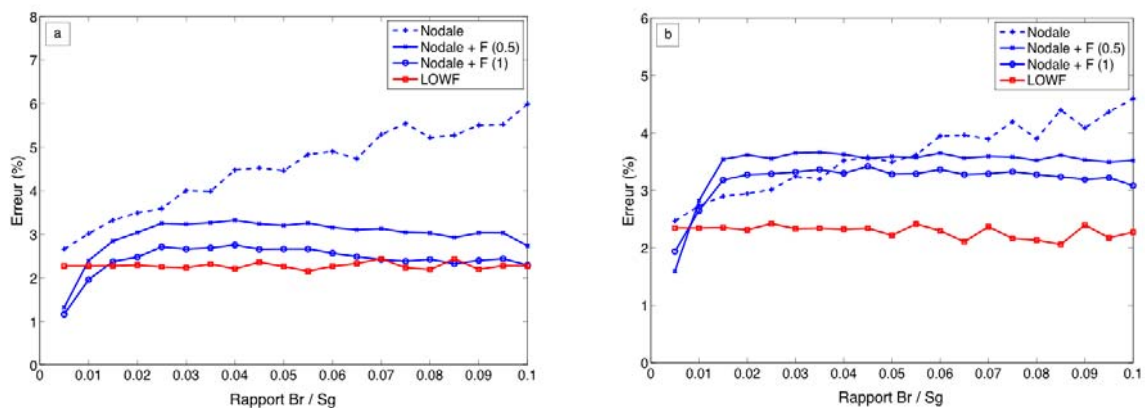


Figure 5 : Précision de la méthode LOWF et de la méthode nodale pour les matériaux M_1 (a) et M_2 (b) en fonction du rapport Br/Sg

La diffusivité thermique est estimée par la méthode nodale appliquée sur le champ de température brut, puis filtré avec F(0.5) et F(1) respectivement. Pour chaque cas, l'erreur relative est illustrée en fonction du rapport Br/Sg (Figure 5a et 5b). La sensibilité au bruit de la méthode nodale est significativement réduite par le filtrage. L'utilisation de filtres a permis d'obtenir une précision d'estimation équivalente à la méthode LOWF (Figure 5a). Pour les deux matériaux M_1 et M_2 , la méthode LOWF fournit de meilleurs résultats que la méthode nodale appliquée à des données filtrées. L'erreur est amplifiée par l'utilisation des filtres F(0.5) et F(1) pour un rapport Br/Sg inférieur à 0.035°C (Figure 5b). Le filtrage nécessite donc de bien choisir les paramètres et peut amplifier l'erreur dans certains cas.

4. Conclusion

Une nouvelle méthode pour la caractérisation thermique des matériaux homogènes est proposée et ses performances sont testées à partir d'un modèle analytique. L'utilisation d'une fonction test combinée à la mise en œuvre du principe d'intégration par parties dans la méthode LOWF ont conduit à une estimation plus robuste de la diffusivité thermique à partir de données bruitées. Les résultats obtenus sur des cas synthétiques bruités sont concluants et une validation expérimentale est en cours de réalisation. Comparée aux méthodes existantes de caractérisation thermique de matériaux homogènes par thermographie, la méthode LOWF offre des possibilités d'estimation multiéchelles oscillant entre les approches locale et globale. L'application de l'opérateur intégral à l'équation de la chaleur permet une estimation de la diffusivité sur un domaine de taille variable par une modification du domaine d'intégration. Les perspectives de ce travail sont la validation expérimentale sur des matériaux anisotropes, la confrontation expérimentale avec d'autres méthodes telles que SVD, Fourier et nodale. Cela devrait permettre de trouver un critère concernant la taille optimale du domaine d'intégration.

References

- [1] J.R. Shenfelt, R. Luck, R.P. Taylor, J.T. Berry, Solution to inverse heat conduction problems employing SVD and model reduction, *IJHMT* 45 (2002) 67–74.
- [2] A. Yahia, E. Palomo Del Barrio, Thermal Systems modelling via singular value decomposition: direct and modular approach, *Applied Mathematical Modelling* 23 (1999) 447-468.

- [3] J.-C. Batsale, D. Maillet, A. Degiovanni, Extension de la méthode des quadripôles thermiques à l'aide de transformations intégrales—calcul du transfert thermique au travers d'un défaut plan bidimensionnel, *International Journal of heat and mass transfert* (1994) 37, n°1, 111-127.
- [4] D. Maillet, J.-C. Batsale, A. Bendada, A. Degiovanni, Méthodes intégrales et contrôle non destructif par thermographie infrarouge stimulée, *Rev Gén Therm* (1996) 35, 14-27.
- [5] C. Pradère, J. Morikawa, J. Toutain, J.-C. Batsale, E. Hayakawa, T. Hashimoto, Microscale thermography of freezing biological cells in view of cryopreservation, 9th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography, *QIRT Journal*, (in press), (2008).
- [6] M. Bamford, J.C. Batsale, O. Fudym, Nodal and modal strategies for longitudinal thermal diffusivity profile estimation. Application to the non destructive evaluation of SiC/SiC composites under uniaxial tensile tests, *Infrared Phys. Technol.* 52 (2009) 1–13.
- [7] A.J. Romano, J.A. Bucaro, S. Dey, Defect detection and localization in orthotropic wood slabs by inversion of dynamic surface displacements, *JASA*, 2008.
- [8] J.A. Bucaro, A.J. Romano, P. Abraham, S. Dey, Detection and localization of inclusions in plates using inversion of point actuated surface displacements, *JASA*, 2004.
- [9] I. Philippi, J.-C. Batsale, D. Maillet, A. Degiovanni, Measurement of thermal diffusivities through processing of infrared images, *Rev. Sci. Instrum.* 66, 182 (1995).
- [10] J.V. Beck, K.J. Arnold, *Parameter Estimation in Engineering and Science*, Wiley Interscience, New York, 1977.

Caractérisation de la mesure de température dynamique par microthermocouple refroidi par effet Peltier.

Sofiane AMRANE, Éric GAVIGNET, Philippe BAUCOUR, François LANZETTA*

Institut FEMTO-ST, UMR CNRS 7174
 Université de Franche-Comté/CNRS/ENSMM/UTBM
 Département ENERGIE
 Parc technologique – 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort
 *(auteur correspondant : francois.lanzetta@univ-fcomte.fr)

Résumé - Cet article présente les premiers résultats expérimentaux de travaux portant sur le développement d'une méthode de mesure originale permettant de remonter simultanément à la température et à l'hygrométrie d'un gaz humide. Le psychromètre réalisé à cet effet est constitué de deux microthermocouples collés et isolés électriquement. Le premier est un microthermocouple de type E et de diamètre 127 μm , que l'on refroidit par effet Peltier. Le second microthermocouple, de type K et de diamètre 25.4 μm est utilisé comme référence. Deux types d'essais ont été réalisés: des essais en régime statique sans injection de courant et des essais en régime dynamique avec injection de courant (de 5 à 80 mA) dans le thermocouple E, faisant ainsi varier sa température. Les résultats sont comparés à ceux obtenus à l'aide d'une caméra thermique.

Nomenclature

| | | | |
|-------|------------------------------------------|-----------------------------|-----------------|
| I | courant, mA | <i>Symboles grecs</i> | |
| T_c | température au centre de la jonction, °C | Δ | différence |
| T_d | température au début de la jonction, °C | ϵ | émissivité |
| T_h | température du thermocouple, °C | <i>Indices et exposants</i> | |
| T_m | température moyenne de la jonction, °C | <i>max</i> | valeur maximale |
| | | <i>réf</i> | référence |

1. Introduction

De façon générale, deux techniques de mesures peuvent être utilisées afin de déterminer une température : les techniques dites intrusives et les méthodes non intrusives. La première catégorie repose sur l'utilisation de sondes telles que les sondes platine, les thermomètres ou encore les sondes à thermocouples qui restent les plus utilisées dans l'industrie ou les laboratoires de recherches [1]. Les méthodes non intrusives reposent quant à elles essentiellement sur l'utilisation de systèmes tels que les pyromètres ou les caméras infrarouges largement utilisées à l'heure actuelle [2]. Le travail expérimental présenté utilise ces deux approches dans le but de caractériser de deux façons distinctes un psychromètre dont l'élément sensible est un microthermocouple. Un second microthermocouple, collé sur cet élément sensible, permettra d'obtenir directement les variations de températures créées par le passage d'un courant électrique tandis qu'une caméra Infrarouge donnera de façon non intrusive une cartographie thermique de la surface de la sonde. Ces deux techniques seront ensuite comparées et exploitées afin d'évaluer l'influence de la conduction causée par l'effet Joule et l'effet Peltier dans les fils ainsi que de la convection sur la mesure de température [3, 4].

2. Principe du psychromètre

La réalisation du psychromètre repose sur l'utilisation de deux microthermocouples collés entre eux et isolés électriquement (Figure 1). Le premier thermocouple constitue l'élément sensible de la sonde et est réalisé par soudage au micro chalumeau. Il est traversé par un courant d'intensité variable I permettant de le refroidir par effet Peltier. D'autres phénomènes responsables de la variation de température sont également à prendre en compte comme l'effet Joule et l'effet Seebeck [5]. Le second thermocouple est un thermocouple de type K, étalonné au préalable par rapport à une sonde de platine de type PT100, et dont la jonction chaude a été réalisée par soudage à l'arc. Il est utilisé comme référence et a pour but de mesurer la différence de température obtenue lors du passage du courant dans l'élément sensible. Plusieurs types de sondes ont été testés mettant en jeu différents paramètres de l'élément sensible tels que la nature des couples thermoélectriques, les diamètres des fils ou encore l'intensité du courant à injecter afin de déterminer la configuration optimale donnant la variation de température la plus importante.

Trois types de couples thermoélectriques ont ainsi été réalisés et caractérisés : Type E (Chromel - Constantan), Type J (Fer - Constantan), Type K (Chromel - Alumel) pour trois diamètres différents de fils : 80 μm , 127 μm et 250 μm . De la même façon, plusieurs intensités de courant sont imposées avec des valeurs variant de 1 à 100 mA.

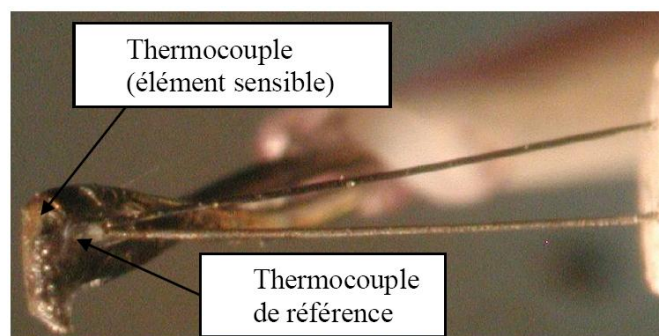


Figure 1 : *Vue du psychromètre.*

Le banc de test mis au point afin de caractériser le psychromètre est représenté Figure 2. Il est constitué d'un châssis de type « Compaq DAQ » (National Instrument) piloté à l'aide du logiciel LabVIEW et équipé d'un module de mesure de température et d'un module de sortie tension. La valeur du courant disponible en sortie de ce châssis restant faible, un montage suiveur réalisé autour d'un amplificateur de courant (OPA 548) est inséré entre le module de tension et le thermocouple à refroidir afin de fournir un courant suffisant. Lorsque l'on applique une tension par l'intermédiaire du châssis aux bornes de l'amplificateur de puissance, on impose un courant dans la jonction du premier microthermocouple ce qui a pour effet de le refroidir. Les variations de températures obtenues sont alors mesurées par le second microthermocouple et enregistrées à l'aide du module d'acquisition de données. En mode dynamique, la caractérisation consiste à envoyer des signaux en forme de créneaux (de durée et d'amplitude variables) et correspondant à des phases successives de refroidissement et de relaxation.

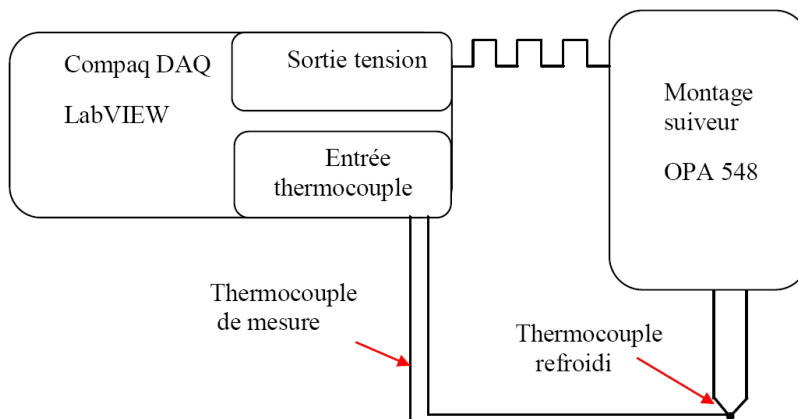


Figure 2 : Principe du banc de test.

Un exemple de résultats est représenté figure 3. Il correspond aux variations de température obtenues aux bornes du microthermocouple de référence collé sur un microthermocouple de type E de diamètre 127 μm . L'ensemble de la sonde est plongé dans un enceinte en verre fermé hermétiquement et placé dans un bain thermostaté à 20°C. Un troisième thermocouple (Type K, 25 μm) fournit la température moyenne de l'enceinte (TC_{Ref}). Cette figure représente la réponse du capteur à un signal carré de fréquence 0,025 Hz et d'intensité 35 mA. La phase de refroidissement par effet Peltier correspond à un état haut du signal de commande ce qui engendre le passage du courant à travers la jonction. Lors de la commutation de ce signal, le courant s'annule entraînant ainsi une remontée de la température à la valeur ambiante.

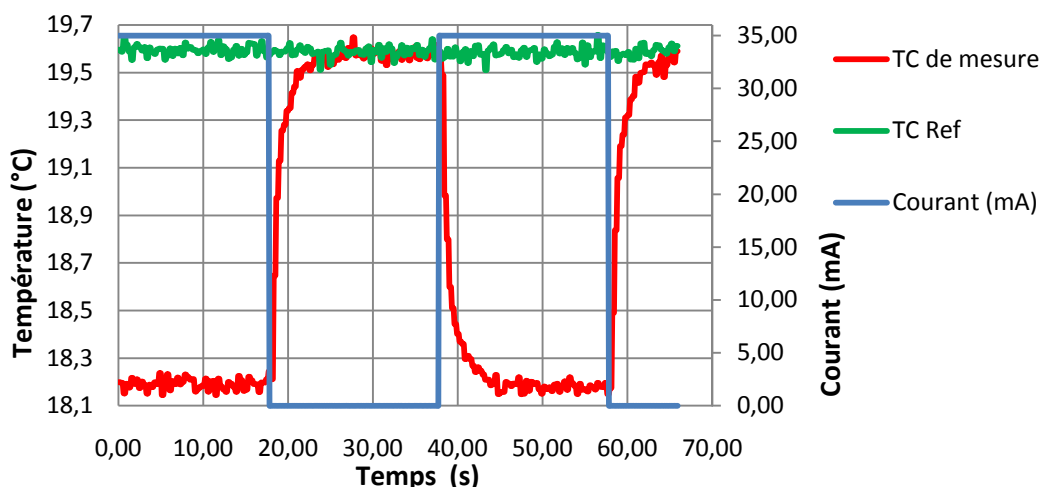


Figure 3 : Variations de température mesurées aux bornes du microthermocouple de référence.

La caractérisation du psychromètre consiste à trouver les paramètres thermoélectriques (propriétés thermophysiques, coefficient de Seebeck), dimensionnels (diamètre des fils) et électriques (intensité du courant, fréquence d'excitation) donnant la variation de température la plus élevée entre les deux phases du signal de commande. De nombreux essais ont permis de mettre en évidence qu'une valeur d'intensité de 35 mA pour une fréquence de 0,025 Hz génère la variation de température la plus élevée et ce, quelle que soit la configuration du thermocouple. L'influence de l'intensité du courant traversant la jonction est illustrée figure 4 sur laquelle sont représentées les variations de température en fonction de ce paramètre pour trois thermocouples de types différents (E, J et K) mais de diamètre identique (127 μm) et dans les mêmes conditions que précédemment. Les courbes obtenues mettent clairement en évidence une meilleure sensibilité du thermocouple de type E, par rapport aux autres couples, avec une variation de température de -1,5°C pour un courant de 35 mA.

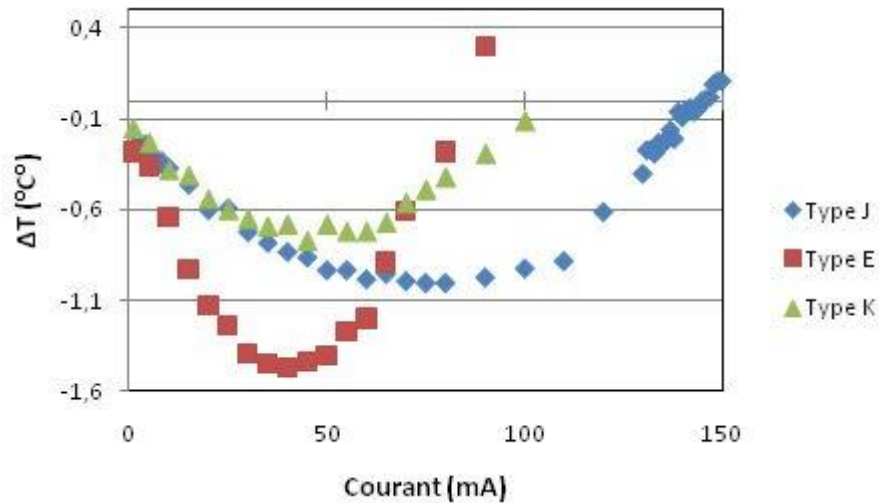


Figure 4 : Comparaison des réponses des thermocouples en fonction du courant.

4. Essais avec la caméra thermique

4.1. Banc d'essais

Le banc d'essais est constitué de la caméra infrarouge associée au système de mesure par microthermocouples (Fig. 5). L'emploi d'une caméra thermique permet de mesurer de façon non intrusive, les variations des températures de surface des microthermocouples [6]. Nous avons utilisé une caméra matricielle CEDIP Titanium FLIR Série SC7000 (figure 5), avec un détecteur photovoltaïque InSb, de résolution 640x512 pixels et une bande spectrale de 1.5 μm - 5 μm (IR moyen) pour un pas de 15 μm . Le détecteur assure la transformation du flux incident en tension, avec un temps d'intégration variable puis les valeurs de tension sont ensuite transformées en température grâce à des courbes d'étalonnages [7]. Le logiciel ALTAIR pilote cette caméra et permet d'enregistrer et de traiter les images mais également de modifier certains réglages comme la taille des pixels, la focale, l'émissivité ou encore la valeur de la température ambiante [8, 9].

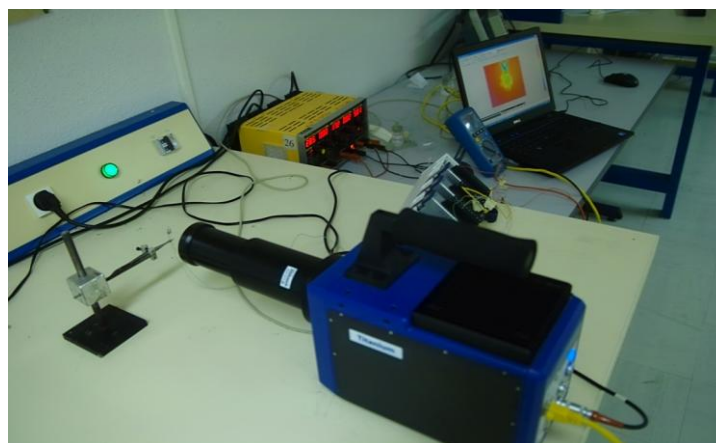


Figure 5: Dispositif expérimental (l'enceinte de protection des microthermocouples a été enlevée)

4.2. Essais en régime statique

Les premiers essais sont effectués en régime statique, sans injection de courant. Le but est de mesurer les différences de température entre le thermocouple et la caméra thermique.

Plusieurs essais ont été réalisés en faisant varier les paramètres de la caméra (émissivité et focale), afin de trouver le bon réglage. Les thermocouples sont placés dans une enceinte afin de minimiser les effets de la convection (Fig. 5).

La figure 6 représente un thermogramme des variations de température surfaciques le long des deux microthermocouples dans des conditions géométriques correspondantes à celles de la figure 1. Les évolutions des températures sont données à partir du logiciel Altair, les mesures étant prises sur une période de 30 s. Sur chaque fil on mesure ainsi la température à différentes abscisses, le long d'une ligne, désignées par FIL11, FIL12 et FIL13 pour le fil 1 et par FIL21, FIL22 et FIL23 pour le fil 2 (moyenne de la température au niveau de chaque pixel le long de la ligne droite). On calcule la température moyenne en début de jonction (T_d centre de la zone cerclée « Début de jonction », moyenne de température de chaque pixel dans le cercle), et la température au centre de la jonction (T_c , centre de la zone cerclée « Centre de jonction », température du pixel au centre du cercle). Toutes ces températures sont ensuite comparées à celles (T_h) fournies par le microthermocouple (Figs. 7 à 9).

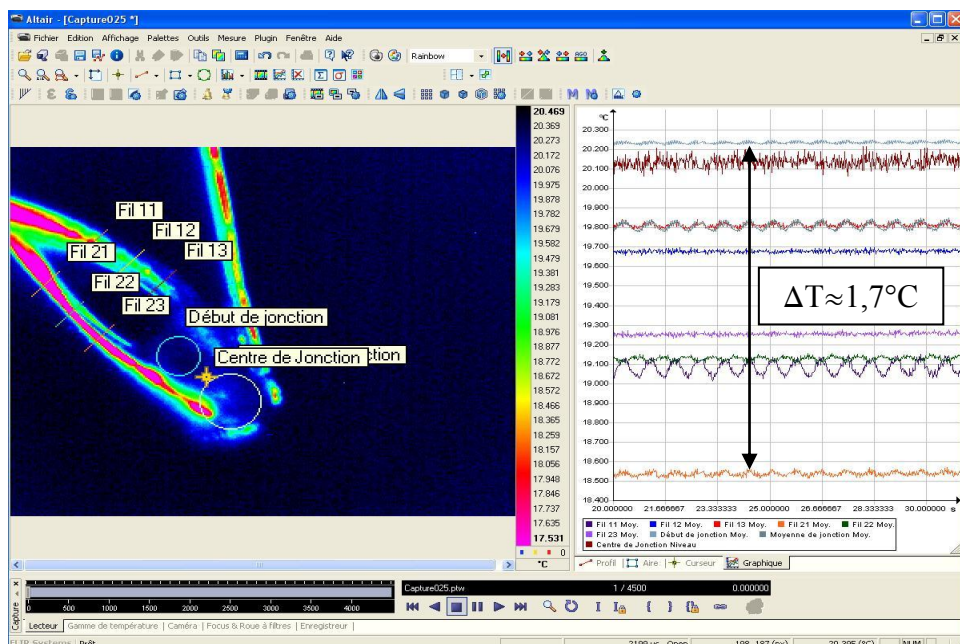


Figure 6 : Thermogrammes du dispositif

D'après ce thermogramme (Fig. 6) on remarque une différence de température entre les fils et la jonction d'environ $1,7^{\circ}\text{C}$. Les données fournies par la caméra infrarouge sont le résultat d'une chaîne de phénomènes physiques et électroniques. A chaque instant, chaque pixel de la matrice du détecteur délivre un signal électrique qui est une fonction linéaire du flux photonique reçu pendant le temps d'intégration (une fraction de la période d'acquisition des images).

Les figures 7 à 9 présentent des thermogrammes pour lesquels l'émissivité de la jonction varie, pour les mêmes conditions expérimentales. Ainsi, l'écart maximal de température ΔT_{max} des points de mesure varie de $0,2^{\circ}\text{C}$ à $0,6^{\circ}\text{C}$; quand on baisse l'émissivité, la température donnée par la caméra thermique augmente. Le microthermocouple ayant été étalonné en statique, si l'on considère sa température (T_h) comme « référence », la caméra thermique fournit des températures proches de celles de T_h lorsque l'émissivité de la jonction est fixée à $\epsilon = 0,9$ (Fig. 8) et, dans ces conditions, l'écart de température ($\Delta T = T_h - T_c$) est minimal et sa valeur est $\Delta T \approx 0,2^{\circ}\text{C}$. On a aussi remarqué que la température au niveau de la jonction n'est pas parfaitement homogène, si l'emplacement du point au centre de la jonction change ne serait-ce que d'un pixel, la température enregistrée change de $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$. D'autre part, la

jonction n'est pas une sphère ou un cylindre parfait et cette zone présente des propriétés thermophysiques non homogènes dues entre autre à la fusion des deux matériaux constituant le thermocouple (Chromel - Constantan).

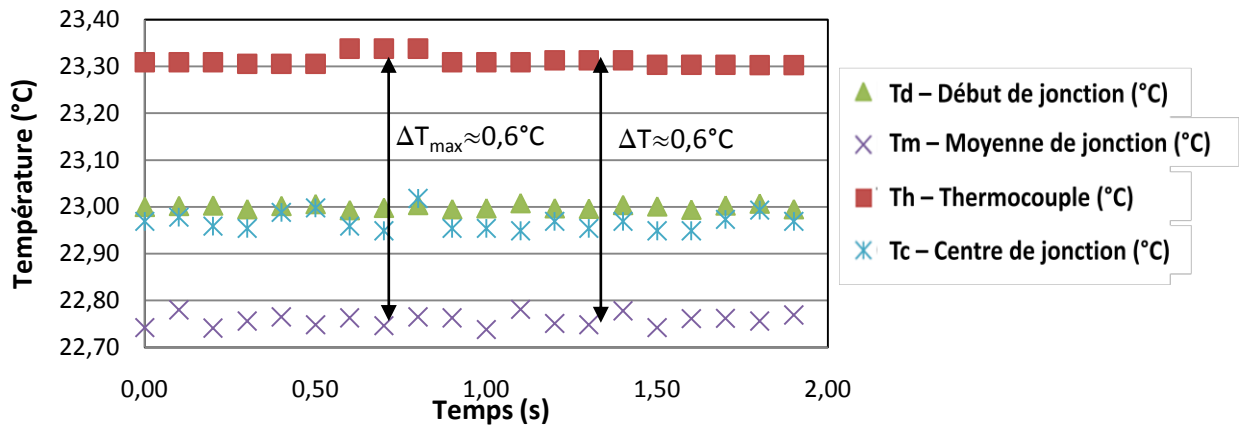


Figure 7 : Essais statiques, émissivité $\epsilon = 1$.

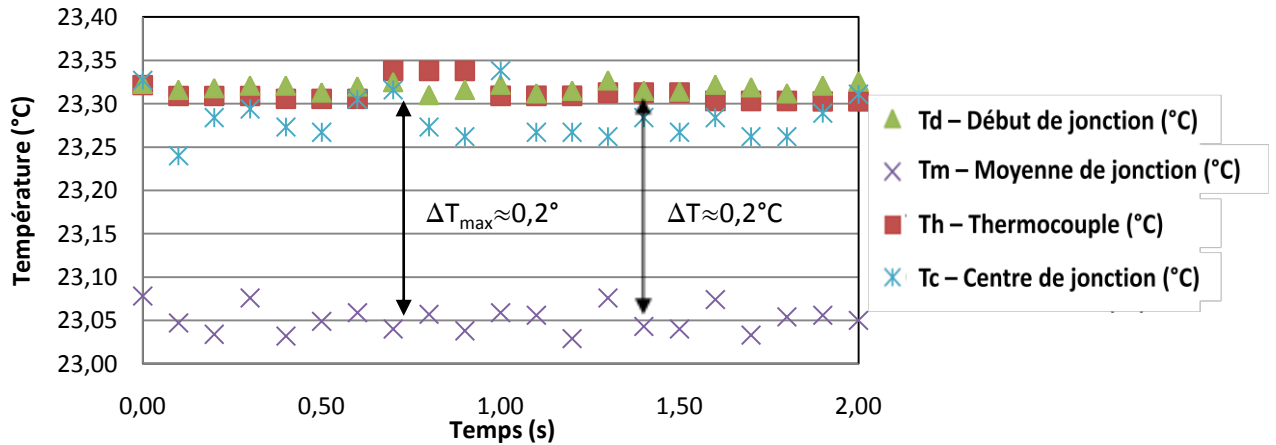


Figure 8 : Essais statiques, émissivité $\epsilon = 0,9$.

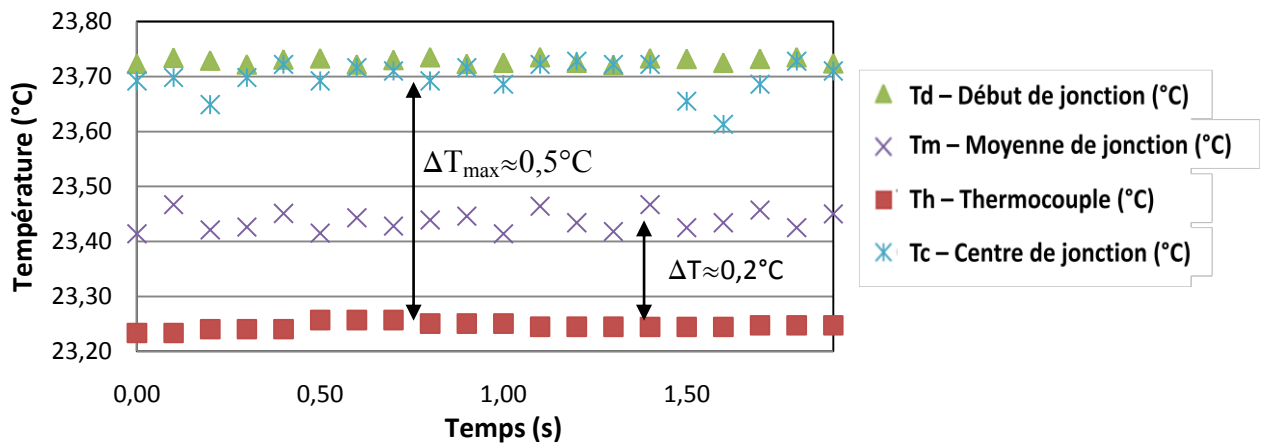


Figure 9 : Essais statiques, émissivité $\epsilon = 0,8$.

4.3. Essais en régime dynamique

La caractérisation dynamique du capteur consiste à exciter l'élément sensible (thermocouple de type E) à l'aide d'un signal périodique d'amplitude variable dans les mêmes

conditions expérimentales que précédemment. Différentes valeurs d'intensité de courants (de 5 à 80 mA) peuvent ainsi être choisies afin de refroidir la jonction par effet Peltier. La figure 10 donne un exemple de réponse du capteur à un signal d'excitation de fréquence 0,02 Hz et d'intensité 30 mA. Les mesures issues du thermocouple sont comparées à celles obtenues par la caméra pour différents points de la jonction définis au préalable et pour une émissivité fixée à 0,9.

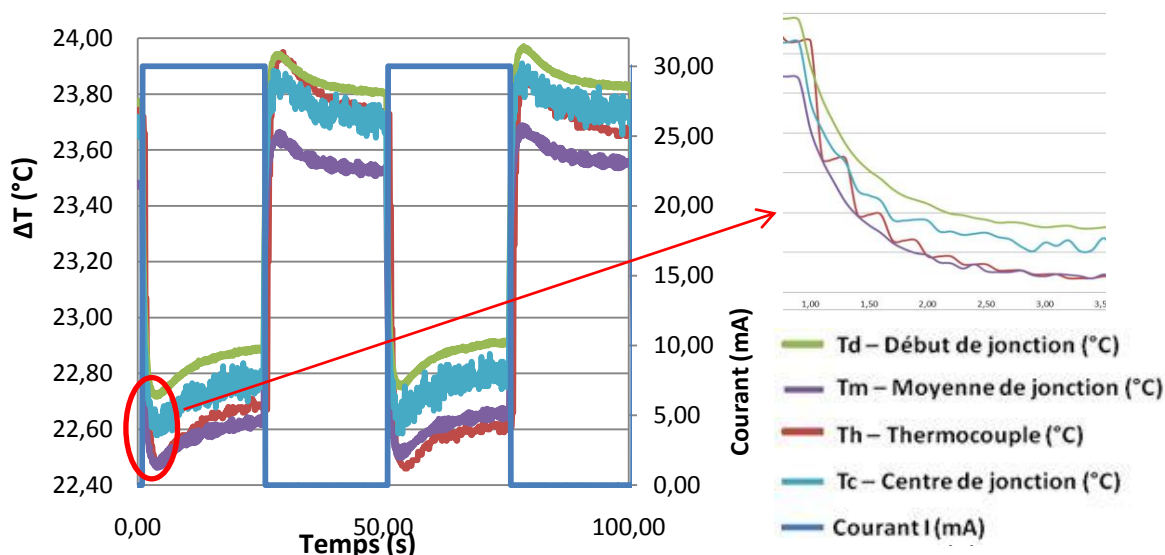


Figure 10 : Essais en régime dynamique pour un courant de 30 mA

Malgré des allures et des dynamiques identiques, on peut noter une différence d'amplitude de 0,2°C en moyenne entre les mesures issues du microthermocouple (T_h) et celles provenant de la caméra notamment au niveau du point correspondant à la moyenne de jonction (T_c). Les résultats restent toutefois comparables entre les deux méthodes sachant que l'influence de la couche de colle entre les deux microthermocouples reste indéterminée.

Des pics de températures, dus à l'inertie thermique causée par effet Joule, sont également observables en début de phase de refroidissement et de phase de repos. Le thermogramme représenté figure 11 permet de caractériser la dissipation de chaleur apportée par effet Joule depuis les fils jusqu'à la jonction ainsi que la convection s'établissant autour. Ce thermogramme est réalisé pour une ligne de mesure moyennée placée sur chaque fil, la distance entre la jonction et les points de mesures étant d'environ 400 μm et pour un cercle placé au centre de la jonction avec une mesure moyennée de sa surface. Les résultats obtenus mettent clairement en évidence des variations identiques mais avec des amplitudes différentes.

5. Conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans ce travail concernent la mesure de température sur un microthermocouple refroidi par effet Peltier. Deux techniques de mesures, l'une par l'intermédiaire d'une caméra thermique et l'autre à l'aide d'un second microthermocouple fixé sur le premier thermocouple d'étude, ont été mises en place et ont abouti à des résultats cohérents. Ces mesures ont notamment permis d'établir une configuration optimale donnant la plus grande variation de température pour une valeur de courant fixée et ainsi trouver un compromis entre les différents paramètres du thermocouple (diamètre des fils, type, intensité du courant).

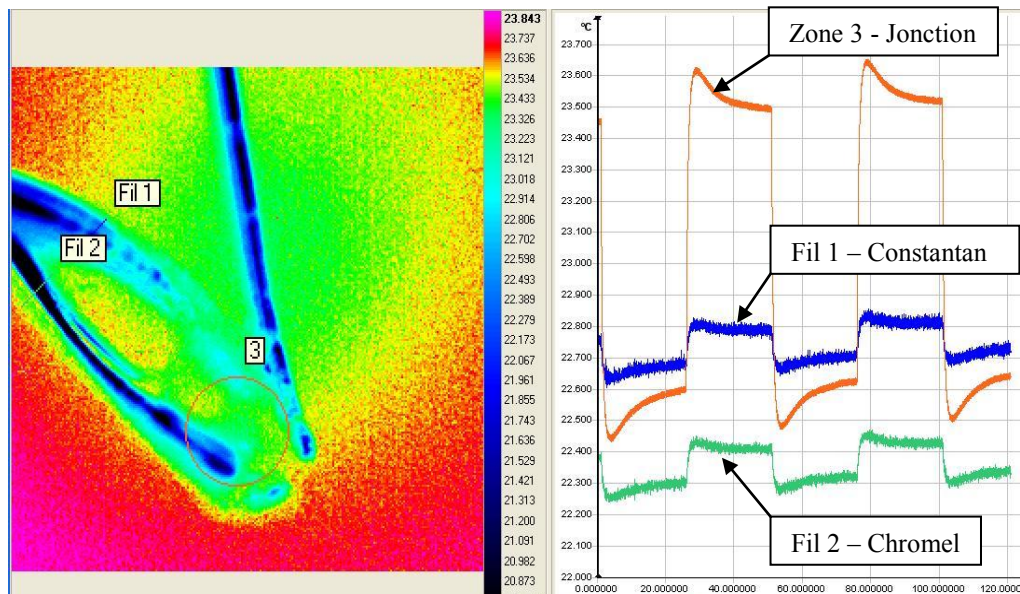


Figure 11 : Thermogramme en essais dynamiques pour un courant d'intensité $I = 30 \text{ mA}$ à différentes abscisses le long des fils 1 (Chromel) et 2 (Constantan) et au centre de la jonction. On met en évidence les pertes par conduction le long des fils par une baisse de la température entre le centre de la jonction et les abscisses.

L'utilisation de la caméra thermique a également donné la possibilité de quantifier l'influence des effets de la conduction dans les fils (effet Joule) et la convection autour de la jonction, la difficulté principale étant d'estimer l'émissivité de la jonction. Ces travaux de caractérisation sont une première étape vers la conception d'une sonde psychrométrique afin de remonter simultanément à la température et à l'hygrométrie d'un gaz humide à partir d'un seul et unique thermocouple.

Références

- [1] J.G. Webster, Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook, CRCnetBase, 1999.
- [2] C. Le Niliot, P.Gallet, Infrared thermography applied to the resolution of inverse heat conduction problems: recovery of heat line sources and boundary conditions, *Revue Générale de Thermique*, 37(8), September (1998), 629–643.
- [3] W. Skierucha, Design and performance of psychrometrics soil water potential meter, *Sensors and Actuators*, 118, (2005), 86-91.
- [4] S. Amrane, E. Gavignet, P. Baucour, F. Lanzetta, Microthermocouple psychrometer design and characterization, 15 International congress of metrology, Paris, 3-6 Octobre 2011.
- [5] D.H. Jung, I.K. Moon, Y.J. Yun, C.D. Park, S.M. Chung, Y.H. Jeong, Measuring thermophysical properties of gases with a single thermocouple: Peltier vacuum gauge, *Thermochimica Acta*, 455, (2007), 40–45.
- [6] F. H.Sepúlveda Palma, Déformation de champs thermiques et traitement d'images infrarouges. Application, à la caractérisation de systèmes dynamiques. Thèse, Université de Toulouse, 10 décembre 2009.
- [7] G. Gaussorgues, La Thermograohie Infrarouge, Lavoisier, 1989, ISBN 2-8506-547-9.
- [8] CEDIP, Altair user manual, DL00U-F, Paris.
- [9] CEDIP, Titanium user manual, DC019U-A, Paris.

Propriétés thermiques de composites de type diamant fritté utilisés pour le façonnage

Tala MOUSSA*, Bertrand GARNIER, Hassan PEERHOSSAINI

Laboratoire de Thermocinétique UMR CNRS 6607
Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes
B.P. 50609, Rue Christian Pauc, 44306 Nantes cedex 3,
*(auteur correspondant : tala.moussa@univ-nantes.fr)

Résumé - Dans le processus de façonnage (pierres par exemple), la chaleur générée par frottement entre la meule et le matériau peut être à l'origine de la dégradation de l'un deux; d'où la présence d'un refroidissement externe est souvent indispensable. Afin de comprendre les mécanismes de transfert de chaleur au sein de la meule, la caractérisation thermique du diamant fritté est effectuée pour deux types de liants métalliques en fonction de la fraction volumique de diamant. Dans la présente étude, une approche expérimentale a été développée en utilisant la méthode flash sans contact pour la détection et les données expérimentales sont comparées avec les valeurs de conductivité thermique effective déduites de modèles analytiques du second ordre en milieu dilué.

Nomenclature

| | | |
|-----------|---------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------|
| a | diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> |
| c | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | δ_{rms} écart quadratique moyen, $^{\circ}C$ |
| d | diamètre des particules de diamant, μm | θ_f température de la face avant, transformée dans l'espace de Laplace, $^{\circ}C.s$ |
| e | épaisseur, m | θ_r température de la face arrière transformée dans l'espace de Laplace, $^{\circ}C.s$ |
| h | coefficient d'échange thermique, $W/m^2.K$ | ρ densité, $kg.m^{-3}$ |
| k | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ | ϕ fraction volumique de charge, % |
| p | paramètre de Laplace | <i>Indices et exposants</i> |
| q | densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$ | eff effective |
| Q | chaleur absorbée par unité de surface, $J.m^{-2}$ | f filler (diamant) |
| R_c | résistance thermique de contact, $m^2.K.W^{-1}$ | m matrice |
| R_{max} | température maximale résiduelle, $^{\circ}C$ | max maximale |
| S | surface d'échange, m^2 | |
| T_f | température de la face avant, $^{\circ}C$ | |
| T_r | température de la face arrière, $^{\circ}C$ | |

1. Introduction

Cette étude s'articule autour de la problématique du refroidissement de l'interface pièce/outil de façonnage. L'outil (meule) étant une pièce cylindrique en acier inoxydable renfermant un matériau de façonnage très dur. En effet, lors du façonnage il faut éviter les endommagements thermiques à la surface de la pièce, causés par la très haute vitesse de rotation de la meule (typiquement de 6000 à 7000 t/min) induisant des niveaux de température élevés au point de contact pièce / outil [1,2]. Ainsi la température à l'interface meule/pièce devient le facteur limitant dans l'amélioration de la production de pièces façonnées de sorte que la performance thermique du matériau de l'outil de travail en termes d'aptitude à transférer la chaleur est très importante.

D'une manière générale, le diamant est un des matériaux les plus durs qui soit et présente ainsi certaines propriétés particulières qui lui confère une très large gamme d'applications mécaniques dans des opérations telles que le façonnage, le limage, le perçage, etc. Ainsi les outils abrasifs à base de diamant sont très utilisés en raison d'une découpe facilitée, de leur durée de vie élevée et d'une durée d'usinage moindre par rapport à d'autres matériaux. La conductivité thermique du diamant synthétique est autour de $1500-2500 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [3] et la conductivité effective du diamant fritté avec un du liant métallique est beaucoup plus faible. Ainsi, pour du cuivre avec 40% en vol. de particules de diamant de diamètre $12\mu\text{m}$, Schubert [3] obtient une conductivité thermique effective de 200 à $600 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, la plus grande valeur étant obtenue pour une matrice d'alliages de cuivre contenant également des inclusions de bore (B) et de chrome (C) induisant une force de liaison plus élevée. En outre, l'utilisation de hautes pressions peut accroître le nombre de particules formant des squelettes conducteurs et ainsi améliorer la conductivité thermique du composite cuivre-diamant jusqu'à $900 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [4]. Il a été également montré que la conductivité thermique des composites de diamant augmente avec la taille des grains de diamant [5]. Tous ces résultats concernent la microélectronique. À notre connaissance, il n'existe aucune valeur dans la littérature sur les propriétés thermiques du diamant fritté utilisé dans les procédés de façonnage. Ces diamants frittés sont assez différents des matériaux employés dans l'électronique. Le choix du liant métallique est délicat car il doit maintenir les particules de diamant pendant le façonnage. Ainsi, les diamants frittés nécessitent de meilleures propriétés mécaniques comme la résistance à l'usure, ceci implique que la quantité de particules de diamant est plus petite - typiquement de 0 à 25% en volume-, ce qui induit une conductivité thermique beaucoup plus faible que dans le cas de l'électronique.

Dans la première partie de cette communication, on présente les techniques de mesure des propriétés thermiques d'échantillons de diamant fritté. La deuxième partie regroupe les résultats obtenus sur des composites avec deux liants différents et avec diverses quantités de particules de diamant. Enfin, les résultats expérimentaux sont comparés avec les modèles conventionnels de la littérature de prédiction de la conductivité thermique effective des matériaux.

2. Matériaux

Nos échantillons sont composés d'une matrice et de particules de diamant synthétique d'une taille moyenne d'environ $91 \mu\text{m}$. La matrice est un liant métallique qui peut être soit de type A à base de tungstène (matériau dur) ou soit de type B à base de cobalt (matériau tendre). Les échantillons sont des disques fabriqués par pressage à chaud et ont un diamètre de 25 mm et une épaisseur de 2,5 à 4 mm.

Les figures 1 et 2 montrent des échantillons de diamant fritté découpés à l'aide d'un procédé d'électroérosion de type filaire. Il apparaît que les particules de diamant sont distribuées plus ou moins au hasard dans l'échantillon et, comme les particules de diamant sont isométriques, ces composites à base de diamant semblent être plutôt isotropes.

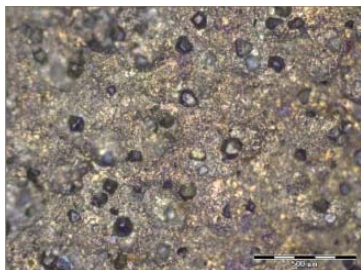


Figure 1 : Coupe de diamant fritté contenant un liant métallique à base de tungstène (type A).

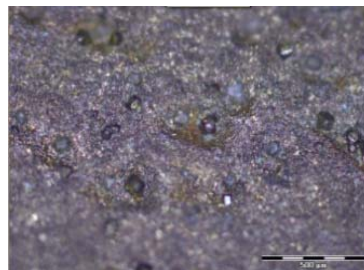


Figure 2 Coupe de diamant fritté contenant un liant métallique à base de cobalt (type B)

3. Principe et dispositif expérimental

Les masses volumiques des échantillons sont calculées à partir de la masse et des dimensions des échantillons. Les chaleurs spécifiques sont mesurées en utilisant un microcalorimètre Perkin Elmer DSC Pyris étalonné avec un échantillon de référence en saphir. Les conditions opératoires sont : isotherme à 5 ° C pendant 1 min, chauffage à 10 ° C / min pendant 5,5 min et isotherme final à 65 ° C pendant 4 min. Pour mesurer la conductivité thermique, puisqu'il est difficile d'intégrer des thermocouples dans les échantillons, une méthode flash avec détection sans contact a été choisie. Ainsi une lampe de quartz fournit un bref chauffage sur la face avant de l'échantillon et la température de sa face arrière est relevée en fonction du temps en utilisant une caméra infrarouge.

Les deux faces des échantillons ont été recouvertes de peinture noir mat afin d'une part de favoriser l'absorption du flash par le matériau et d'autre part afin de mesurer la température sur une surface qui possède une émissivité proche de l'unité. Les épaisseurs des couches de peinture ont été mesurées par un profilomètre optique UBM (typiquement entre 6 et 9 μm). La chaleur spécifique de la peinture a été mesurée par DSC 7 (1533,2 $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$), sa masse volumique (1251 kg.m^{-3}) et sa conductivité thermique (0,74 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) provenant de la littérature [6].

La température de la face arrière est relevée par une technique de mesure sans contact en l'occurrence avec une camera infrarouge de type Flir modèle SC 7500 INSB muni d'un objectif de 50mm et possédant une résolution thermique de 0,02°C. Les mesures sont effectuées avec une fréquence de 183Hz et une demi-trame (160x128 pixels), le temps d'intégration de l'image étant de 389 μs . La température en régime instationnaire utilisée pour obtenir la conductivité thermique des composites de type diamant fritté est la température moyenne relevée sur une zone circulaire de diamètre 5,34 mm (610 pixels) située au centre de la face arrière de l'échantillon.

En raison de la faible conductivité thermique de ces couches supplémentaires, nous avons considéré une structure multicouche pour le modèle thermique utilisé dans la méthode flash afin d'éviter les biais dans l'estimation des propriétés. Plusieurs travaux ont déjà présenté l'extension de la méthode de flash pour un milieu multicouche notamment pour des échantillons à faible conductivité thermique [7, 8]. A l'aide du relevé de température consécutif au chauffage, et d'un modèle thermique représentant les transferts de chaleur au sein du matériau multicouches (diamant fritté + 2 couches de peinture), l'estimation de la conductivité thermique et de quelques paramètres opératoires (coefficient d'échange et flux incident) est alors effectuée.

4. Modèle thermique

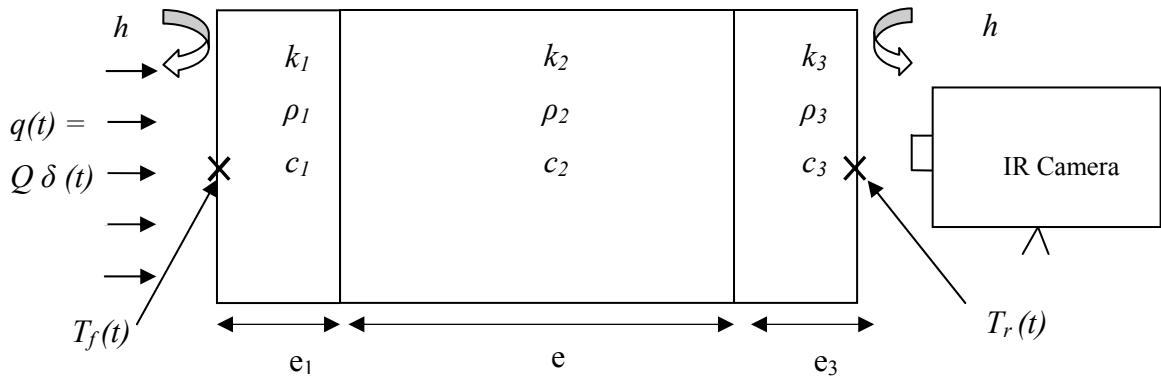


Figure 3 : Méthode Flash avec trois couches (1 et 3 : peinture noire, 2 : échantillon)

Dans cette section, on présente la résolution de l'équation instationnaire de la chaleur avec trois couches. Elle est basée sur l'utilisation de la technique dite des quadripôles [9]. Les températures $T(t)$ sont transformées en température $\theta(p)$ par la transformée de Laplace. En raison du système multicouche et des conditions aux limites, les équations à résoudre dans l'espace de Laplace sont composées d'un produit de plusieurs matrices [8]:

$$\begin{pmatrix} \theta_f(p) \\ Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ hS & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & A_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & A_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 & B_3 \\ C_3 & A_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ hS & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_r(p) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

θ_f et θ_r sont respectivement les températures de Laplace des faces avant et arrière des couches extérieures, Q est la chaleur absorbée par unité de surface et S étant la surface d'échange. Les coefficients A_i, B_i, C_i , dépendent du paramètre p de Laplace, de l'épaisseur e_i de la couche i , et des propriétés thermophysiques du matériau. Ils sont donnés par Maillet [9]:

$$A_i = \cosh \left(e_i \sqrt{\frac{p}{a_i}} \right) \quad (2)$$

$$B_i = \frac{1}{k_i \sqrt{\frac{p}{a_i} S}} \sinh \left(e_i \sqrt{\frac{p}{a_i}} \right) \quad (3)$$

$$C_i = k_i \sqrt{\frac{p}{a_i} S} \sinh \left(e_i \sqrt{\frac{p}{a_i}} \right) \quad (4)$$

où k_i et a_i représentent la conductivité et la diffusivité thermique du milieu i ($a_i = k_i \rho_i^{-1} c_i^{-1}$). On en déduit alors la température de la face arrière dans l'espace de Laplace :

$$\theta_r(p) = \frac{QS}{C} \quad (5)$$

L'algorithme de Gaver Stefest permet l'inversion numérique et donc la température $T_r(t)$ dans le domaine temporel [9].

5. Résultats et discussions

Les valeurs estimées des trois paramètres k , Q et h pour tous les échantillons de diamant fritté sont présentées dans le tableau [1]. Pour chaque type de liant métallique, 10 échantillons sont disponibles avec cinq taux volumiques différents allant de 0 à 25%. Les grandeurs δ_{rms} et R_{max} sont respectivement l'écart quadratique moyen entre les températures calculées et mesurées et la température maximale résiduelle. On constate que ces valeurs sont petites par rapport à l'élévation de température finale d'environ 1,35 ° C.

| Liant | ϕ | #s* | k | Q | $h,$ | δ_{rms} | R_{max} |
|-------|--------|-----|-------------------|-------------|----------------|----------------|-----------|
| | % | | $W.m^{-1}.K^{-1}$ | $kJ.m^{-2}$ | $W.m^2.K^{-1}$ | °C | °C |
| A | 0 | 1 | 30.0 | 11.55 | -0.05 | 0.0040 | 0.0106 |
| | | 2 | 29.2 | 15.85 | -0.90 | 0.0050 | 0.0133 |
| A | 7.4 | 3 | 29.0 | 11.46 | 0.26 | 0.0040 | 0.0111 |
| | | 4 | 31.5 | 12.87 | -1.18 | 0.0045 | 0.0125 |
| A | 11.5 | 5 | 26.1 | 10.89 | 0.12 | 0.0051 | 0.0119 |
| | | 6 | 36.3 | 16.13 | -1.28 | 0.0068 | 0.0227 |
| A | 18.4 | 8 | 39.9 | 13.10 | -1.21 | 0.0066 | 0.0183 |
| A | 23.9 | 9 | 49.16 | 11.75 | -0.35 | 0.0054 | 0.0114 |
| | | 10 | 44.3 | 14.07 | -0.87 | 0.0063 | 0.0184 |
| B | 0 | 11 | 18.72 | 10.15 | 1.11 | 0.0070 | 0.0111 |
| | | 12 | 16.1 | 8.37 | 1.19 | 0.0049 | 0.0149 |
| B | 5.7 | 13 | 17.13 | 11.44 | -0.22 | 0.0053 | 0.0154 |
| | | 14 | 18.7 | 56.29 | 2.30 | 0.0041 | 0.0123 |
| B | 15.1 | 15 | 19.45 | 10.72 | 1.24 | 0.0046 | 0.012 |
| | | 16 | 18.94 | 15.21 | -2.84 | 0.0084 | 0.0182 |
| B | 18.3 | 17 | 20.9 | 10.77 | 0.51 | 0.0046 | 0.0127 |
| | | 18 | 18.2 | 14.46 | -2.49 | 0.0110 | 0.0325 |
| B | 24.12 | 19 | 25.27 | 11.64 | -0.14 | 0.0070 | 0.0149 |
| | | 20 | 26.7 | 15.52 | -1.17 | 0.0118 | 0.0297 |

*: #s: référence de l'échantillon

Tableau 1 : Estimation des paramètres par la méthode flash.

On peut faire plusieurs constats à propos des échantillons avec les 2 types de liant. La conductivité thermique k_m du liant A à base de tungstène est de 29,6 $W.m^{-1}.K^{-1}$, alors que pour le liant B à base de cobalt, elle diminue jusqu'à 17,5 $W.m^{-1}.K^{-1}$. De plus, pour les deux liants A et B, la conductivité thermique augmente avec le taux volumique du diamant ; ceci provient bien évidemment de l'ajout de particules à forte conductivité thermique (diamant : $k_f = 2000 W.m^{-1}.K^{-1}$) par rapport à celles des liants.

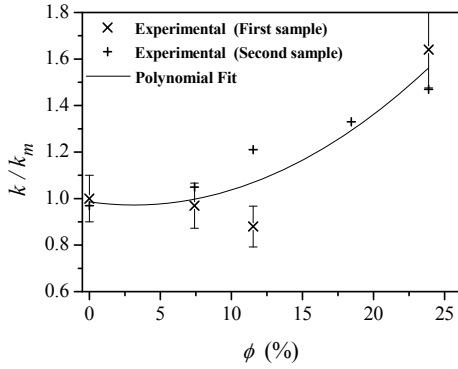


Figure 4 : Conductivité thermique du diamant fritté en fonction du taux volumique de diamant (liant A, $k_m=29,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

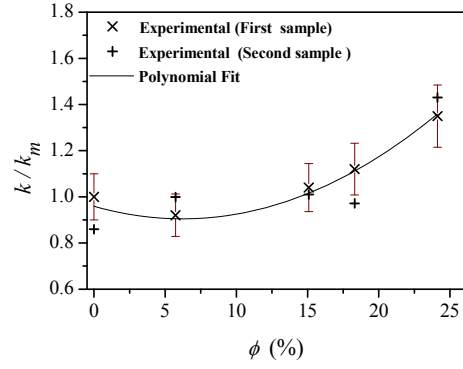


Figure 5 : Conductivité thermique du diamant fritté en fonction du taux volumique de diamant (liant B, $k_m=17,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Les figures 4 et 5 montrent les différentes valeurs de conductivité thermique pour toutes les fractions volumiques disponibles de diamant avec les liants A et B respectivement. La conductivité thermique du composite à liant A tend à augmenter jusqu'à 64% pour une fraction volumique ϕ égale à 23,9%. L'augmentation avec l'autre liant, B, est beaucoup plus petite (35% pour $\phi = 24,1\%$). Les dépendances de la conductivité avec la fraction de volume peuvent être décrites par un polynôme de degré 2:

$$\frac{k}{k_m} = 0.986 - 0.00853\phi + 0.0014\phi^2 \text{ pour le liant A} \tag{6}$$

$$\frac{k}{k_m} = 0.959 - 0.0176\phi + 0.0041\phi^2 \text{ pour le liant B} \tag{7}$$

Comparaison avec des modèles théoriques de conductivité thermique

La conductivité thermique effective de chaque type de matériau est analysée à l'aide de quatre modèles de second ordre valable pour des composites en milieu dilué (Maxwell [10], Bruggeman [11,12], Hatta et Taya [12,13], et Hashin Shtrikman [12,14,15]). Ces modèles analytiques, valables pour des taux volumiques modérés, ont été développés par la théorie du milieu effectif et diffèrent par les diverses hypothèses concernant l'interaction entre les particules, leur distribution spatiale, leur forme et leur taille. La conductivité effective dépend avant tout de la fraction volumique de particules ϕ_f et de matrice ϕ_m , ainsi que de leurs conductivités k_f et k_m respectives. Les expressions des quatre modèles pour des particules sphériques de remplissage sont les suivantes:

- Modèle de Maxwell:

$$k = k_m \frac{2k_m + k_f - 2\phi(k_m - k_f)}{2k_m + k_f + \phi(k_m - k_f)} \tag{8}$$

- Modèle de Bruggeman:

$$1 - \phi = \frac{k_f - k}{k_f - k_m} \left(\frac{k_m}{k} \right)^{1/3} \tag{9}$$

- Modèle de Hatta and Taya:

$$k = k_m \left[1 - \phi \frac{(k_m - k_f) \left[(k_f - k_m) + 3k_m \right]}{2(k_f - k_m)^2 (1 - \phi) + k_m (k_f - k_m) (2 - \phi) + 3k_m^2} \right] \quad (10)$$

- Modèle de Hashin et Shtrikman:

$$k = k_m \left(1 + \frac{\phi}{\frac{1 - \phi}{3} + \frac{k_m}{k_f - k_m}} \right) \quad (11)$$

où k_f est la conductivité thermique de la charge (ici le diamant, $k_f = 2000 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Une résistance thermique de contact parfaite entre les particules et la matrice est considérée dans ces modèles ($R_c = 0$). On observe que le modèle de Bruggeman donne des valeurs plus élevées de k et que les résultats des modèles de Maxwell, Hatta et Taya et Hashin & Shtrikman sont similaires. Par ailleurs, tous ces modèles fournissent des valeurs beaucoup plus élevées que celles observées expérimentalement. Cependant, on peut prendre en compte une résistance thermique de contact entre les particules et la matrice en introduisant une modification de la conductivité thermique k_f^{eff} de la charge par l'expression de Chen [16]:

$$k_f^{eff} = \frac{k_f}{1 + 2k_f R_c / d} \quad (8)$$

où d est le diamètre moyen des particules de diamant et R_c la résistance thermique de contact entre inclusion et matrice. Selon le modèle le plus simple (Maxwell), on voit sur la figure 6 et 7 que plus R_c augmente, plus la conductivité thermique se rapproche des valeurs expérimentales de conductivité. En utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt, on peut obtenir la valeur optimale de R_c afin de faire correspondre les valeurs de k théoriques et expérimentales. Finalement, on trouve R_c égale à $0,5 \cdot 10^{-6}$ et $1,25 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$ pour le diamant fritté avec les liants A et B respectivement. Par conséquent en utilisant l'équation (8), les conductivités thermiques effectives des particules de diamant, sont respectivement égales à $58,9$ et $35,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, ces valeurs incluant l'effet de R_c apparaissent très réduites par rapport à la conductivité thermique du diamant ($2000 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Pour le composite cuivre-diamant, Chu [17] et Ren [18] ont montré que R_c diminue en réalisant, sur les particules de diamant, un revêtement métallique fortement conducteur et de faible épaisseur par exemple avec du titane (Ti) ou du chrome (Cr). Il serait intéressant d'effectuer une telle analyse avec nos matériaux composites.

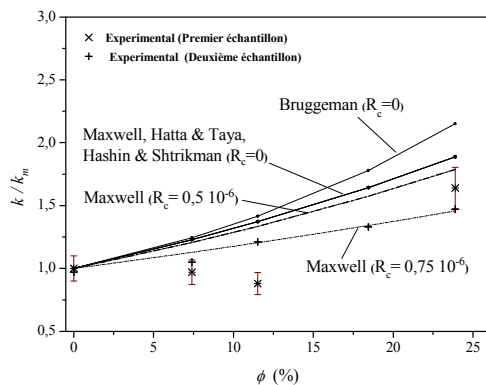


Figure 6 : Modèles de conductivité thermique et mesures (liant A)

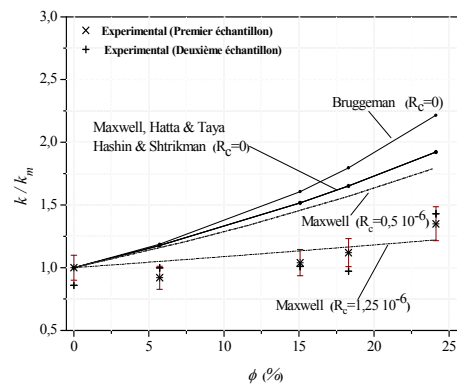


Figure 7 : Modèles de conductivité thermique et mesures (liant B)

6. Conclusion

Ce travail est dédié à la mesure et à l'analyse des propriétés thermiques du diamant fritté utilisé dans les procédés de façonnage. L'approche expérimentale a montré que la conductivité thermique de ces matériaux peut être évaluée par la méthode flash associée à une mesure de température par thermographie infrarouge. Les résultats obtenus à partir d'un ensemble de 20 échantillons indiquent que leur conductivité thermique augmente avec la quantité de diamant et qu'elle est très sensible à la conductivité du liant métallique. En outre, les résultats expérimentaux sont apparus en accord avec les modèles classiques de conductivité effective de la littérature à condition de prendre en compte la présence d'un contact imparfait entre la matrice et les particules. La résistance de contact thermique correspondante a été estimée à environ $10^{-6} \text{m}^2 \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$. L'effet, sur la conductivité thermique effective, de la présence d'un revêtement métallique sur les particules de diamant et ceci préalablement à la réalisation du composite liant/diamant constitue une voie future de travail en vue d'accroître la performance thermique du diamant fritté pour le processus de façonnage.

Références

- [1] S. Malkin, Grinding technology, Society of Manufacturing Engineers Editions, Michigan, 1989.
- [2] L.D. Marinescu, W.B. Rowe, B. Dimitrov, I. Inasaki, Andrew William Editions, New York, 2004.
- [3] T. Schubert, B. Trindade, T. Weißgärber, B. Kieback, , *J. Mater. Sci. Eng. A*, 475 (2008) 39–44.
- [4] E.A. Ekimov, N.V. Suetin, A.F. Popovich, V.G. Ralchenko, , *J. Diamond Relat. Mater.*, 17 (2008) 838-843.
- [5] K. Yoshida, H. Morigami, *J. Microelectron. Reliab.*, 44 (2) (2004) 303-308.
- [6] O. Raghu, J. Philip, *J. Meas. Sci. Technol.*, 17 (2006) 2945-2949.
- [7] A. Degiovanni, I. Philippi, D. Maillat, *J. High Temp – High Press.*, 30 (1998) 199 – 204.
- [8] F. Albouchi, M. Fetoui, F. Mzali, F. Rigollet, M. Sassi, S. Ben Nasrallah, , *High Temp – High Press.*, 35-36 (2007) 633-47.
- [9] D. Maillat, S. Andre, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, Chichester Wiley, 2000.
- [10] P. Rajinder, *J. Reinf. Plast. Compos.*, 26 (2007) 643-651.
- [11] D.D.G. Bruggeman, , *Ann. Phys.*, 24 (1935) 636-664.
- [12]] P. Rajinder, *J. Mater. Sci. Eng. A*, Structural materials: properties, microstructure and processing 498 (2008) 135-141.
- [13]] M. Taya, H. Taya, *J. Appl. Phys.*, 58 (1985) 2478-2486.
- [14] S. Shtrikman, Z. Hashin, *J. Appl. Phys.*, 33 (1962) 3125-3131.
- [15]] S. Torquato, *J. Mech. Phys. Solids*, 45 (1997) 1421-1448.
- [16]] H. Chen, K. Chu, C.C. Jia, X.B. Liang, H. Guo, X.H. Qu, *J. Mater. Sci Technol.*, 27 (2011) 713-716.
- [17] K. Chu, Z. Liua, C. Jia a, H. Chena, X. Lianga, W. Gaoa, W. Tian, H. Guoc, *J. Alloys Compd.*, 490 (2010) 453–458.
- [18]] S. Ren, X. Shen, C. Guo, N. Liu, J. Zang, X. He, X. Qu, , *Compos. Sci. Technol.*, 71 (2011) 1550–1555.

Stratégie d'observations pour l'identification des trajectoires de plusieurs sources chauffantes

Lætitia PEREZ^{1*}

¹LTN, UMR 6607 - Ecole polytechnique de l'université de Nantes

Rue C. Pauc - BP 50609 - 44306 NANTES Cedex 3

* (auteur correspondant : laetitia.perez@univ-nantes.fr)

Résumé - Les investigations présentées dans cette communication concernent dans un premier temps l'identification des trajectoires de deux sources chauffantes non ponctuelles à partir de la mise en œuvre d'une méthode de régularisation itérative du gradient conjugué. Disposant ensuite d'un algorithme d'identification fiable, une stratégie d'acquisition d'informations est mise en œuvre afin d'optimiser la pertinence des données récoltées ou encore de diminuer le temps de calcul par le choix pertinent d'un nombre limité de capteurs.

Nomenclature

| | | | |
|-----------|----------------------------------------------------|-----------|-------------------------------------------|
| t | Temps, s | | <i>Symboles grecs :</i> |
| x, y | Variables d'espace, m | θ | Température, K |
| r | rayon du disque de chauffe, m | λ | Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| e | Epaisseur de la plaque, m | ρ | Masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| c | Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | Φ | Flux de chaleur, $W.m^{-2}$ |
| h | Coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$ | μ | Paramètre de régularisation |
| \vec{n} | Normale extérieure | | <i>Indices :</i> |
| t_f | Temps final, s | j | relatif aux 2 sources chauffantes |
| N_c | Nombre total de capteurs | 0 | Initial |
| N_t | Nombre de pas de temps | i | relatif aux capteurs |

1. Introduction

Ce travail se place dans le contexte de la résolution d'un problème de conduction inverse de la chaleur considérant des sources chauffantes mobiles et plusieurs capteurs ponctuels fixes. Cette étude est une contribution aux travaux réalisés pour l'identification de la position et/ou de la puissance de sources chauffantes fixes dans des géométries 1D et 2D à partir de méthodes de régularisation itérative (se référer par exemple à [1], [2], [3] ou [4]). Les investigations présentées ci-après concernent l'identification des trajectoires de deux sources chauffantes non ponctuelles (leurs supports spatiaux sont des disques de rayon constant et de centre mobile). A partir de plusieurs thermogrammes fournis par différents capteurs et connaissant la puissance des sources, une méthode de régularisation itérative (basée sur l'algorithme du gradient conjugué) sera mise en œuvre pour identifier les trajectoires de chacune d'entre elles. A partir de perturbations réalistes, la robustesse de la méthode sera démontrée. Disposant alors d'un algorithme d'identification fiable, différentes stratégies d'acquisition d'informations seront mises en œuvre afin d'optimiser la pertinence des données récoltées ou encore de diminuer le temps de calcul. A partir de la méthode de régularisation itérative du gradient conjugué, à chaque itération de l'algorithme de minimisation, les fonctions de sensibilités du modèle aux paramètres inconnus sont calculées et renseignent sur

les capteurs les plus informatifs. Il est alors possible, à chaque itération, de choisir le nombre d'informations traitées et donc de réduire le nombre de capteurs utilisés. L'effet de cette stratégie de choix de capteurs visant à réduire les informations traitées aux seules données pertinentes lors du processus d'identification sur les résultats attendus sera étudié.

2. Formulation du problème direct

Considérons une plaque de titane carrée de côté $L = 5.10^{-2}$ m dénotée $\Omega = \{(x, y) \in [0, L]^2\}$ de frontière $\partial\Omega$ dont l'épaisseur e est suffisamment petite pour négliger les transferts de chaleur en son sein (Fig. 1). Deux sources chauffantes S_j se déplacent suivant des lignes polygonales (figure 1) sur la frontière inférieure de cette plaque. Pour chacune des 2 sources, la densité de flux $\phi_j(t)$ ($j = 1, 2$) est supposée uniforme sur un disque $D_j(I_j(t), r)$ de centre mobile $I_j(x_j(t), y_j(t))$ et de rayon $r = 2.10^{-3}$ m telles que :

$$\Phi(x, y; t) = \begin{cases} \phi_j(t) & \text{si } (x, y) \in D_j(I_j(t), r) \quad j = 1, 2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1)$$

Afin de décrire ces flux de chaleur de manière continue et dérivable, une régularisation spatiale est réalisée :

$$\Phi(x, y; t) = \sum_{j=1}^2 \frac{\phi_j(t)}{\pi} \left(-\text{atan} \left(\mu \left(\sqrt{(x - x_j(t))^2 + (y - y_j(t))^2} - r \right) \right) + \frac{\pi}{2} \right) \quad j = 1, 2 \quad (2)$$

Le paramètre de régularisation $\mu \in \mathbb{R}^+$ a été choisi de manière à décrire avec précision la discontinuité des flux de chauffe. D'autre part, l'intervalle de temps – ici identique pour les 2 sources - est subdivisé en segments sur lesquels est définie une base de fonctions linéaires continues par morceaux :

$$x_j(t) = \sum_{i=1}^{N_t} x_i^j s_i(t) = \overline{x_j s(t)}^{tr} \quad ; \quad y_j(t) = \sum_{i=1}^{N_t} y_i^j s_i(t) = \overline{y_j s(t)}^{tr}$$

$$\text{où } t \in [0, t_f] = \bigcup_{i=0}^{N_t} [t_i, t_{i+1}] ; t_i = \tau i ; \tau = \frac{t_f}{N_t + 1} ; s_i(t) = \begin{cases} \frac{t}{\tau} - i + 1 & \text{si } t \in [t_{i-1}, t_i] \\ -\frac{t}{\tau} + i + 1 & \text{si } t \in [t_i, t_{i+1}] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3)$$

Ainsi, la distribution spatio-temporelle de température au sein du domaine $\theta(x, y; t)$ est solution du système d'équations aux dérivées partielles suivant :

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial \theta(x, y; t)}{\partial t} - \lambda \Delta \theta(x, y; t) = \frac{\Phi(x, y; t) - 2h(\theta(x, y; t) - \theta_0)}{e} & \forall (x, y; t) \in \Omega \times [0, t_f] \\ \theta(x, y; 0) = \theta_0 & \forall (x, y) \in \Omega \\ -\lambda \frac{\partial \theta(x, y; t)}{\partial \vec{n}} = 0 & \forall (x, y; t) \in \partial\Omega \times [0, t_f] \end{cases} \quad (4)$$

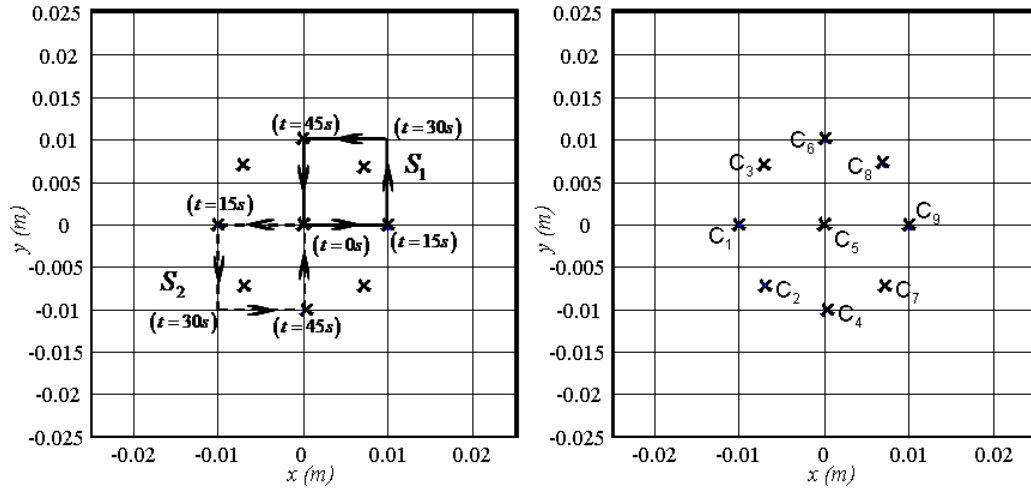


Figure 1 : Schéma du problème (sources, capteurs, temps associés)

Les données considérées dans cette étude sont portées dans le tableau suivant :

| Données | θ_0 (K) | λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) | ρc (J.m ⁻³ .K ⁻¹) | h (W.m ⁻² .K ⁻¹) | r (m) |
|---------|--------------------|-------------------------------------------------|------------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------|
| Valeurs | 293 | 21.9 | 2,35.10 ⁶ | 10 | 2.10 ⁻³ |
| Données | e (m) | t_f (s) | N_i | ϕ_j (W.m ⁻²) | |
| Valeurs | 2.10 ⁻⁴ | 60 | 3 | 10 ⁵ | |

Tableau 1 : Données du problème

Le système (4) est résolu de manière numérique à partir du logiciel Comsol® interfacé Matlab©. Dans une première approche, les évolutions temporelles de température obtenues numériquement aux $N_c = 9$ capteurs C_i ($i = 1, \dots, 9$) disposés selon un octogone (Fig. 1) pourront être bruitées et seront considérées comme mesures lors de la procédure d'identification et de la mise en œuvre de la stratégie d'observations.

3. Problème inverse

3.1. Formulation

Afin d'identifier les positions successives des centres $\bar{I} = \{\bar{x}, \bar{y}\} = \{\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{y}_1, \bar{y}_2\}$ de chacune des 2 sources à partir des thermogrammes numériques mesurés aux capteurs C_i ($i = 1, 2, \dots, 9$) considérés et connaissant la puissance délivrée par chacune d'entre elles, une méthode inverse est résolue en minimisant le critère quadratique entre températures calculées $\theta(C_i, t; \bar{I})$ et mesurées $\hat{\theta}_i(t)$ suivant :

$$J(\theta, \bar{I}) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_c} \int_0^{t_f} \left(\theta(C_i, t; \bar{I}) - \hat{\theta}_i(t) \right)^2 dt \quad (5)$$

Considérant que les positions des 2 sources sont connues aux instants initial et final ($x_j(0) = y_j(0) = x_j(t_f) = y_j(t_f) = 0$ $j = 1, 2$), afin d'identifier les $4N_i = 12$ inconnues (positions de chacune des sources toutes les 15 secondes) une méthode de régularisation

itérative basée sur l'algorithme du gradient conjugué est mise en œuvre. L'algorithme de résolution est :

- Initialisation, $n = 0$ avec $\bar{I}^0(\bar{x}_1^0, \bar{x}_2^0, \bar{y}_1^0, \bar{y}_2^0)$ les trajectoires initiales des sources
- Résolution du problème direct (4) puis calcul du critère (5) $J(\theta, \bar{I}^n)$. Si $J(\theta, \bar{I}^n) > J_{stop}$, le gradient de la fonctionnelle est évalué $\overrightarrow{\nabla J^n} = \left(\frac{\partial J}{\partial x_i^1}, \frac{\partial J}{\partial x_i^2}, \frac{\partial J}{\partial y_i^1}, \frac{\partial J}{\partial y_i^2} \right)_{i=(1, \dots, N_i)}$ (\bar{x}^n, \bar{y}^n) sinon la procédure est arrêtée.
- Calcul de la direction de descente $\overrightarrow{d}^{n+1} = -\overrightarrow{\nabla J^n} + \beta^n \overrightarrow{d}^n$ où $\beta^n = \frac{\|\overrightarrow{\nabla J^n}\|^2}{\|\overrightarrow{\nabla J^{n-1}}\|^2} \in \mathbb{R}^+$ (avec $\|\cdot\|$ la norme euclidienne et $\beta^0 = 0$) par la résolution du problème adjoint.
- Estimation de la profondeur de descente $\gamma^{n+1} = \underset{\gamma \in \mathbb{R}}{\text{Arg min}} J(\bar{I}^n - \gamma \overrightarrow{d}^{n+1})$ dans la direction de descente par la résolution du problème de sensibilités.
- Correction de la fonction à estimer $\bar{I}^{n+1} = \bar{I}^n - \gamma^{n+1} \overrightarrow{d}^{n+1}$ et incrémentation du nombre d'itération du problème inverse $n \leftarrow n + 1$ et retour à l'étape 2.

Les étapes cruciales que sont la résolution du problème de sensibilités et le calcul du gradient de la fonctionnelle par la résolution du problème adjoint sont détaillées par la suite.

3.2. Problème de sensibilités

Soit $\delta\theta(x, y; t)$ la variation de température engendrée par une variation $\delta\bar{I} = \{\delta\bar{x}, \delta\bar{y}\}$ des positions des centres des sources. $\delta\theta(x, y; t)$ est solution du problème de sensibilités :

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial \delta\theta(x, y; t)}{\partial t} - \lambda \Delta \delta\theta(x, y; t) = \frac{\delta\Phi(x, y; t) - 2h\delta\theta(x, y; t)}{e} & \forall (x, y; t) \in \Omega \times T \\ \delta\theta(x, y; 0) = 0 & \forall (x, y) \in \Omega \\ -\lambda \frac{\partial \delta\theta(x, y; t)}{\partial \vec{n}} = 0 & \forall (x, y; t) \in \partial\Omega \times T \end{cases} \quad (6)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta\Phi(x, y; t) &= \frac{\partial\Phi}{\partial\bar{I}} \delta\bar{I} = \sum_{j=1}^2 \left(\sum_{i=1}^{N_i} \frac{\partial\Phi}{\partial x_i^j} \delta x_i^j + \sum_{i=1}^{N_i} \frac{\partial\Phi}{\partial y_i^j} \delta y_i^j \right) \\ &= - \sum_{j=1}^2 \frac{\phi_j(t)}{\pi} \mu \left(\left(\sum_{i=1}^{N_i} \delta x_i^j s_i(t) \right) \left(\left(\sum_{i=1}^{N_i} x_i^j s_i(t) \right) - x \right) + \left(\sum_{i=1}^{N_i} \delta y_i^j s_i(t) \right) \left(\left(\sum_{i=1}^{N_i} y_i^j s_i(t) \right) - y \right) \right) \\ &\quad \left(1 + \left(\mu \left(\sqrt{\left(x - \sum_{i=1}^{N_i} x_i^j s_i(t) \right)^2 + \left(y - \sum_{i=1}^{N_i} y_i^j s_i(t) \right)^2} - r \right) \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (7)$$

Ainsi, $\gamma^{n+1} = \text{Arg min}_{\gamma \in \mathbb{R}} J(\bar{I}^n - \gamma \bar{d}^{n+1}) = \text{Arg min}_{\gamma \in \mathbb{R}} \left(\frac{1}{2} \int_0^{t_f} \sum_{i=1}^{N_c} \left(\theta(C_i, t; \bar{I}^n - \gamma \bar{d}^{n+1}) - \hat{\theta}_i(t) \right)^2 dt \right)$ et pour de petites variations des centres des sources, la température peut être linéarisée : $\theta(C_i, t; \bar{I}^n - \gamma \bar{d}^{n+1}) = \theta(C_i, t; \bar{I}^n) - \gamma \delta \theta_{\bar{d}^{n+1}}(C_i, t; \bar{I}^n)$ avec $\delta \theta_{\bar{d}^{n+1}}$ la fonction de sensibilité induite par une variation des trajectoires des sources $\bar{d}^{n+1} = (\delta \bar{x}, \delta \bar{y}) = (\delta x_i^j, \delta y_i^j)_{i=1, \dots, N_i}^{j=1, 2}$. Cette fonction est solution du problème de sensibilité (6) résolu dans la direction de descente \bar{d}^{n+1} . Afin de minimiser le critère quadratique, γ^{n+1} doit satisfaire $\frac{\partial J(\bar{I}^n - \gamma \bar{d}^{n+1})}{\partial \gamma} = 0$. Ainsi :

$$\gamma^{n+1} = \frac{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^{N_c} \left(\theta(C_i, t; \bar{I}^n) - \hat{\theta}_i(t) \right) \delta \theta_{\bar{d}^{n+1}}(C_i, t; \bar{I}^n) dt}{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^{N_c} \left(\delta \theta_{\bar{d}^{n+1}}(C_i, t; \bar{I}^n) \right)^2 dt} \quad (8)$$

Ainsi, le problème de sensibilités doit être résolu à chaque itération n dans la direction de descente $\bar{d}^{n+1} = (d_i^{n+1})_{i=1, \dots, 4N_i}$ afin de calculer la profondeur de descente γ^{n+1} (8).

3.3. Problème adjoint

Une formulation lagrangienne $\ell(\theta, I, \psi)$ du problème de minimisation de la fonction quadratique et une fonction adjointe notée $\psi(x, y, t)$ sont introduites afin de déterminer le gradient de la fonctionnelle $\vec{\nabla} J^n = \left(\frac{\partial J}{\partial x_i^1}, \frac{\partial J}{\partial x_i^2}, \frac{\partial J}{\partial y_i^1}, \frac{\partial J}{\partial y_i^2} \right)_{i=(1, \dots, N_i)}$ (\bar{x}^n, \bar{y}^n) à chaque itération de l'algorithme de minimisation [1-6] :

$$\begin{aligned} \ell(\theta, \bar{I}, \psi) &= J(\theta, \bar{I}) + \\ &\int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\rho c \frac{\partial \theta(\cdot)}{\partial t} - \lambda \Delta \theta(\cdot) - \left(\frac{\Phi(x, y, t) - 2h(\theta(x, y, t) - \theta_0)}{e} \right) \right) \psi(\cdot) dt d\Omega \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \sum_{i=1}^{N_c} \left(\theta(x, y, t; \bar{I}) - \hat{\theta}_i(t) \right)^2 \delta_{C_i}(x, y) dx dy dt + \\ &\int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\rho c \frac{\partial \theta(\cdot)}{\partial t} - \lambda \Delta \theta(\cdot) - \left(\frac{\Phi(x, y, t) - 2h(\theta(x, y, t) - \theta_0)}{e} \right) \right) \psi(\cdot) dt d\Omega \end{aligned} \quad (9)$$

où $\delta_{C_i}(x, y)$ est la distribution de Dirac aux capteurs C_i . Ainsi,

$$\begin{aligned} \delta \ell(\theta, \bar{I}, \psi) &= \frac{\partial \ell}{\partial \theta} \delta \theta + \frac{\partial \ell}{\partial \bar{I}} \delta \bar{I} + \frac{\partial \ell}{\partial \psi} \delta \psi \\ &= \frac{\partial \ell}{\partial \theta} \delta \theta + \sum_{j=1}^2 \sum_{i=1}^{N_i} \left(\frac{\partial \ell}{\partial x_i^j} \delta x_i^j + \frac{\partial \ell}{\partial y_i^j} \delta y_i^j \right) + \frac{\partial \ell}{\partial \psi} \delta \psi \end{aligned}$$

Si θ est solution du problème direct (4) alors $\ell(\theta, \bar{I}, \psi) = J(\theta, \bar{I})$ et $\delta\ell(\theta, \bar{I}, \psi) = \delta J(\theta, \bar{I})$.

Si ψ est fixée alors $\frac{\partial\ell}{\partial\psi}\delta\psi = 0$ et

$$\begin{aligned} \delta\ell(\theta, \bar{I}, \psi) &= \frac{\partial\ell}{\partial\theta}\delta\theta + \sum_{j=1}^2 \sum_{i=1}^{N_i} \left(\frac{\partial\ell}{\partial x_i^j} \delta x_i^j + \frac{\partial\ell}{\partial y_i^j} \delta y_i^j \right) \\ &= \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\sum_{i=1}^{N_c} (\theta(x, y; t) - \hat{\theta}_j(t)) \delta_{C_i}(x, y) \right) \delta\theta(x, y; t) dx dy dt \\ &\quad + \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\rho c \frac{\partial\delta\theta(x, y; t)}{\partial t} - \lambda \Delta \delta\theta(x, y; t) + \frac{2h\delta\theta(x, y; t)}{e} \right) \psi(x, y; t) dx dy dt \\ &\quad - \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \frac{\partial\Phi}{\partial\bar{I}} \delta\bar{I} \psi(x, y; t) dx dy dt \end{aligned}$$

Les équations adjointes sont vérifiées lorsque $\frac{\partial\ell}{\partial\theta}\delta\theta = 0 \quad \forall \delta\theta$. Ainsi, considérant les conditions aux limites du problème de sensibilités, ψ est solution du système adjoint suivant :

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial\psi(x, y; t)}{\partial t} + \lambda \Delta \psi(x, y; t) = E(x, y; t) + \frac{2h}{e} \psi(x, y; t) & \forall (x, y; t) \in \Omega \times T \\ \psi(x, y; t_f) = 0 & \forall (x, y) \in \Omega \\ -\lambda \frac{\partial\psi(x, y; t)}{\partial \bar{n}} = 0 & \forall (x, y; t) \in \partial\Omega \times T \end{cases} \quad (10)$$

avec $E(x, y, t) = \left(\sum_{i=1}^{N_c} (\theta(x, y; t) - \hat{\theta}_j(t)) \delta_{C_i}(x, y) \right)$. Ainsi, il vient

$\delta\ell(\theta, \bar{I}, \psi) = - \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \frac{\partial\Phi}{\partial\bar{I}} \delta\bar{I} \psi(x, y; t) dx dy dt$. Cette intégrale est calculée à partir de (7). Ainsi :

$$\delta\ell(\theta, \bar{I}, \psi) = - \sum_{j=1}^2 \left(\sum_{i=1}^{N_i} \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \frac{\partial\Phi}{\partial x_i^j} \delta x_i^j \psi(x, y; t) dx dy dt + \sum_{i=1}^{N_i} \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \frac{\partial\Phi}{\partial y_i^j} \delta y_i^j \psi(x, y; t) dx dy dt \right) \quad (11)$$

Comme $\delta\ell(\theta, \bar{I}, \psi) = \delta J(\theta, \bar{I})$ alors le gradient du critère $\bar{\nabla}J$ peut être déduit :

$$\frac{\partial J}{\partial x_i^j} = \frac{\phi_j(t)}{\pi} \mu \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\left(\sum_{i=1}^{N_i} x_i^j s_i(t) \right) - x \right) s_i(t) A_j(x, y; t) \psi(x, y; t) dx dy dt \quad (12)$$

$$\frac{\partial J}{\partial y_i^j} = \frac{\phi_j(t)}{\pi} \mu \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \left(\left(\sum_{i=1}^{N_i} y_i^j s_i(t) \right) - y \right) s_i(t) A_j(x, y; t) \psi(x, y; t) dx dy dt$$

$$\text{Avec } A_j(x, y; t) = \left(1 + \left(\mu \left(\sqrt{\left(x - \sum_{i=1}^{N_i} x_i^j s_i(t) \right)^2 + \left(y - \sum_{i=1}^{N_i} y_i^j s_i(t) \right)^2} - r \right) \right)^2 \right)^{-1} \quad j = 1, 2$$

Le gradient de la fonctionnelle étant calculé à l'aide de (12), la prochaine direction de descente peut être déterminée.

3.4. Résultats numériques

La méthode du gradient conjugué décrite précédemment est mise en œuvre afin d'identifier les trajectoires des 2 sources à partir de données numériques bruitées (bruit blanc gaussien $\mathcal{N}(0,1)$). Les coordonnées initiales des 2 sources choisies sont : $\bar{I}^0(\bar{x}_1^0, \bar{x}_2^0, \bar{y}_1^0, \bar{y}_2^0)$ avec $\bar{x}_1^0 = \bar{x}_2^0 = \bar{y}_1^0 = \bar{y}_2^0 = [0\ 0\ 0\ 0\ 0]$. Sont portées sur la figure 2, les valeurs du critère obtenues

ainsi que l'erreur de trajectoire $\sum_{i=1}^3 \sqrt{(x_i^j - x_i^{j*})^2 + (y_i^j - y_i^{j*})^2}$ à chaque itération pour chaque

source. Les directions de descente conjuguées de l'algorithme sont initialisées $\beta^n = 0$ toutes les $4N_i = 12$ itérations. Il est évident que ces erreurs de trajectoire n'ont de sens que lorsque les trajectoires à identifier sont connues. A l'issue du processus d'identification la moyenne des résidus dans la configuration étudiée est nulle et la moyenne des écarts-types est 0,92.

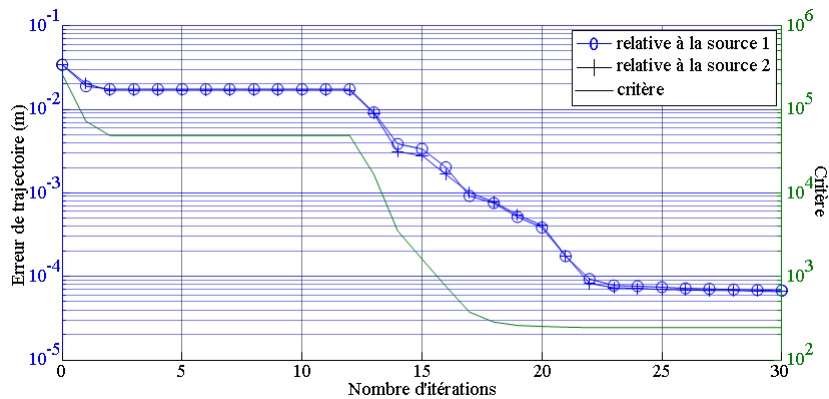


Figure 2 : Critère et erreurs de trajectoires

4. Stratégie d'observations

A chaque itération de l'algorithme de minimisation, les fonctions de sensibilités du modèle aux paramètres inconnus sont calculées dans la direction de descente et renseignent sur les capteurs les plus informatifs à cette itération. Il est alors possible de limiter le nombre d'informations traitées en réduisant le nombre de capteurs utilisés. Cette procédure peut s'avérer particulièrement intéressante lorsqu'il s'agit de réduire le temps de calcul (identification quasi en ligne par exemple) ou bien lorsque de nombreux capteurs sont peu sensibles aux trajectoires des sources et n'observent que le bruit. Dans la situation étudiée ici, il s'agit de montrer que l'on peut réaliser l'identification de manière satisfaisante avec un sous ensemble judicieux de capteurs sans considérer d'hypothèse sur les trajectoires a priori. En pratique, à chaque itération n de l'algorithme du gradient conjugué, on choisit les capteurs les plus informatifs selon la norme $L^2([0, t_f])$. Ainsi, au capteur C_i est associé

$\left\| \delta\theta_{d^{n+1}}(C_i, t; \bar{I}^n) \right\|_{L^2} = \sqrt{\int_0^{t_f} \left(\delta\theta_{d^{n+1}}(C_i, t; \bar{I}^n) \right)^2 dt}$ et seuls les N^* capteurs correspondants aux

plus grandes normes $L^2([0, t_f])$ sont retenus. Ce sous ensemble de capteurs est pris en compte à l'itération considérée pour calculer le critère (problème direct) puis le gradient (problème adjoint). Les fonctions de sensibilité sont calculées pour tous les capteurs afin de

définir pour la prochaine itération le nouveau sous ensemble N^* . Les stratégies retenues pour l'identification des trajectoires à partir de 6 capteurs parmi 9 et 3 capteurs parmi 9 sont respectivement portées sur les figures 3 et 4. Elles permettent une identification aussi satisfaisante qu'avec 9 capteurs et de calculer la fréquence de sollicitation de chacun des capteurs. Si un capteur n'est que très peu sollicité (C_1 figure 4 par exemple) alors on peut déduire que sa position n'est pas appropriée par rapport à la procédure d'identification.

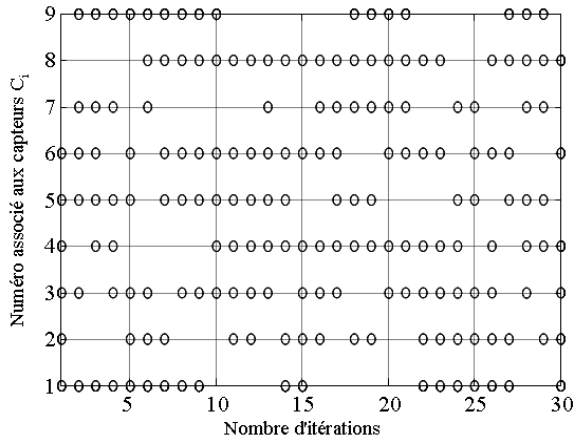


Figure 3 : Choix de 6 capteurs parmi 9

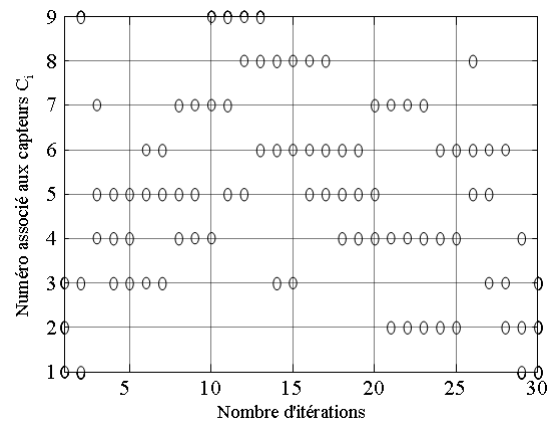


Figure 4 : Choix de 3 capteurs parmi 9

5. Conclusions et perspectives

Dans cette communication, une méthode de régularisation itérative (basée sur l'algorithme du gradient conjugué) a été efficacement mise en œuvre pour identifier les trajectoires de 2 sources chauffantes mobiles non ponctuelles. Disposant alors d'un algorithme d'identification fiable, et du calcul à chaque itération des fonctions de sensibilités dans la direction de descente, une stratégie d'observations visant à réduire le nombre d'informations traitées a été présentée. D'autre part, une autre stratégie d'observation pourrait être mise en œuvre à partir de l'étude sur la dimension de l'intervalle temporel d'échantillonnage. Il s'agirait alors de réaliser l'identification sur une fenêtre temporelle « glissante » afin de réduire le temps de calcul autant que faire se peut et de disposer d'une identification « en ligne » à des fins par exemple de commande, de diagnostic, ou encore de contre-mesure.

Références

- [1] A.J. Silva Neto, M.N. Özisik, Simultaneous estimation of location and Timewise-varying strength of a plane heat source. *Numerical Heat Transfer - Part A*, 24 (1993), 467-477.
- [2] C. Le Niliot, P. Gallet, Infrared thermography applied to the resolution of inverse heat conduction problems: recovery of heat line sources and boundary conditions *Revue générale de la thermique*, 37 (1998), 629-643.
- [3] R. Abou Khachfe, Y. Jarny, Numerical solution of 2-D nonlinear inverse heat conduction problems using finite-element techniques. *Num. Heat Transfer - Part B*, 37- 1, (2000), 45-67.
- [4] R. Abou Khachfe, Y. Jarny, Determination of heat sources and heat transfer coefficient for two-dimensional heat flow—numerical and experimental study. Numerical and experimental study, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44-7 (2001), 1309-1322.
- [5] S. Rouquette, L. Autrique, C. Chaussavoine, L. Thomas, Identification of influence factors in a thermal model of a PACVD process *Inverse problems in science and engineering*, 15- 5 (2007), 489-515.
- [6] L. Perez, L. Autrique, M. Gillet, Implementation of a conjugate gradient algorithm for thermal diffusivity identification in a moving boundaries system, *Journal of Physics: Conference Series* (2008).

Caractérisation multiphysique de la cuisson de baguette

Jean-Pierre PLOTEAU*, Anthony MAGUERESSE, Vincent NICOLAS, Patrick GLOUANNEC

Laboratoire d'Ingénierie des MATériaux de Bretagne, Equipe ET2E, Université de Bretagne Sud, CR Christiaan Huygens, B.P. 92116, 56321 Lorient Cedex

*(auteur correspondant : jean-pierre.ploteau@univ-ubs.fr)

Résumé – Nous visons à l'amélioration de l'efficacité énergétique des fours de boulangerie utilisés pour la cuisson de baguette « traditionnelle ». La réduction de la consommation énergétique doit bien sûr ne pas dégrader la qualité du produit fini, à savoir : même qualité gustative, même croustillance et même couleur. Il est donc nécessaire de connaître précisément les mécanismes multi-physiques mis en jeu lors de la cuisson et de bien quantifier les apports de chaleur de différentes sources. Les grandeurs caractérisées sont la masse, le champ de température, le gonflement ou encore la pression.

Nomenclature

c_p chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
 t temps, s
 T température, $^{\circ}C$
Indices et exposants
mes mesuré

Symboles grecs

φ_c densité de flux, $W.m^{-2}$
 λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

1. Introduction

La France compte plus de 34000 artisans boulangers, ce qui est considérable dans le secteur alimentaire français. L'objectif de nos études menées dans le cadre du projet ANR Braise (Boulangerie Raisonnée et Efficacité Énergétique) est l'amélioration de l'efficacité énergétique des fours de boulangerie utilisés pour la cuisson de baguette « traditionnelle ». Les sollicitations thermiques sont le moteur de la transformation des pâtons en baguette de pain. On s'intéresse ici à la cuisson sur sole en convection naturelle. Classiquement, cette opération est réalisée par des apports de chaleur par conduction directe, convection et rayonnement de grande longueur d'onde. Une injection de vapeur est en plus, réalisée à l'enfournement de la pâte.

Dans le cadre de ce projet, une partie de nos travaux concerne plus particulièrement le développement et la validation d'un modèle prédictif représentatifs des mécanismes induits au sein du produit lors de la cuisson [1]. Ainsi, afin de disposer d'une base de données expérimentale pertinente, un four industriel a été instrumenté. La métrologie et des protocoles d'essais mis en place doivent nous permettre de bien appréhender les conditions aux limites thermiques et les évolutions de trois variables au sein du produit à savoir la température, la pression et la teneur en eau. Un suivi de la déformation est également effectué.

Ces développements et les mesures réalisées lors de différents tests de cuisson sont présentés et analysés dans la communication.

2. Présentation de l'étude

Si la première partie de la panification concerne « la recette » y compris pétrissage et pousse, la seconde étape s'effectue lors de la cuisson [2]. C'est au cours de cette cuisson que la pâte fermentée se transforme en mie avec des modifications importantes du milieu. Les apports de chaleur induisent différentes réactions physico-chimiques au sein de la pâte (production de CO₂, gélatinisation aux environs de 70°C) qui se traduisent par une évolution de la structure alvéolaire (gonflement) et des mécanismes physiques liés aux transferts de chaleur et de masse. La gélatinisation est une réaction endothermique (10 J/g) qui assure la transition pâte/mie. Puis on assiste en périphérie à la formation de croûte, à la réaction de Maillard (caramélisation). Tous ces phénomènes s'accompagnent au fur et à mesure de perte de masse et gonflement.

La pâte est obtenue par mélange de 100 kg de farine à 60 l d'eau. Après la pousse, les pâtons de 300 g avant cuisson, ont une longueur de 55 à 56 cm. Ils atteindront environ 5 cm de diamètre en fin de cuisson. Cette cuisson dure 22 min avec une consigne appliquée au four de 240°C pour la sole et 230°C en voute. Une injection de vapeur de courte durée est également réalisée en début de cuisson.

Le pâton présente avant cuisson une masse volumique de 445 kg.m⁻³, une teneur en eau initiale de 0,78 kg_e/kg_s, et une porosité égale à 0,84.

Afin de bien appréhender les différents apports de chaleur et les phénomènes multiphysiques mis en jeu au sein du produit une instrumentation conséquente a été mise en place. L'objectif est de caractériser expérimentalement la cuisson mais aussi de disposer d'une base de données fiable pour la validation d'un modèle numérique.

2.1. Descriptif du four et des échanges thermiques

Les essais de cuisson sont réalisés au sein du laboratoire sur un four électrique mono-étage à sole de la société Bongard. Le volume intérieur de l'enceinte est de 60 cm de large, 26 cm de haut et 80 cm de profondeur. Les parois latérales et la voûte sont en inox (Fig. 1). Ce type de four est prévu pour la cuisson simultanée de 8 baguettes. Les apports de chaleur sont assurés par des résistances électriques disposées sous la sole et au niveau de la voûte. Une « boîte à buée » permet également de préparer la vapeur d'eau. Classiquement deux températures de consigne sont imposées par le biais de sondes de température placées au niveau de la voute et sous la sole. Lorsque le four est en régime permanent les pâtons sont posés sur la sole en béton d'épaisseur 20 mm.

Hormis, pendant l'injection de vapeur qui brasse l'air et apporte de l'énergie en début de cuisson, les échanges de chaleur se font par conduction, convection naturelle et rayonnement de grande longueur d'onde (Fig. 1).

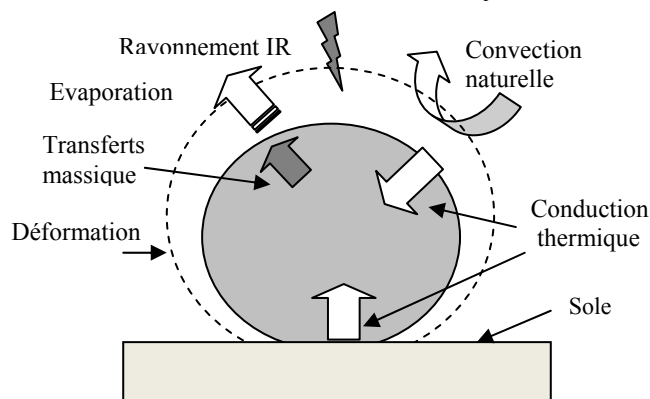


Figure 1 : Mécanismes thermiques mis en jeu dans le four.

2.2. Suivi continu de paramètres

Des thermocouples type K de diamètre 0.25 mm et un gainage soie de verre ont été implantés en différents points de l'enceinte intérieure pour connaître l'évolution des températures des résistances chauffantes, des parois et de l'air. Pour la mesure des températures d'air en trois points du four (haut, milieu et bas) les thermocouples sont insérés dans des écrans radiatifs. Les températures de surface des résistances blindées chauffantes sont obtenues grâce à des thermocouples fixés par des colliers. D'autres thermocouples sont collés sur les parois verticales de l'enceinte.

Bien que délicate, car la cuisson induit une déformation (gonflement) d'environ 70%, des mesures continues de la température du produit sont également effectuées. Un peigne de thermocouples rigide a été testé de la même façon que Sommier [2]. Cette approche a été abandonnée car cette instrumentation perturbait le gonflement normal du pâton et il était très difficile de définir le positionnement des sondes immergées dans un milieu en déplacement. Ces problèmes ont été contournés en utilisant des thermocouples souples, capables de suivre la déformation. Ces thermocouples type K sont réalisés avec une tige rigide en alumine pour pouvoir transpercer la fine peau du pâton avant la cuisson. La tige d'alumine de diamètre 1.2 mm est percée de deux trous de 250 μm dans lesquels on glisse les deux fils chromel/alumel. Trois thermocouples de ce type sont utilisés pour les mesures. La longueur de la tige est différente sur chacun d'entre eux afin de mesurer l'évolution des températures à trois profondeurs différentes. En fin de cuisson, un contrôle du positionnement est réalisé. Un pyromètre installé au niveau de la voute permet de suivre la température de la face supérieure du pain.

A l'aplomb du pâton instrumentée, la sole a été équipée de trois thermocouples de diamètre 0,1 mm (sphère 0,4 mm) placés sur des isothermes comme décrit Fig. 2. Des saignées ont été réalisées sur les faces supérieure et inférieure de la sole afin de positionner les sondes en surface (T0 et T20). Un perçage a été réalisé pour le capteur en partie centrale (T15). Les trois capteurs sont parfaitement alignés. L'objectif de cette instrumentation est de caractériser le fonctionnement thermique de la sole et d'estimer par technique inverses le flux transmis par conduction au produit.

Lors d'une cuisson, le pâton perd environ 16 % de sa masse par évaporation d'une partie de l'eau qu'il contient. Pour bien quantifier ce phénomène, un suivi continu de la perte de masse d'un pâton a donc été mis en place.

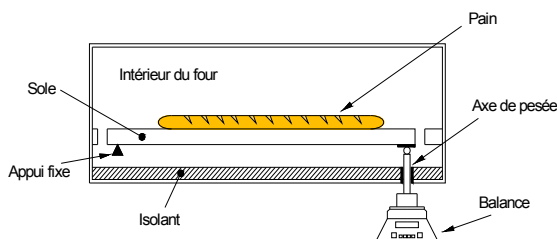
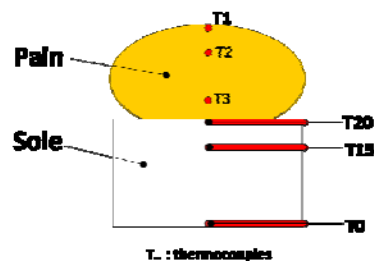


Figure 2 : Schéma du dispositif de pesée.



Instrumentation de la sole et du pâton (positionnement initial des capteurs à t_0).

Le gonflement du produit est fortement lié à la production de CO_2 qui induit des surpressions. Afin de quantifier ces surpressions, des essais ont été réalisés en insérant dans un pâton un tube en téflon de 5 mm de diamètre raccordé à un capteur différentiel dont l'autre entrée est reliée à l'ambiance intérieure du four. En parallèle, afin d'évaluer le gonflement, un appareil photo 5 Méga Pixels est placé devant la vitre du four, dans l'axe de la baguette positionnée en partie centrale. Une prise de vue est réalisée toutes les 10 secondes.

2.3. Mesures de flux de chaleur

Lors d'une cuisson, environ 80% de la surface du produit est soumis à des échanges convectifs et radiatifs de grande longueur d'onde. Les 20% restants représentent la surface en contact avec la sole qui reçoit un apport de chaleur par conduction directe. On verra par la suite que ces pourcentages « 80%-20% » évoluent lors de la cuisson du fait de la déformation et que le contact thermique « sole-produit » n'est pas parfait.

Pour quantifier la densité de flux globale « radiative et convective » reçue par la surface supérieure du produit un fluxmètre développé au laboratoire a été utilisé [3]. Ce capteur est équipé d'un détecteur thermoélectrique (Melcor) dont la face inférieure, collée sur une plaque de cuivre, est maintenue en température par un matériau à changement de phase. La face supérieure, recouverte d'une peinture noire graphitée, est soumise aux échanges radiatifs et convectifs. Ces essais spécifiques ont été réalisés le four à vide afin de connaître la densité de flux infrarouge reçu dans un plan horizontal et de contrôler l'homogénéité de l'éclairement. La part des échanges par convection reste très faible dans l'enceinte [4] and [5].

Le flux de chaleur transmis par conduction à l'interface avec le produit est estimé par technique inverse en exploitant les informations données par les capteurs de température lors des cuissons [6]. Un modèle thermique 1D est développé. Dans la sole ciment de masse volumique $\rho = 1945 \text{ kg.m}^{-3}$, chaleur massique $c_p=485 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et conductivité thermique $\lambda=1.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ l'équation de la chaleur est calculée :

$$0 < x < L=20 \text{ mm} \quad (\rho c_p) \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \quad (1)$$

avec les conditions aux limites :

$$\text{En } x=L \quad -\lambda \cdot \left(\frac{\partial T_{x=20}(t)}{\partial x} \right) = \phi_c \quad (2)$$

$$\text{En } x=0 \quad T_{x=0}(t) = T_{x=0}^{\text{mes}}(t) \quad (3)$$

La densité de flux de chaleur échangé par conduction avec le pain (ϕ_c) est obtenue par minimisation du critère d'erreur quadratique :

$$S = \frac{1}{2} \sum_{t=1}^N [T_{x=15}(t) - T_{x=15}^{\text{mes}}(t)]^2 \quad (4)$$

3. Résultats et discussions

3.1. Présentation et analyse d'une cuisson de référence

La Fig. 3 présente les évolutions des températures des éléments chauffants, de la sole et de l'air durant une phase de mise en régime du four pour une cuisson type. Les résistances de sole et de voute fonctionnent alternativement. En régime établi, la température des éléments chauffants de la voute oscille entre 250°C et 370°C et la face supérieure de la sole se stabilise à environ 225°C. On observe également que la température de l'air est légèrement en dessous avec des gradients de température qui restent faibles dans la cavité.

A t_0 le four est en régime permanent et on introduit le p \hat{a} ton qui apr \hat{e} s la pousse, est \hat{a} temp \hat{e} rature ambiante. Apr \hat{e} s l'ouverture de porte, qui perturbe les temp \hat{e} ratures d'air (Fig. 3), les p \hat{a} tons sont d \hat{e} pos \hat{e} s ; l'op \hat{e} ration ne prend pas 15 secondes. Aussit \hat{o} t apr \hat{e} s enfournement une injection de vapeur \hat{a} pression atmosph \hat{e} rique et 100 °C est r \hat{e} alis \hat{e} e dans la cavit \hat{e} . La bu \hat{e} e s' \hat{e} vacue environ 10 sec apr \hat{e} s introduction. La Fig. 4. montre que cette phase d'enfournement a peu d'impact sur les temp \hat{e} ratures de l'air et de la voute.

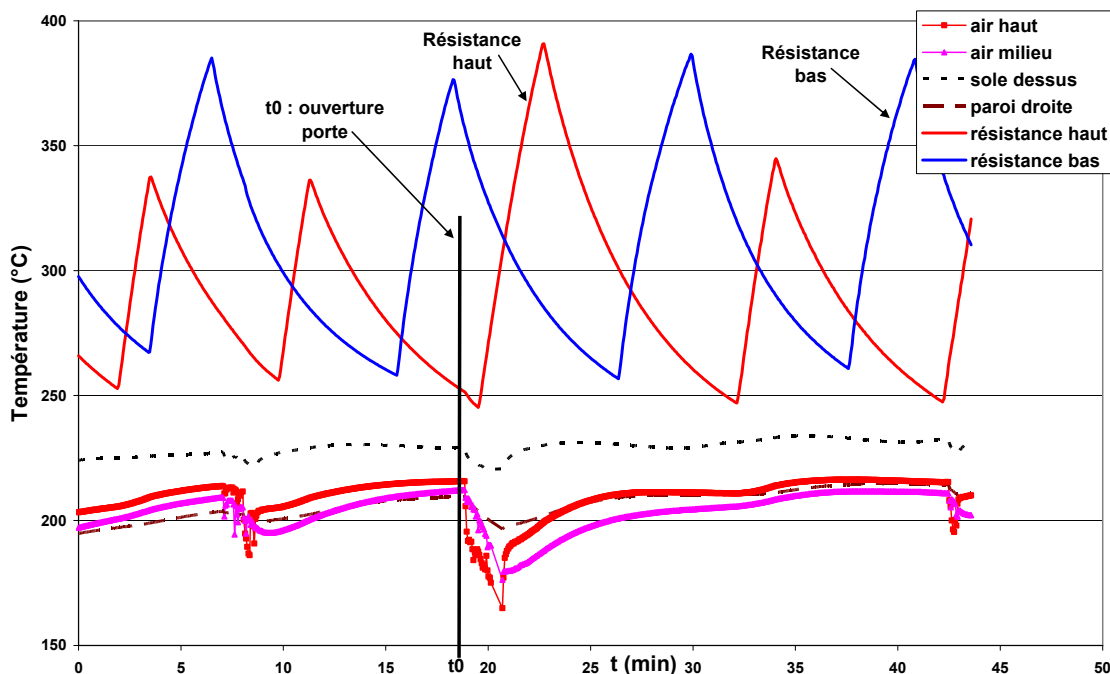


Figure 3. Evolution des temp \hat{e} ratures dans le four avant et apr \hat{e} s enfournement \hat{a} l'instant $t=t_0$

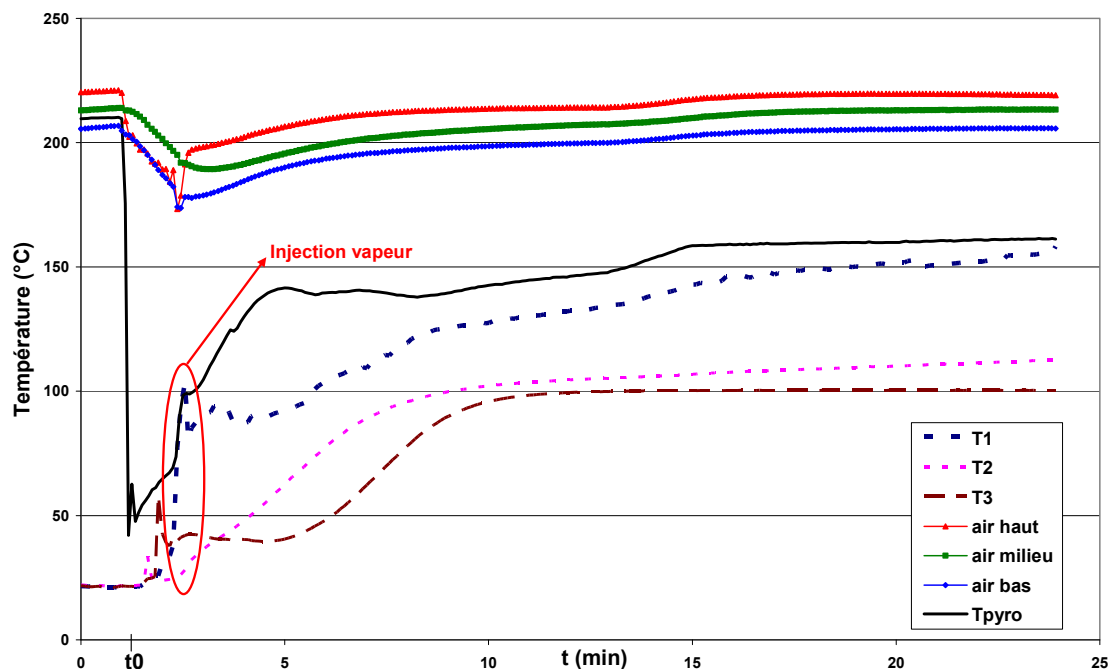


Figure 4: Evolution des temp \hat{e} ratures d'air et de produit lors d'une cuisson

Au niveau du produit, lors de l'injection de la vapeur, on observe un « saut » de la température en surface du pain (T1), induit par de la condensation (Fig. 4). Le pyromètre mesure également 100°C, température de la vapeur, l'air n'est plus un milieu « transparent » aussitôt après le « coup de buée ». Les températures relevées par le thermocouple (T1) placé sous la peau, nous montrent qu'en début de cuisson, lorsque la croûte n'est pas encore formée, la température est inférieure à la température de surface relevée par le pyromètre. En fin de cuisson, dans la zone où l'on a formation d'une croûte la température atteint environ 160°C. Le thermocouple (T2) est à l'interface mie/croûte en fin de cuisson. Du fait de la forte teneur en eau de la mie, la température à cœur augmente progressivement jusqu'à la température de vaporisation de l'eau. Les températures relevées au centre du pain (T3) ne dépassent pas 100°C, comme mesuré par [7]. Sur l'aspect énergétique cette vaporisation correspond à un fort pourcentage de l'énergie apportée au produit durant une cuisson. Globalement, la masse d'eau évacuée en surface correspond à environ 25% de la masse initiale.

A ces phénomènes thermiques et hydriques viennent se greffer des mécanismes de déformation induit par une production du CO₂ au sein de la pâte due aux levures vers 55°C. Lors de différents essais on a ainsi relevé en début de cuisson des surpressions pouvant atteindre 2000 Pa. Ce phénomène est relativement court ; une fois la transition pâte/mie réalisée il se forme un réseau de pores interconnectés qui facilite le transfert de la phase gazeuse.

Ces mesures sont corrélées avec les observations faites par prise d'image. Comme le montre la Fig. 5, Le gonflement est rapide en début de cuisson puis ralenti après 8 minutes

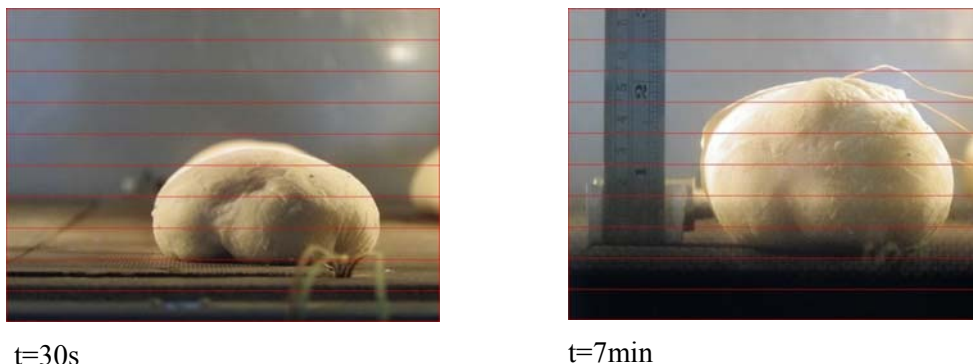


Figure 5 : Prises de vue lors de la cuisson.

3.2. Détermination des flux de chaleur

La Fig. 6 permet de visualiser les températures mesurées dans la sole lors de la dépose du pâton à la verticale des thermocouples de sole. On observe que la température de la face supérieure de la sole, en contact avec la baguette, chute quasi instantanément de plus de 40°C. Ce phénomène est amorti et déphasé au centre.

On constate également que le modèle permet bien de retrouver les températures mesurées en (T15), les deux courbes se suivent parfaitement. Les températures de surfaces calculées et mesurées sont tracées. On visualise l'impossibilité de mesurer finement la température de contact sole-pain et l'intérêt d'utiliser une méthode inverse.

La densité de flux obtenu est représentée Fig. 6. On constate une forte augmentation de cette densité de flux lorsque la baguette est posée sur la sole. Ceci s'explique par le fait que la différence de température entre les deux corps est importante. De plus, le pâton gorgé d'eau, se comporte comme un liquide visqueux et présente une faible résistance thermique au contact. Ensuite le flux diminue progressivement : la résistance de contact augmente. La

gélatinisation -en surface à 70 °C- transforme la pâte en un milieu viscoélastique : la mie. Enfin la baguette se solidifie avec l'apparition de la croûte. Toutes ces transformations influence la résistance de contact pain/sole.

De plus, le pain se soulève lors de la cuisson et la surface de contact diminue fortement, après 5 min, le flux échangé devient faible. Les paliers ou les augmentations de flux sont dus à la chauffe en tout ou rien des résistances de sole.

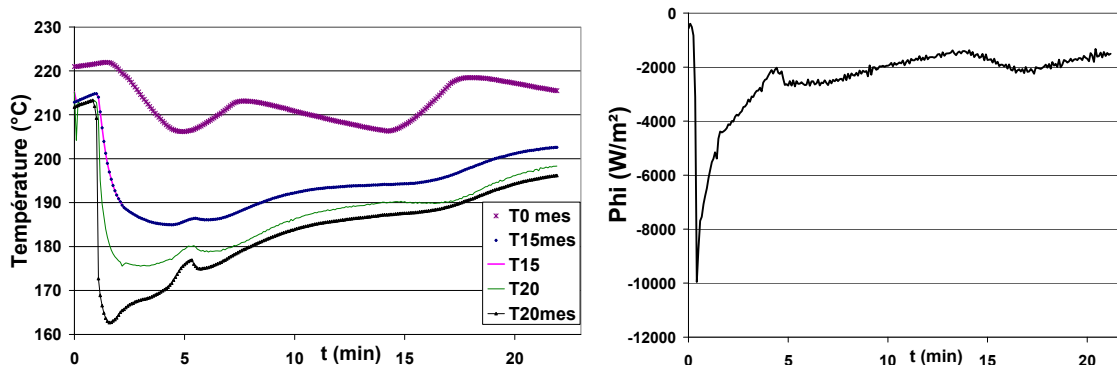


Figure 6 : Evolutions des températures mesurées et calculées dans la sole, et densité de flux obtenue par méthode inverse, au contact avec le pain

Sur la Fig 7 est présenté un essai effectué pour déterminer la densité de flux issue de la voûte qui impacte la face supérieure de la sole. Le fluxmètre est introduit dans le four lorsque celui-ci a atteint son régime permanent avec uniquement l'alimentation des résistances de voûte en fonctionnement, consigne à 230 °C. Le flux global mesuré s'établit entre 4500 et 6500 W.m⁻², il évolue avec les températures des résistances de voûte. Une grande part du flux reçu par le produit est donc liée au rayonnement émis par ces résistances blindées. Ceci confirme que le transfert radiatif est prépondérant dans le four.

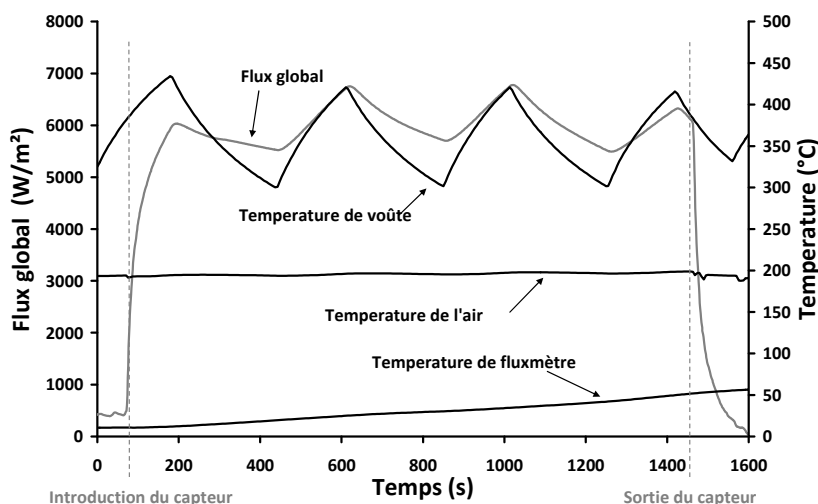


Figure 7 : Mesure de la densité de flux global reçue par la sole

4. Conclusion

Introduits dans l'enceinte du four, les pâtons (cylindre de pâte) subissent l'influence de la chaleur humide (chargée de buée), et malgré la température élevée de la chambre de cuisson, la mie, à aucun moment ne dépasse 100°C, par contre la croûte soumise à une chaleur intense se colore. Ces mesures nous ont permis de bien appréhender le champ de température dans le produit. La perte de masse nous renseigne sur la variation de teneur en eau globale. Cette perte de 50 g liée à l'évaporation d'eau nécessite environ 125 kJ. C'est environ 72 % des apports énergétiques. Les mesures de pression nous ont montré qu'il est possible d'atteindre 2000 Pa en cours de cuisson, ce qui occasionne un gonflement d'environ 70 % du pâton.

Ces grandeurs sont les variables d'état du modèle prédictif, représentatives des mécanismes induits au sein du produit lors de la cuisson. Le modèle peut maintenant être validé par confrontation avec ces résultats.

Les conditions aux limites autour du pain font apparaître un échange par convection et rayonnement. Les essais menés ici ont permis de valuer le flux échangé par conduction avec la sole, son influence est très importante en début de cuisson, le pic de flux atteint 9kW.m^{-2} .

Un bilan énergétique global sur les apports d'énergie autour du produit d'une part et sur les transformations dans le pain d'autre part peut maintenant être réalisé.

Remerciements

Les auteurs remercient l'agence nationale de la recherche (ANR ALIA-« BRAISE ») et le pôle VALORIAL pour le soutien financier apporté à ces travaux.

Références

- [1] V. Nicolas, P. Salagnac, P. Glouannec, V. Jury, L. Boillereaux, et J.-P. Ploteau, « Modeling Heat and Mass Transfer in Bread during Baking », Comsol Conference, Paris, 2010.
- [2] A. Sommier, H. Chiron, P. Colonna, G. Della Valle, et J. Rouillé, « An instrumented pilot scale oven for the study of French bread baking », *Journal of Food Engineering*, vol. 69, n° 1, p. 97-106, juill. 2005.
- [3] J. P. Ploteau, P. Glouannec, et H. Noel, « Conception of thermoelectric flux meters for infrared radiation measurements in industrial furnaces », *Applied Thermal Engineering*, vol. 27, n° 2-3, p. 674-681, févr. 2007.
- [4] J. P. Abraham et E. M. Sparrow, « A simple model and validating experiments for predicting the heat transfer to a load situated in an electrically heated oven », *Journal of Food Engineering*, vol. 62, n° 4, p. 409-415, mai 2004.
- [5] B. M. Shaughnessy et M. Newborough, « Energy performance of a low-emissivity electrically heated oven », *Applied Thermal Engineering*, vol. 20, n° 9, p. 813-830, juin 2000.
- [6] M. Raynaud et J. Bransier, « A new finite difference method for the nonlinear inverse heat conduction problem », *Numerical Heat Transfer*, vol. 9, n° 1, p. 27-42, 1986.
- [7] S. Fehaili, M. Courel, B. Rega, et P. Giampaoli, « An instrumented oven for the monitoring of thermal reactions during the baking of sponge cake », *Journal of Food Engineering*, vol. 101, n° 3, p. 253-263, déc. 2010.

Caractérisation des échanges radiatifs intervenant dans l'étude de la pyrolyse de contreplaqué à l'aide d'un cône calorimètre.

Zoubir Acem^a, Gilles Parent^a, Pascal Boulet^a, Thomas Rogaume^b, Talal Fateh^b, Justin Zaida^b, Franck Richard^b

a : LEMTA, Université de Lorraine, CNRS

ENSEM, 2 avenue de la forêt de Haye - 54504 Vandœuvre-lès-Nancy - France

b : Institut P', UPR CNRS 3346 - Département Fluides, Thermique, Combustion

ENSMA - BP. 40109 - 86961 Futuroscope Chasseneuil - France

zoubir.acem@univ-lorraine.fr

Résumé - L'objectif de la présente communication est l'étude des échanges radiatifs entre un cône calorimètre (Norme ISO 5660) et des échantillons de contreplaqué. On se propose de caractériser, à la fois, les propriétés spectrales d'absorption d'échantillons de contreplaqué à divers stade de dégradation, ainsi que les propriétés d'émission du cône calorimètre.

1. Introduction

Le cône calorimètre [1] est un appareil couramment utilisé au sein de la communauté scientifique impliquée dans la sécurité incendie. Il s'agit, schématiquement, de soumettre un échantillon à un flux thermique donné pour en déduire le comportement au feu au travers de différentes mesures telles que l'analyse des gaz, le suivi de perte en masse et des flux de chaleur. Il devient alors possible de déterminer les propriétés d'inflammabilité et de combustibilité des matériaux (temps d'inflammation, perte de masse, taux de dégagement de chaleur, temps de réponse thermique, ...) moyennant une bonne connaissance des échanges de chaleur entre l'élément conique et le combustible étudié. Lors de la résolution des problèmes de transfert thermique, ces échanges sont souvent, soient restreints à un problème de condition aux limites (le flux de chaleur supposé être envoyé par l'élément conique est simplement considéré comme une condition aux limites à la surface du solide), soient considérés dans leur totalité, enveloppant les contributions couplées des transferts radiatifs et convectifs. On trouve quelques travaux sur le transfert de chaleur par convection, mais peu d'études se sont réellement intéressées au transfert radiatif à proprement parler ainsi qu'à la nature spectrale du rayonnement.

En 1971, Wesson et col. [2] montrent que le temps d'inflammation d'échantillons de bois pouvait être directement affecté par la distribution spectrale de la source incidente, justifiant un peu plus la nécessité d'une caractérisation précise des propriétés radiatives à la fois de la source de chaleur et du combustible. En ce sens, Försth et Roos [3] ont mené récemment une étude sur l'absorption spectrale d'un panel de 62 matériaux, en établissant entre autres résultats la dépendance avec la température de la source de chaleur. Enfin les travaux de Girods et col. [4] sur la dépendance spectrale de l'absorption du combustible vis à vis de l'émission de la source de chaleur utilisée, indiquent d'autant plus la nécessité d'améliorer la compréhension des phénomènes impliqués.

A cet effet, la présente collaboration offre la possibilité de mesurer les propriétés radiatives d'un cône calorimètre (en matière d'émission caractéristique) et d'échantillons de contreplaqué (concernant les propriétés d'absorption), avant d'envisager d'autres combustibles par la suite. L'idée est d'observer et de quantifier l'écart à la réalité des hypothèses d'émission et d'absorption idéale de type corps noir. Pour ce faire, les dispositifs expérimentaux utilisés (spectromètres

FTIR, caméra IR), ont été spécialement calibrés pour l'étude de l'émission du rayonnement par les flammes ainsi que pour la caractérisation de l'absorptivité de la matière végétale. Dans ce qui suit, nous présenterons d'une part les résultats concernant l'absorption spectrale des échantillons de contreplaqué, étudiés sous différentes conditions, et d'autre part les propriétés d'émission du cône calorimètre. Ensuite, notre attention se portera sur l'analyse de ces résultats, plus particulièrement sur le comportement spectral des échantillons étudiés et les conséquences sur leur processus de dégradation.

2. Absorption des échantillons de contreplaqué

Nous avons étudié deux types de contreplaqué M1 et M3 ayant chacun subi un traitement ignifugeant. Toutes les caractéristiques de ces échantillons sont données dans [5] et nous signalerons seulement que M1 présente une meilleure résistance au feu comparé à M3. On se propose de suivre l'évolution du comportement en absorption dans l'infrarouge de ces contreplaqués à différents stades de dégradation. Pour ce faire on place les échantillons sous le cône calorimètre afin de les soumettre à différents flux thermiques tout en faisant varier le temps d'exposition. Les échantillons sont ensuite récupérés pour la caractérisation à froid de l'absorption à l'aide d'un spectromètre FTIR. Le tableau 1 regroupe les différents échantillons à disposition pour cette étude, indiquant les conditions de flux imposés et la durée d'exposition au flux :

| échantillon | M1 | | M3 | |
|------------------------------------|--------|--------|-------|--------|
| Composition | Okoumé | | | |
| épaisseur (mm) | 18 | | 19 | |
| densité (kg/m ³) | 580 | | 500 | |
| flux incident (kW/m ²) | 30 | 50 | 30 | 50 |
| Durée d'exposition | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | 1 min | 2 min | 1 min | 10 sec |
| | 5 min | 6 min | 2 min | 2 min |
| | 10 min | 10 min | 5 min | / |

Tableau 1 *Caractéristiques et traitements des échantillons de contreplaqués*

2.1. Échantillons et moyens expérimentaux

La mesure de l'absorption par spectroscopie IR a été décrite dans de précédentes études consacrées à la caractérisation d'échantillons de végétation (voir [6] et [7]) et nous en rappelons brièvement le principe. Le dispositif est constitué d'un spectromètre FTIR, d'une sphère intégrante et d'un détecteur MCT (HgCdTe). Il permet la mesure de la réflectivité directionnelle-hémisphérique à partir de laquelle on va pouvoir déduire l'absorptivité. En effet, les échantillons étant opaques, leur transmissivité est nulle et l'on obtient donc directement l'absorptivité avec le complément à 1 de la réflectivité ($\alpha = 1 - \rho$).

Le rayonnement IR issu du spectromètre (VERTEX de Bruker) pénètre dans la sphère intégrante et vient se réfléchir sur la surface de l'échantillon (placé en sortie de sphère). La part du rayonnement réfléchi par l'échantillon est alors renvoyée dans la sphère où elle est intégrée et homogénéisée sur toute sa surface par un phénomène de multiple réflexion (revêtement interne de la sphère en or possédant un facteur de réflectivité proche de 1). Une fenêtre de mesure permet alors au détecteur MCT de capter le rayonnement issu d'une portion de surface de la sphère. La réflectivité de l'échantillon est obtenue par le rapport entre le flux réfléchi et un flux de référence, obtenu avec la sphère seule. Les mesures sont réalisées dans l'infrarouge, dans la gamme com-

prise entre 1000 et 7000 cm^{-1} (respectivement entre 10 et 1.4 μm), avec une résolution de 4 cm^{-1} . Chaque mesure correspond à une moyenne de 1000 scans sur la gamme étudiée. La figure 1 présente les clichés de l'échantillon M1 vierge (gauche) et le même échantillon placé sous le cône à 50 kW.m^{-2} pendant 6 minutes (droite). On observe sur la surface de l'échantillon pyrolysé l'apparition d'une couche carbonisée avec de multiples craquelures. D'une manière générale, selon la puissance et la durée du traitement, les états de surface des échantillons vont plus ou moins se dégrader, modifiant ainsi leurs propriétés radiatives.



Figure 1 Échantillon M1 vierge (gauche) et placé pendant 6 minutes sous 50 kW.m^{-2} (droite).

2.2. Propriétés radiatives des échantillons

La figure 2 présente la réflexion et l'absorption directionnelle hémisphérique des deux échantillons de contreplaqué M1 et M3 vierges en fonction du nombre d'onde.

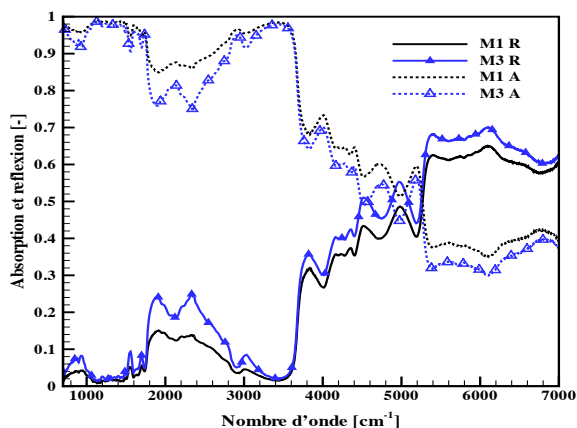


Figure 2 Réflexion et absorption spectrale des échantillons M1 et M3 vierges.

Comme on peut le constater, le comportement spectral est clairement variable et les échantillons ne peuvent pas être considérés comme simplement noir ou même gris. Les variations spectrales rappellent certaines observations antérieures établies sur les échantillons de végétation (voir [7] par exemple) et sont attribuées aux éléments constitutifs du bois : la lignine, la cellulose et l'hémicellulose. Cela explique également pourquoi les tendances globales sont les mêmes pour les deux échantillons, mais avec quelques écarts en intensité parce que les mêmes constituants sont impliqués, mais avec des différences au niveau concentration et distribution. D'un point de vue quantitatif, l'absorptivité est élevée dans les faibles nombres d'onde (entre 0,8 et 1 en dessous 3700 cm^{-1}) et diminue vers les plus grands nombres d'onde (de l'ordre de 0,3 au delà de 5000 cm^{-1} , très loin d'un absorbeur parfait). L'échantillon M1 absorbe environ 5% de rayonnement en plus que le M3.

La figure 3 donne l'évolution spectrale de la réflexion des échantillons M1 et M3 soumis à un flux radiatif de 30 kW.m^{-2} pour différents temps d'exposition. On a vu avec la figure 1 qu'on observait l'apparition d'une couche noire et ce dès les premiers instants. Cette couche devient progressivement hétérogène au fur et à mesure que son épaisseur augmente pendant le processus de dégradation thermique. On s'attend alors à une augmentation de l'absorptivité (complément à 1 de la réflectivité) en raison de l'apparition de cette épaisseur noire. On constate en réalité que l'absorptivité tend à diminuer ou augmenter, selon la durée d'exposition ou la plage spectrale observée. Une possible décroissance a également été observée par Försth et Roos [3] dans l'infrarouge sur le contreplaqué et d'autres matériaux. Une explication de ce phénomène inattendu est donnée en section 2.3. L'absorption finit par augmenter après quelques minutes d'exposition et les variations spectrales se rapprochent de celles d'une surface grise. Loin d'être évidente dans les premiers instants de la pyrolyse, l'hypothèse du corps gris devient acceptable après quelques minutes d'exposition.

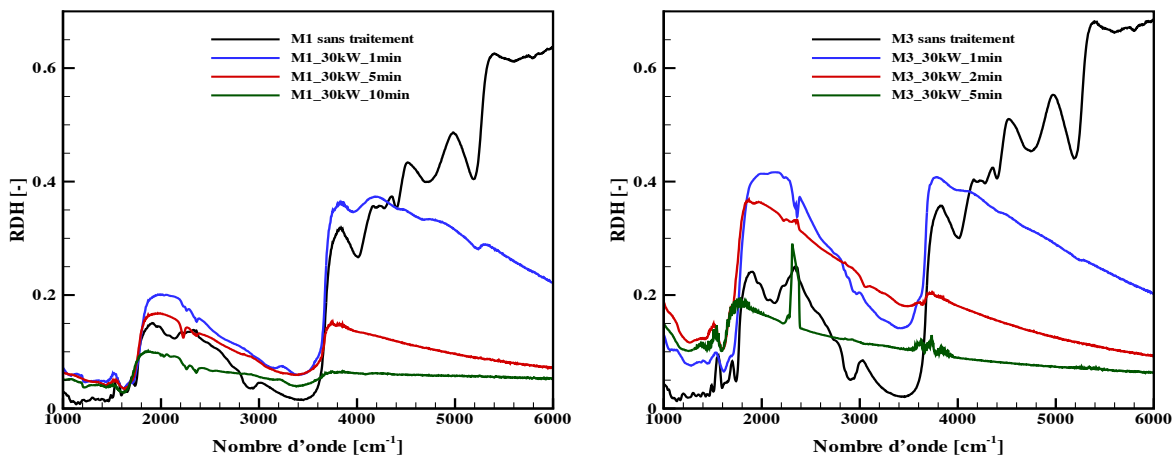


Figure 3 Réflexion directionnelle hémisphérique des échantillons M1 et M3 irradiés sous 30 kW.m^{-2} en fonction du temps d'exposition.

Pour caractériser l'absorptivité moyenne on calcule des moyennes de Planck, en intégrant l'absorptivité sur l'ensemble de la plage spectrale pondérée par la luminance du corps noir à 1000 et 1200 K (température représentative du cône calorimètre pour des densités de flux de chaleur entre 30 et 60 kW.m^2). Les données sont regroupées dans le tableau 2 pour les différents flux et temps d'exposition.

| Traitement Flux / durée | Échantillon M1 | | Échantillon M3 | |
|-----------------------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| | T_{ref} 1000 K | T_{ref} 1200 K | T_{ref} 1000 K | T_{ref} 1200 K |
| Vierge | 0.87 | 0.84 | 0.82 | 0.78 |
| $30 \text{ kW/m}^2 / 1 \text{ min.}$ | 0.85 | 0.83 | 0.74 | 0.74 |
| $30 \text{ kW/m}^2 / 10 \text{ min. (5 min)}$ | 0.94 | 0.94 | 0.88 | 0.88 |
| $50 \text{ kW/m}^2 / 2 \text{ min.}$ | 0.93 | 0.93 | 0.86 | 0.87 |
| $50 \text{ kW/m}^2 / 10 \text{ min. (5 min)}$ | 0.95 | 0.95 | 0.88 | 0.88 |

Tableau 2 Absorptivité moyenne des échantillons de contreplaqué en fonction de la puissance et de la durée d'irradiation sous le cône.

Dans l'ensemble, on observe que dans un premier temps la capacité moyenne d'absorption diminue après 1 minute, puis augmente jusqu'à des valeurs de 0,95. Par conséquent, les échantillons ne peuvent pas être considérés comme des absorbeurs noirs puisqu'une réflectivité résiduelle est toujours observée, même lorsqu'une couche carbonée recouvre la surface de

l'échantillon. On remarque également que la température de référence (1000 ou 1200 K) utilisée pour faire la moyenne de Planck influe très peu sur les résultats d'absorption moyenne. Pour les échantillons vierges, l'écart des absorptivités moyennes pour les deux températures de référence est de l'ordre de 4%. Il devient insignifiant, après quelques minutes d'exposition ce qui confirme bien que le comportement des échantillons tend vers celui d'un corps gris. Sous une irradiation de 50kW.m^{-2} , les mêmes tendances ont été observées avec une augmentation de la vitesse de dégradation. Le comportement gris est atteint après seulement 5 minutes d'irradiation, avec une absorptivité qui se stabilise autour de 0,88 pour M3.

2.3. Interprétation de l'augmentation de la réflexion

Comme évoqué précédemment, le pouvoir d'absorption des échantillons de contreplaqué commence d'abord par diminuer et augmente finalement lorsque le processus de dégradation thermique se poursuit. Cette augmentation était attendue en raison du dépôt noir qui apparaît rapidement sur la surface de l'échantillon. En conséquence, la baisse de l'absorption dans certaines gammes de nombre d'onde, en particulier pendant les premiers instants de la pyrolyse peut être surprenante. Une tentative d'explication de ce phénomène peut être effectuée à partir de l'analyse de la réflexion d'un échantillon bicouche. On considère que l'échantillon est constitué de deux couches : le contreplaqué lui-même et la fine couche de bois dégradé comme schématiquement présenté sur la figure 4. La réflexion (ρ) mesurée par le spectromètre est la somme de la réflexion (ρ_b) par la couche "noire" et de la partie du rayonnement qui a été transmise à travers cette couche, réfléchi par le contreplaqué (avec une réflectivité ρ_p) puis transmise une seconde fois par la couche noire. Dans une première approche cela peut être modélisé par :

$$\rho = \rho_b + \rho_p(1 - \rho_b)^2 \cdot e^{-2\tau_e} \quad (1)$$

où τ_e est l'épaisseur optique de la couche noire, qui peut être simplement déduite par :

$$\tau_e = \frac{4\pi k}{\lambda} e \quad (2)$$

k est l'indice d'absorption du carbone [8], λ est la longueur d'onde et e représente l'épaisseur de la couche noire homogène qui aurait la même absorption du présent dépôt noir poreux.

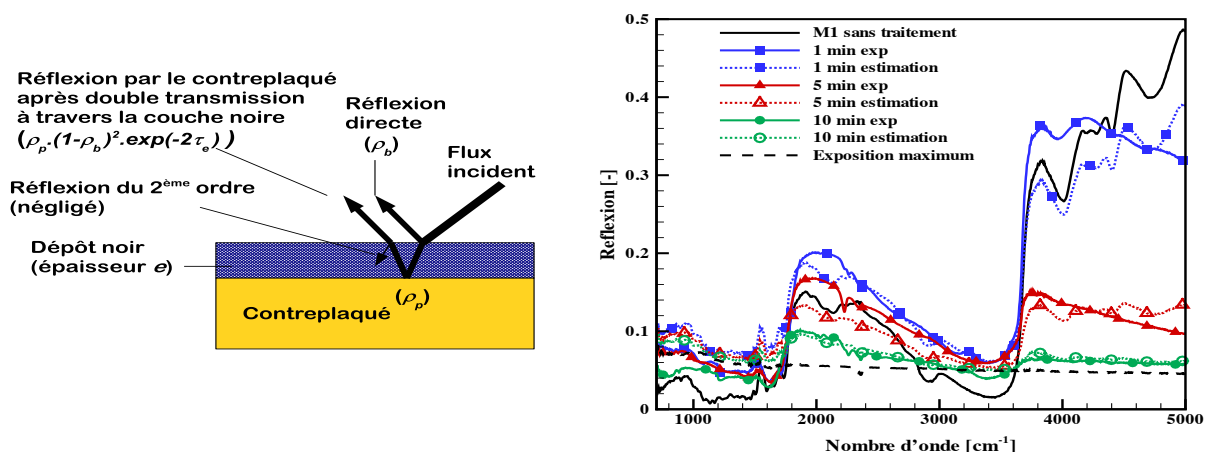


Figure 4 Schéma explicatif et comparaison entre la réflexion de l'échantillon M1 irradié sous 30kW.m^{-2} et le modèle bicouche (1).

La valeur de ρ_p est donnée par la mesure de la réflectivité de l'échantillon vierge et celle de ρ_b par la réflectivité de l'échantillon exposé le plus longuement (10 minutes ici) en considérant que dans ce cas la couche noire est si épaisse que le facteur de transmission $e^{-2\tau_e}$ tend vers zéro.

On cherche par la suite à estimer les épaisseurs de couche optimales e qui expliqueraient les variations spectrales observées par une simple minimisation entre les données expérimentales et le modèle bicouche (1). Les résultats sont illustrés sur la figure 4 et on observe clairement que qualitativement le modèle bi-couche permet de bien interpréter ces variations. Parallèlement, les épaisseurs obtenues augmentent linéairement avec la durée d'exposition. On estime des épaisseurs de couche noire de 0.35, 1.75 et 3.5 μm après respectivement 1, 5 et 10 minutes d'exposition. Ces résultats reproduisent avec un très bon accord les variations spectrales observées, même si l'ordre de grandeurs des épaisseurs estimées ne reflète pas la réalité des couches noires hétérogènes présentes à la surface de nos échantillons. Il s'agit en fait des épaisseurs du milieu homogène équivalent et non des épaisseurs réelles et ces travaux méritent d'être poursuivis afin de prendre en compte les hétérogénéités de surface et la porosité dans le modèle bicouche.

3. Caractérisation de l'émission du cône calorimètre

3.1. Dispositif et protocole expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation du rayonnement émis par le cône calorimètre est décrit dans [9] et illustré sur la figure 5. Il est constitué d'un spectromètre FTIR combiné à une caméra IR multispectrale.

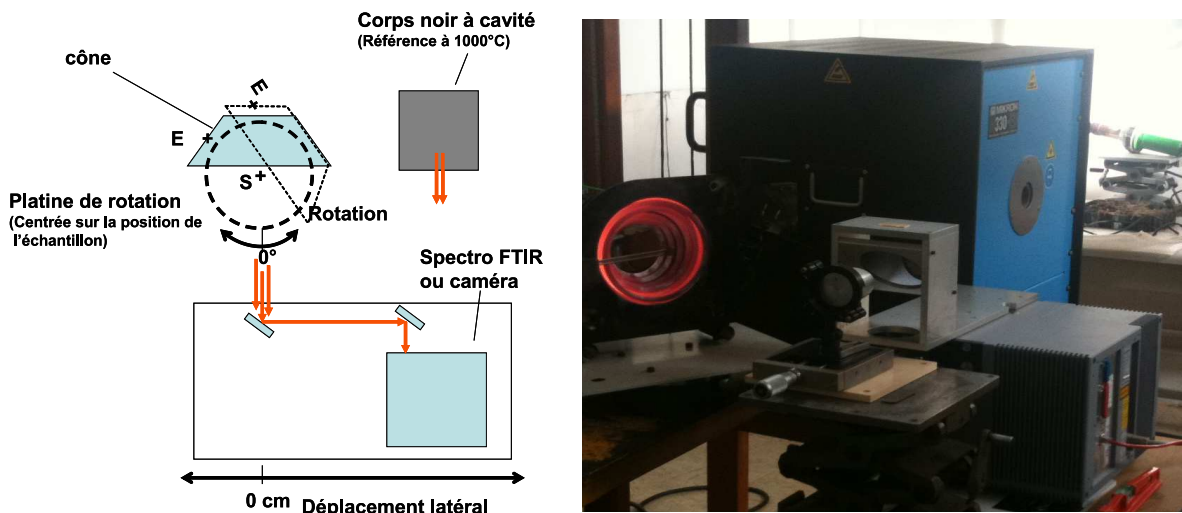


Figure 5 Schéma de principe et cliché du dispositif dédié à la caractérisation du cône.

Les principales caractéristiques sont les suivantes : le spectromètre est un MATRIX de chez Bruker, la caméra multispectrale est un modèle SC 700 Orion de chez FLIR permettant au moyen de filtres d'analyser les flux émis dans des bandes spectrales bien déterminées ainsi que la totalité des flux émis entre 1.5 et 5.5 μm . La combinaison des deux appareils est assurée par une séparatrice qui permet l'orientation de la moitié du flux incident vers chacun des appareils. Le spectromètre possède une fenêtre d'ouverture de l'ordre de 1 cm^2 permettant de cibler une zone spécifique du cône tandis que la caméra fournit des clichés du cône entier. Un étalonnage préalable du dispositif a été réalisé à l'aide d'un corps noir thermostaté à haute température (autour de 1273 K) et permet de transcrire le signal émis en termes d'intensité. Le cône calorimètre est de type standard ISO 5660 de chez Fire Testing Technology. Il s'agit de spires concentriques formant un cône tronqué pouvant délivrer une puissance calorifique maximale de 100 kW.m^{-2} . Le contrôle de la température du cône est assuré aux moyens de trois thermocouples de type K. Pour nos expériences, nous travaillons essentiellement en consigne fluxmétrique et le flux est contrôlé systématiquement à l'aide d'un fluxmètre de type Schmidt-Boelter placé au point S.

3.2. Émission du cône calorimètre

La figure 6 (droite) donne l'évolution spectrale de l'émission issue d'un élément de surface donné du cône (point E sur le schéma de la figure 5) en plaçant le spectromètre au point S pour différentes consignes en flux allant de 10 à 60 kW.m⁻². On constate que chaque courbe passe par un maximum d'émission et que le niveau d'émission augmente bien avec la consigne. On remarque également que les courbes sont quelque peu affectées par l'absorption de la vapeur d'eau et du dioxyde de carbone atmosphérique. Cette altération reste tout de même négligeable puisque la distance entre l'émetteur et le spectromètre a bien été maintenue lors de l'étape d'étalonnage à l'aide du corps noir. A titre de comparaison, on trace également sur la figure 6 les courbes d'émission du corps noir à 873, 1073 et 1273 K. On s'aperçoit que l'émission du cône s'apparente bien à celle d'un corps noir ou gris éventuellement, mais facilement modélisable en tout cas. Cela constitue un résultat essentiel de cette étude. Les écarts entre l'émission réelle du cône et celle du corps noir de référence restent négligeables sur toute la gamme spectrale étudiée.

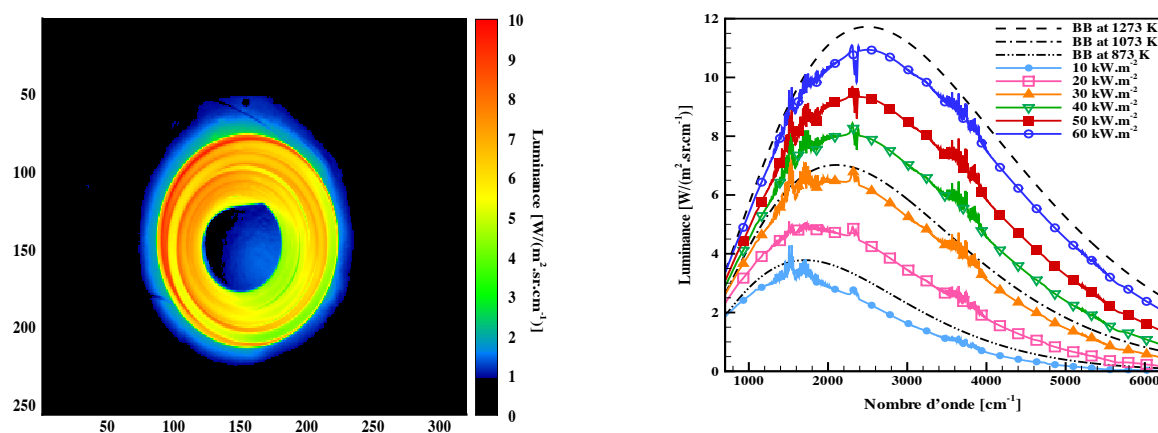


Figure 6 Image IR à 2560 cm⁻¹ du cône sous une consigne de 50 kW.m⁻² et spectres d'émission du cône pour des consignes allant de 10 à 60 kW.m⁻²

La caméra infrarouge permet d'obtenir une cartographie de l'intensité réelle du cône dans trois bandes spectrales étroites centrées autour 2350, 2560 et 3500 cm⁻¹. Les tendances étant similaires, seul le cliché du cône sous une consigne de 50 kW.m⁻² à 2560 cm⁻¹ est présenté sur la figure 6 (gauche). L'émission apparaît comme non homogène sur la surface du cône, du fait notamment de son état d'usage comme on peut s'en apercevoir sur la figure 5. Il semblerait alors qu'un échantillon placé sous le cône ne recevrait pas exactement un flux de densité constante dans toutes les directions et sur chaque point de sa surface. Les résultats de ce travail trouvent un intérêt dans l'étude du processus de pyrolyse à l'aide d'un cône calorimètre. Ils permettent, moyennant la connaissance des propriétés réelles d'émission de la source et d'absorption de l'échantillon, de quantifier la part du rayonnement effectivement reçue par l'échantillon (travail en cours).

4. Conclusion

Une étude a été réalisée sur les propriétés d'émission d'un cône calorimètre et d'absorption d'échantillons de contreplaqué dans le cadre de la caractérisation des processus de pyrolyse à l'aide d'un cône calorimètre. L'hypothèse habituellement rencontrée d'une émission de type corps noir pour le cône a pu être validée. A l'inverse, l'absorption des échantillons de contreplaqué étudiés ne peut être assimilée à celle d'une surface noire voire même grise. En effet,

on a observé des variations spectrales de l'absorption beaucoup plus complexes avec des diminutions et augmentations selon le nombre d'onde et la durée d'exposition. Toutefois, ces écarts tendent à se résorber pendant le processus de pyrolyse. L'absorptivité des échantillons finit donc par augmenter pour se stabiliser dans la gamme allant de 0,88 à 0,95. Un tel comportement non gris de l'absorption dans les premiers instants peut être à l'origine de processus de dégradation différents pour peu que le même échantillon soit étudié à partir de dispositif présentant des propriétés d'émission différentes (typiquement des cônes calorimètres de températures différentes ou des appareils utilisant des lampes tels que le FPA, couramment utilisé également).

On a également pu mettre en évidence une émission hétérogène sur toute la surface du cône pouvant être à l'origine de modifications dans le processus de dégradation des échantillons. Cela révèle la nécessité de bien caractériser la source utilisée pour l'étude de la pyrolyse. En effet, le calcul du flux effectivement reçu (non présenté dans cette communication) en tenant compte des hétérogénéités de la source révèle des écarts important localement avec le flux provenant d'un émetteur parfait. Cela confirme également que des écarts peuvent subvenir dans la détermination des propriétés d'inflammabilité et de combustibilité des matériaux et ce d'autant plus si différentes sources sont utilisées pour irradier les matériaux. Le présent travail constitue une première étude et il conviendrait par la suite de l'étendre à d'autres sources et matériaux afin de mieux quantifier les écarts avec les flux réellement absorbée par les échantillons dans de telles applications.

Références

- [1] V. Babrauskas. Development of the cone calorimeter - a bench-scale heat release rate apparatus based on oxygen consumption. *Fire and Materials*, Vol. 8, pp. 81-95, 1984.
- [2] H.R. Wesson and J.R. Welker and C.M. Sliepcevich. The piloted ignition of wood by thermal radiation. *Combustion and Flame*, Vol. 16, pp. 303 - 310, 1971.
- [3] M. Försth and A. Roos. Absorptivity and its dependence on heat source temperature and degree of thermal breakdown. *Fire Mater.*, Vol. 35, pp. 285 - 301, 2011.
- [4] P. Girods and N. Bal and H. Biteau and G. Rein and J.L. Torero. Comparison of pyrolysis behaviour results between the cone calorimeter and the fire propagation apparatus heat sources. *In 10th International Symposium on Fire Safety Science*, paper 107, 2011.
- [5] T. Fateh. Etude expérimentale et numérique de la cinétique de décomposition thermique de contre plaqués en bois. PhD Thesis, ENSMA, Poitiers, 2011.
- [6] B. Monod and A. Collin and G. Parent and P. Boulet. Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires. *Fire Safety J.*, Vol. 44, pp. 88 - 95, 2009.
- [7] Z. Acem and G. Parent and G. Parent and G. Jeandel and P. Boulet. Experimental study in the infrared of the radiative properties of pine needles. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 34, No 7, pp. 893 - 899, 2010.
- [8] H. Chang and T.T. Charalampopoulos. Determination of the wavelength dependence of refractive indices of flame soot. *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 430, No 1880, pp. 577 - 591, 1990.
- [9] G. Parent and Z. Acem and S. Lechêne and P. Boulet. Measurement of infrared radiation emitted by the flame of a vegetation fire. *Int. J. Thermal Sciences*, Vol. 49, No 3, pp. 555 - 562, 2010.

Nouveau concept de caméra TeraHertz à température ambiante basé sur la thermo-conversion de photons couplée à une caméra InfraRouge.

C. PRADERE*, J.P. CAUMES, D. BALAGEAS et J.C. BATSALE

I2M, département TREFLE, UMR 5295, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence.

* (auteur correspondant : christophe.pradere@bordeaux.ensam.fr)

Résumé - La technologie THz a été largement appliquée pour ces nombreuses potentialités dans les domaines de la physique, de la biologie ou encore de la médecine. Le point de développement clé concerne aujourd'hui l'imagerie en temps réel multispectrale dans un domaine particulier (10-3000 μm). Si de nombreux systèmes existent sur une base tout-optique [1,2], l'extension de la technologie IR dans le domaine THz est prometteuse [3-4]. Dans ce travail, nous proposons un système de conversion de photons THz en photons IR sur une large bande spectrale. L'intérêt majeur de ce type de convertisseur réside dans la possibilité d'obtenir un système imageur multispectral IR-IR ou IR-THz à partir d'une seule et même caméra IR commerciale. Les premières réalisations expérimentales ont permis la métrologie spatiale d'une source TeraHertz millimétrique (0.110 THz). Par la suite, deux exemples d'imagerie THz, à température ambiante, en temps réel, ont été démontrés à l'aide de ce nouveau système.

1. Introduction

La position spectrale du rayonnement TeraHertz est parfaitement illustrée par les deux filières technologiques développées autour des caméras THz à la frontière de l'optique (infrarouge) et de l'électronique [5] (onde millimétrique, micro-onde, radars ...). Tout d'abord, la filière électronique, elle consiste à adapter des solutions tout électroniques, à forte maturité technologique de la communauté des ondes « radar ». Elle fournit aujourd'hui des détecteurs performants en sensibilité mais difficilement intégrables en matrice (électronique lourde, nombre de pixels limités, ...). Ces développements sont à l'origine des scanners corporels d'aéroport aujourd'hui industrialisés. Ensuite, la filière thermique, elle consiste à adapter la sensibilité des détecteurs infrarouges (micro-bolomètres). Cette technologie a permis de démocratiser les détecteurs thermiques dans le domaine civil et semble tout à fait légitime pour une extension dans le domaine THz (2 - 10 THz). Ils sont modifiés directement sur le capteur (dépôt d'une couche mince, couplage avec des antennes, adaptation de la technologie CMOS). Ces techniques sont gourmandes en coût de fabrication (instrumentation et procédés électroniques en salle blanche) et sont limitées en termes de gamme spectrale.

Au delà de ces deux filières, nous avons basé notre développement sur l'extension de la thermographie infrarouge «classique» (3 - 20 μm) vers un spectre de longueurs d'ondes plus large (1-3000 μm) exploitant leur maturité et leur intégration industrielle. Nous donnons ainsi une nouvelle dimension pour l'imagerie scientifique 2D et 3D (tomographie), le contrôle et l'inspection non-destructive et non-invasive de matériaux diélectriques opaques (céramique, composite, bois, tissu...) employés dans de nombreux domaines industriels.

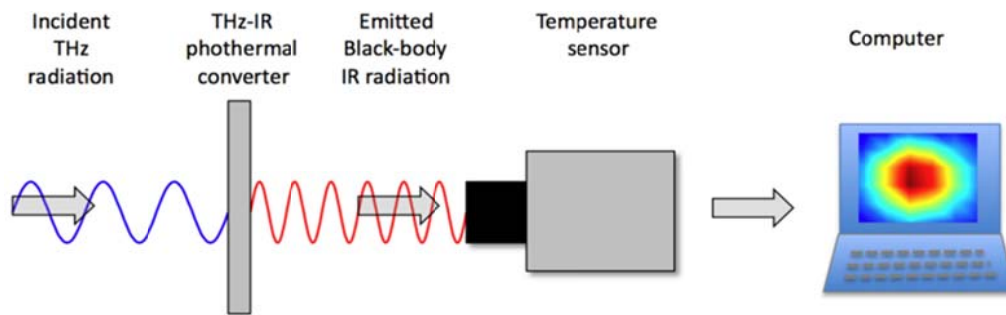


Figure 1. Schéma de principe de détection à l'aide d'un thermo-convertisseur TéraHertz

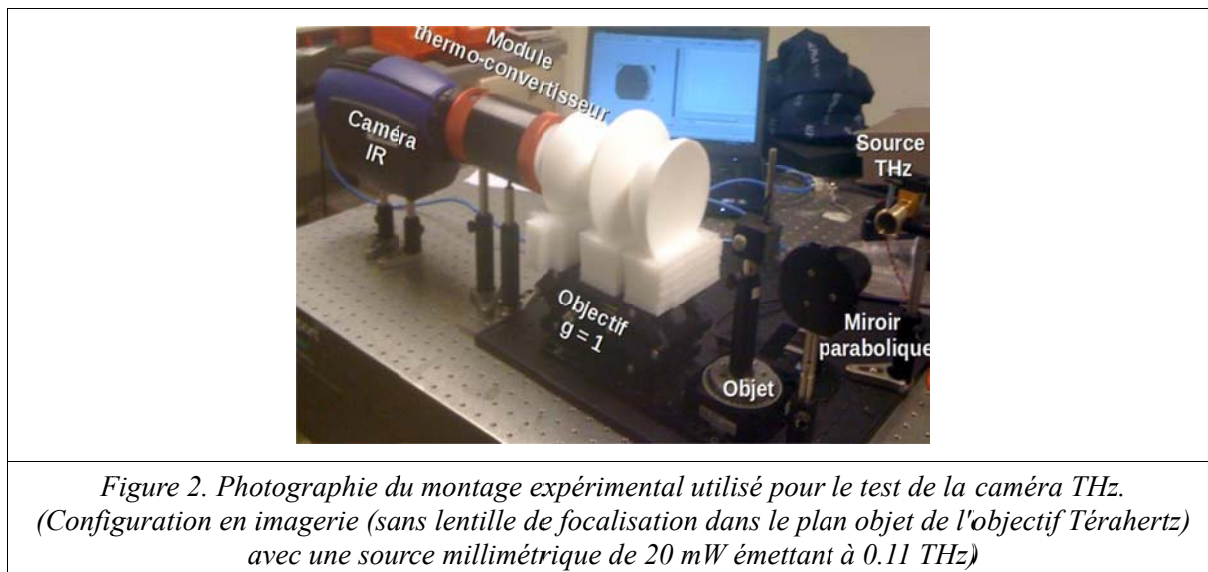
Pour cela, sur la même base que les écrans à scintillations convertissant le rayonnement X en photons visibles (frequency down-conversion), nous proposons de réaliser la conversion inverse (frequency up-conversion) du rayonnement TeraHertz/millimétrique en photons infrarouges (figure 1). L'élément clef de notre système est ainsi le thermo-convertisseur. Sa fonction première consiste à absorber le rayonnement THz à l'aide d'un matériau optimisé et de le convertir en rayonnement infrarouge à travers l'augmentation de température induite. La métrologie thermique du thermo-convertisseur est ensuite finement quantifiée et résolue spatialement par un système de vision infrarouge.

Un premier prototype a été développé [3,4] et a permis les premières preuves de concept de l'adaptation du thermo-convertisseur sur les grandes filières de caméras infrarouges (quantique et micro-bolométrique) permettant une métrologie efficace d'un grand nombre de sources infrarouges et THz. Par ailleurs, nous montrerons qu'elle donne accès également à une imagerie THz 2D et 3D performante. Nous montrerons dans la suite que cette instrumentation présente une sensibilité de mesure de l'ordre de $< 20 \text{ nW/Hz}^{1/2}$ et une résolution spatiale proche de la limite de diffraction (λ). Ces spécifications et les configurations expérimentales choisies offre l'avantage d'imager des champs optiques importants ($> 40 \times 40 \text{ mm}$) difficilement réalisable avec les technologies concurrentes. L'extension de l'utilisation des caméras thermiques dans de nouvelles bandes spectrales grâce au thermo-convertisseur offre des perspectives importantes pour la création et la mise au point de nouvelles méthodes de contrôle non-destructif en volume et à distance de défauts spécifiques millimétriques (délaminations, inclusions, inhomogénéités, usures, collages...) sur des structures de grandes tailles isolantes (composites, mousses, caoutchoucs, polymères, ...). Cette nouvelle méthode d'analyse par essence multispectrale montre « également un potentiel important dans le future pour la fusion de plusieurs systèmes d'imagerie (Visible, Infrarouge proche et lointain voire même des systèmes acoustiques).

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de test est présenté sur la figure 2. Le module de thermo-convertisseur est directement attaché à la caméra thermique pour sa meilleure isolation thermique. Une fenêtre en teflon (opaque à l'IR) de 2 mm d'épaisseur ferme le module des éventuels rayonnements thermiques incidents dans l'axe de la caméra. La caméra infrarouge utilisée est une caméra commerciale (FLIR-SC7000) dédiée aux applications de métrologie scientifique. Refroidis par Sterling, elle est spécialement conçue pour la bande de fréquence 3-5 μm . L'objectif infrarouge, où a été placé le thermo-convertisseur, a une focale de 25 mm avec une distance de travail de 125 mm ($\text{NA}=0.2$). Le champ optique infrarouge mesuré dans le plan du thermo-convertisseur est de l'ordre de $70 \times 70 \text{ mm}^2$ avec une résolution de l'ordre de 125 μm . Un objectif TéraHertz composé de trois lentilles (teflon) image le plan objet sur le thermo-convertisseur avec un grandissement de 1. La distance de travail de l'objectif

Térahertz est de 80 mm avec un champ optique de 50 x 50 mm.



L'objet imagé par l'objectif TeraHertz sur le thermo-convertisseur est éclairé par une source TéraHertz monochromatique ($\nu = 0.11$ THz soit $\lambda = 2.8$ mm) d'une puissance de 20 mW. Le cornet de sortie présente une divergence de 30° , l'utilisation d'une parabole hors axe de 150 mm de focale permet ainsi de collimater le faisceau sur une taille de 30 x 30 mm. Pour la métrologie de faisceau présentée par la suite, une lentille de 60 mm de focale est insérée pour focaliser le faisceau TéraHertz dans le plan objet de l'objectif TéraHertz.

4. Métrologie de deux sources millimétriques 0.08 et 0.11 THz

Les sources utilisées sont des diodes GUNN (RPG à 0.08 THz et ZAX à 0.11 THz) émettant respectivement à 50 et 20 mW (données fournisseurs). A l'aide du montage expérimental précédent, la mesure du faisceau THz de taille millimétrique (> 3 mm) a été réalisée en utilisant une caméra infrarouge dédiée au domaine de longueur d'onde 3-5 μm couplée au thermo-convertisseur. Le temps d'intégration de la caméra est de 1 ms avec une fréquence d'acquisition de 25 Hz, le signal caméra étant échantillonné sur 14 bits.

La figure 3 présente les résultats typiques obtenus pour la source de 0.11 THz. Chaque image en présence du faisceau est soustraite d'une image de bruit caméra acquise initialement. La figure 3a montre la cartographie thermique du thermo-convertisseur éclairé par le faisceau TeraHertz avec l'acquisition d'une seule image et la colonne 3b, l'acquisition moyennée sur 200 images (amélioration du rapport signal sur bruit -SNR- d'un facteur théorique égal à 14). Les profils de faisceau représentés par la figure 3 sont une moyenne spatiale dans la direction X ou Y de l'image. Le bruit sur la courbe non moyennée est de l'ordre de 0.1 niveau caméra alors que le bruit sur la courbe moyennée est de l'ordre 2, qui donne une amélioration de l'ordre de 20. Les bas niveaux de bruit sur la courbe empêchent une meilleure précision du calcul de SNR. Au final, le rapport SNR en acquisition « single-shot » est de l'ordre de 300 alors que le SNR avec une acquisition de 200 images (durée 8 s) est de l'ordre 4200.

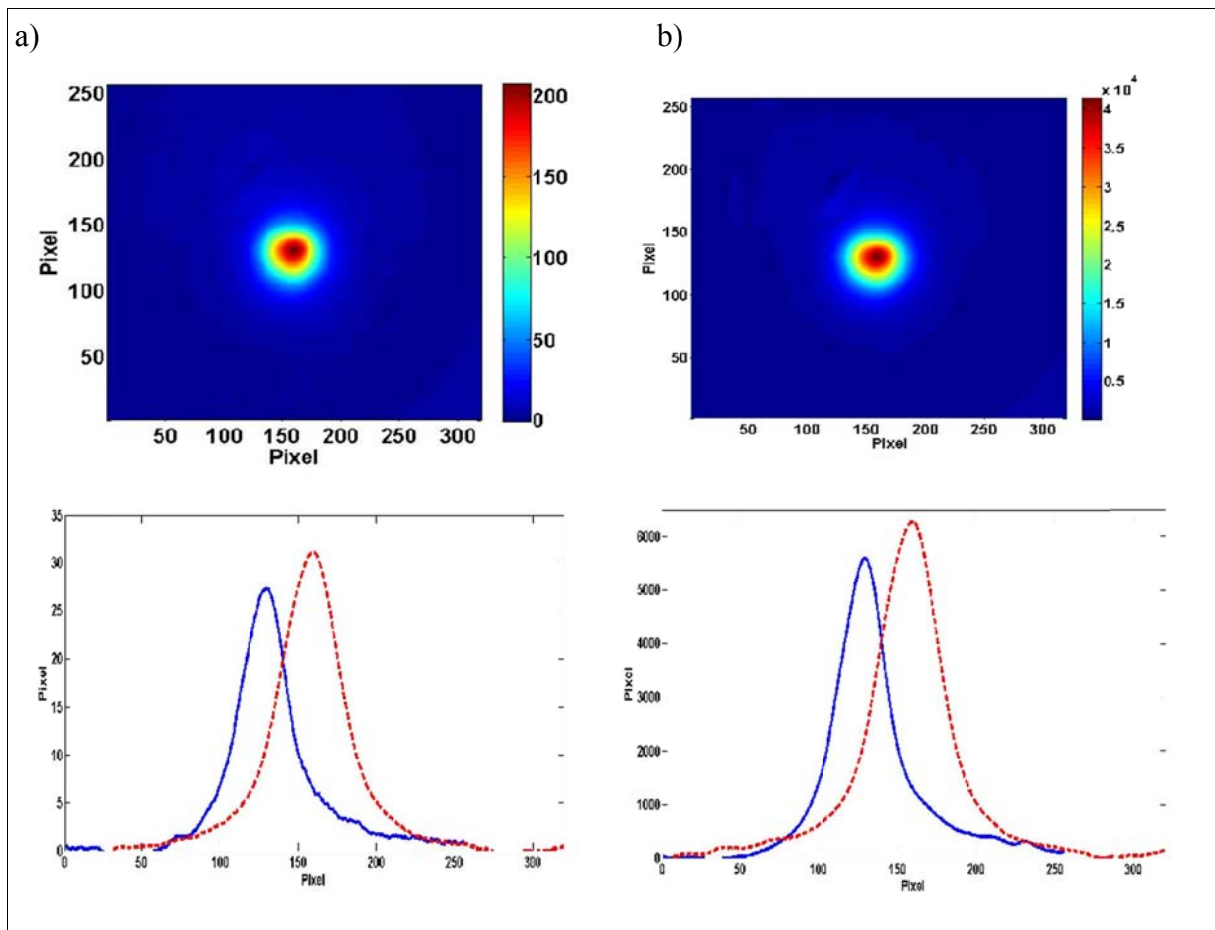


Figure 3. Métrologie d'un faisceau TeraHertz (0.11 THz, 20 mW).
 Les colonnes a) et b) illustrent respectivement l'acquisition « single shot » à 25 Hz (temps d'intégration de 1 ms) et l'acquisition moyennée sur 200 images. Les images sont données en niveau de gris caméra et les axes spatiaux X et Y en pixel (1 pixel = 125 μm).
 Les profils sont moyennés suivant la direction X (horizontal, trait plein) et la direction Y (vertical en trait continu).

Notre instrumentation permet également une métrologie quantitative des faisceaux TéraHertz. En effet, avec une lentille de focale 60 mm et un faisceau collimaté de 30 mm (NA=0.2), le diamètre théorique au point de focalisation est de 6.1 mm. Nous mesurons sur les figures 3, un diamètre à mi-hauteur de 48 pixels correspondant à un diamètre de 6 mm en très bon accord avec la valeur attendue.

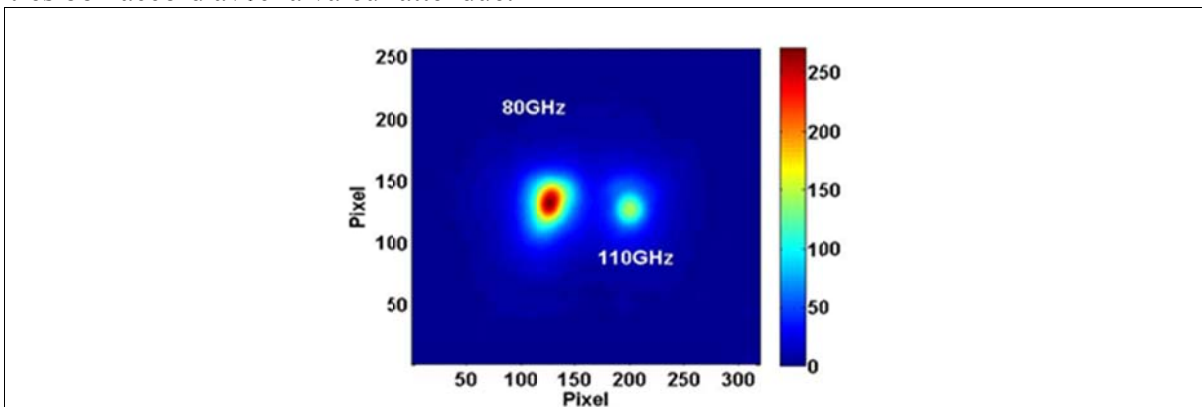


Figure 4. Métrologie d'un faisceau TeraHertz (0.11 THz, 20 mW et 0.08 THz, 50 mW) illustrant la potentialité multiplextrale de la caméra Terahertz.

Pour illustrer la potentialité de réaliser un système imageur multispectral, nous avons focalisé dans le plan objet le rayonnement issue de deux diodes Gunn de 0.11 THz et de 0.08 THz. L'acquisition simultanée des deux faisceaux est un résultat important par rapport aux autres technologies d'imagerie matricielle Téraherz. Les résultats sont présentés dans la figure 4.

4. Applications à l'imagerie 2D Téraherz temps réel.

Nous avons appliqué la caméra THz à l'imagerie active en plein champ d'objets caractéristiques cachés derrière un ensemble d'isolants (carton, teflon, ...). Suivant le montage présenté sur la figure 2, le faisceau collimaté éclaire les objets placés dans le plan objet de l'objectif THz. Le rayonnement transmis est alors imagé sur le thermo-convertisseur. Les deux objets testés sont une lettre T découpé dans une plaque de teflon de 5 mm et une grille métallique avec des trous de 3 mm de diamètre et distant de 3 mm (dimensions caractéristique de l'ordre de λ).

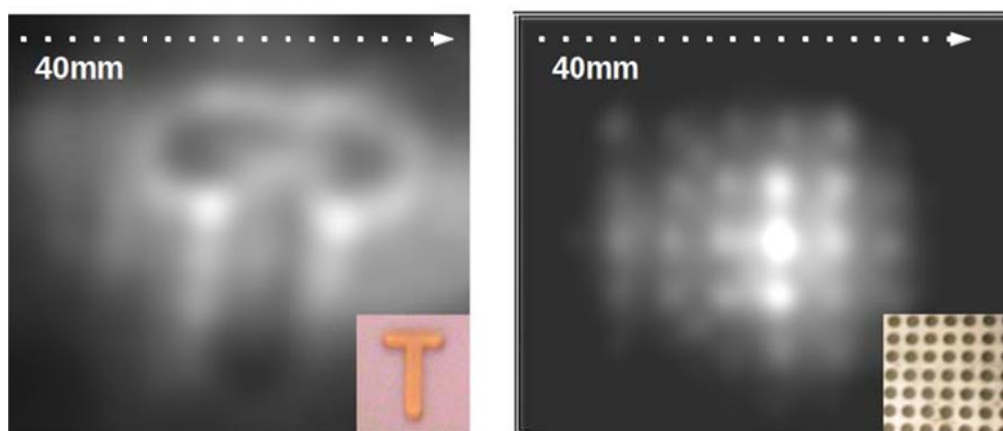


Figure 5. Imagerie THz 2D (0.11 THz, 20 mW) d'une lettre T en TEFLON et d'une grille métallique trouée cachées respectivement dans du CARTON (10 mm) et du TEFLON (5 mm).

La figure 5 représente les images enregistrées avec une moyenne de 100 images avec un temps d'intégration de 0.1 ms. Le rapport SNR des images est supérieur à 50 sur les images présentées. L'image de la grille montre une résolution spatiale proche de la limite de diffraction équivalente à 2λ . La méthode d'imagerie active précédente est applicable en transmission comme en réflexion sur un champ optique de 50 x 50 mm avec des fréquences vidéo de 1 à 10 Hz. Avec en perspective un éclairage multispectral sur une large gamme de longueurs d'ondes, l'utilisation d'un thermo-convertisseur permet de nouvelles méthodes d'imagerie et ainsi l'inspection non-destructive d'objets opaques au visible ou à l'IR moyen. Cela nous conduit vers de nouvelles méthodes d'imagerie innovante combinant la thermographie au rayonnement Téraherz. Comme l'illustre la figure 6, le rayonnement Téraherz permet de détecter des éléments absorbant derrière des couches opaques au visible ou à l'IR. Pour le démontrer, nous avons placé du carbone sur une plaque de silicium de 1 mm d'épaisseur, elle-même collée sur une plaque de teflon. Le rayonnement Téraherz étant plus absorbé par le carbone que par le silicium ou le teflon, il est possible d'imager avec notre « caméra THz » les différents éléments. C'est une méthode très sélective qui permet par exemple d'imager hétérogénéité de la couche de carbone sur le Silicium.

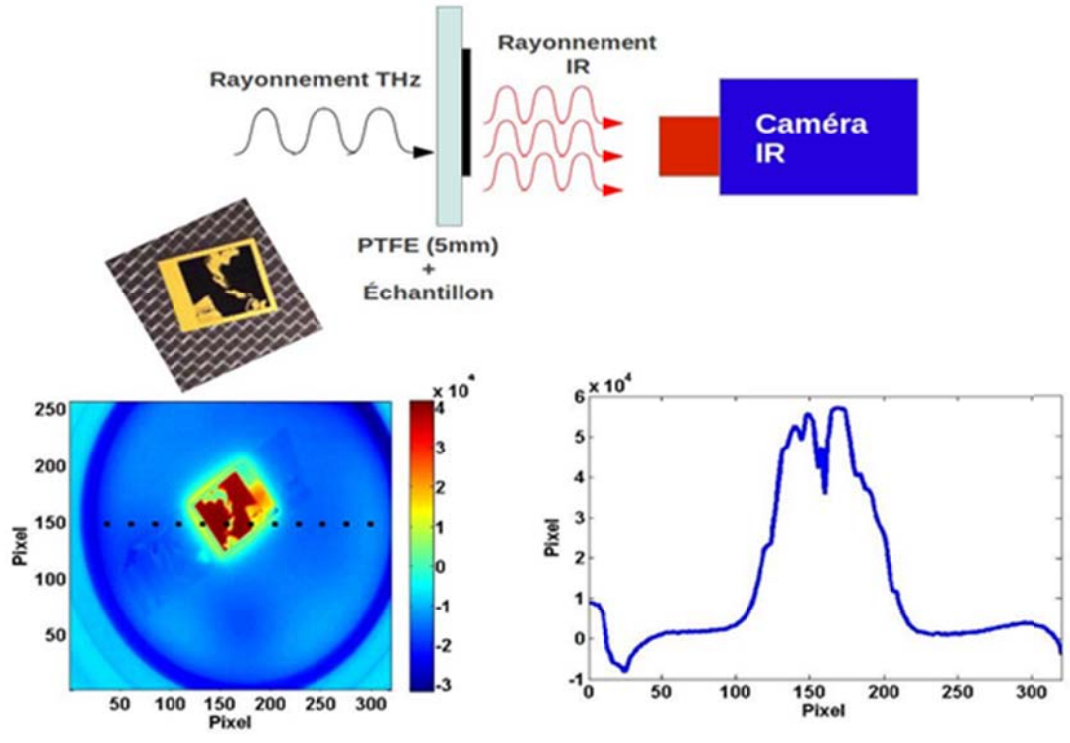


Figure 6. Combinaison du rayonnement THz avec l'imagerie thermique : Détection d'hétérogénéité de carbone sur une couche de Silicium derrière une plaque de Teflon. Le rayonnement THz est absorbé de manière sélective suivant les matériaux et fait apparaître par contraste les différents matériaux.

5. Conclusions-perspectives

Dans cet article nous avons montré la faisabilité de l'imagerie THz à partir du couplage entre une caméra IR et un système de conversion THz-IR. Les premiers résultats obtenus avec ce système sont très prometteurs pour la communauté des thermiciens. En effet, cela montre qu'il devient possible de réaliser de l'imagerie multispectrale (du visible au THz) avec une seule et même caméra IR. Bien entendu, cela est aussi valable avec tous les types de détecteurs thermiques qui sont classiquement utilisés dans nos laboratoires comme les monodétecteurs IR, les pyromètres..... Si cette application est aujourd'hui limitée en sensibilité par la puissance des sources THz existantes (20 mW), on peut imaginer que demain, avec l'augmentation et la banalisation de ce type de sources, des systèmes de plus haute puissance et de plus faible coût seront disponibles ce qui permet d'envisager une imagerie de très haute qualité et sur des surfaces de très grande taille. De même l'utilisation de sources multispectrales devrait nous permettre une analyse de la composition des matériaux, ce qui enrichit encore le domaine d'utilisation des caméras IR. Enfin, il apparaît clairement que les perspectives de ce travail sont très importantes pour un grand nombre de domaines d'applications. Pour citer qu'un exemple, on peut envisager toutes les applications de type contrôle non destructif ou il devient désormais possible de tomographier des objets et donc de ne pas se restreindre à une mesure de surface comme c'est le cas aujourd'hui en thermique. De plus, il est possible de superposer l'information de température avec l'information optique THz (transparence, absorption...) ainsi que l'information spectrale, tout cela avec un même outil de mesure.

Références

- [1] W. L. Chan, J. Deibel and D. M. Mittleman, Rep. Prog. Phys. 70, 1325-1379 (2007)
- [2] J-P. Caumes, B. Chassagne, D. Coquillat, F. Teppe and W. Knap, Electron. Lett., 45, (2009)
- [3] C. Pradere, J-P. Caumes, B. Chassagne, J.C. Batsale, Patent N° FR 0952097, Apr. 2009
- [4] C. Pradere, J.-P. Caumes, D. Balageas, S. Salort, E. Abraham, B. Chassagne, and J.-C. Batsale, Quant. InfraRed Thermogr. 7, 217–235 (2010).
- [5] D. Balageas, P. Levesque, “EMIR: a photothermal tool for electromagnetic phenomena characterization”, Rev. Générale de Thermique, Vol. 37, 1998, pp. 725-739.

Application des séries de Volterra non entière à l'identification de systèmes thermiques en conditions extrêmes.

Asma MAACHOU^{1*}, Rachid MALTI¹, Pierre MELCHIOR¹, Jean-luc BATTAGLIA², Alain OUSTALOUP¹, Bruno HAY³

¹Université Bordeaux 1, Institut Polytechnique de Bordeaux, IMS
UMR 5218 CNRS, 351 cours de la libération, 33405 Talence cedex,

²Université Bordeaux 1, ENSAM, TREFLE
UMR 8508 CNRS, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence Cedex

³LNE, Laboratoire National de métrologie et d'Essais,
29 avenue Roger Hennequin, 78197 Trappes Cedex

*(auteur correspondant : asma.maachou@u-bordeaux1.fr)

Résumé - Les modèles linéaires non entiers ont prouvé leur efficacité dans la modélisation de phénomènes de diffusion thermique pour de faibles variations de température. Cependant, pour de larges variations de température, comme c'est le cas dans une torche à plasma ou en usinage en conditions sévères, les paramètres thermiques (capacité et conductivité thermiques) dépendent de la température. Par conséquent, la diffusion thermique n'est plus régie par un modèle linéaire non entier mais plutôt par un modèle non linéaire non entier. Dans ce papier, une nouvelle classe de modèles non linéaires non entiers, basée sur les séries de Volterra, est proposée pour modéliser les phénomènes diffusifs non linéaires. Les fonctions génératrices de bases orthogonales non entières sont utilisées comme noyaux afin d'étendre les séries de Volterra au cas non entier. Les paramètres non linéaires, tels que les s^n pôles des fonctions génératrices et l'ordre commensurable, sont estimés au même titre que les coefficients linéaires. Ensuite, les séries de Volterra sont utilisées pour modéliser le comportement thermique d'un échantillon de fer ARMCO à de larges variations de température à partir de données simulées par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL d'une part, et à partir de données acquises sur un banc expérimental d'autre part. Il est montré d'une part qu'un modèle non linéaire non entier est plus précis qu'un modèle linéaire non entier et, d'autre part, qu'un modèle identifié est plus performant qu'un modèle par éléments finis car il permet, en une seule expérience, de prendre en compte l'ensemble des incertitudes du système.

Nomenclature

C_p capacité thermique
 T température, K
 \mathcal{L} transformée de Laplace

Symboles grecs

α diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
 λ conductivité thermique, $m^2.s^{-1}$
 ρ masse volumique, $m^2.s^{-1}$

1. Introduction

Le travail présenté dans ce papier entre dans le cadre du projet CONTROLTHERM financé par l'Agence Nationale de la Recherche. Ce projet vise à développer de nouveaux outils de coupe permettant d'estimer correctement le flux thermique généré lors de conditions d'usinage sévères de matériaux à haute valeur ajoutée, l'évolution du flux permettant de prévenir une éventuelle défaillance de l'outil. Cette estimation est basée sur la mesure de la température à proximité de la surface chauffée et sur l'inversion du modèle reliant la densité de flux injectée à la température mesurée. Ce papier concerne uniquement l'établissement d'un modèle non linéaire fiable pour de larges variations de température, la nonlinéarité résultant de la dépendance des propriétés thermiques des systèmes étudiés à la température. En effet, une petite erreur sur le modèle entraînerait un biais important sur le flux estimé. Par conséquent, la qualité de l'inversion d'un modèle est conditionné par la précision du modèle identifié.

La simulation d'un modèle par éléments finis requiert la connaissance des propriétés thermiques en fonction de la température du système étudié. Plusieurs expériences sont alors nécessaires pour caractériser ces propriétés. Malgré cette connaissance, un modèle par

éléments finis reste moins précis qu'un modèle identifié puisqu'il ne prend pas en compte les imprécisions dues à l'assemblage du système.

Pour des expériences aux temps courts, un système thermique peut être considéré comme un milieu semi-infini. Alors le modèle non entier apparaît naturellement comme une solution exact pour exprimer la température en fonction du flux en un point du système [1][2]. La modélisation linéaire d'un transfert de chaleur en milieu semi-infini est présentée en section 2. Ensuite, les limites d'une telle modélisation sont misent en avant pour de larges variation de température, justifiant l'utilisation de modèles non linéaires. La section 3 introduit le contexte mathématique autour du calcul fractionnaire et des séries de Volterra afin de présenter, à la section 4, une nouvelle classe de modèles non linéaires non entiers basée sur les série de Volterra. L'estimation paramétrique est détaillée en section 5 puis appliquée sur des données acquises d'une part, en simulation par éléments finis et, d'autre part, sur un banc expérimental situé au laboratoire TREFLE à Bordeaux.

2. Intérêt des modèles non entier pour les systèmes thermiques: des petites aux larges variations de température.

A partir des équations caractérisant le transfert de chaleur dans un milieu semi-infini soumis à une densité de flux de chaleur $\varphi(t)$ sur sa surface S (figure 1), les auteurs de [2] montrent que la modélisation par un système non entier est pertinente.

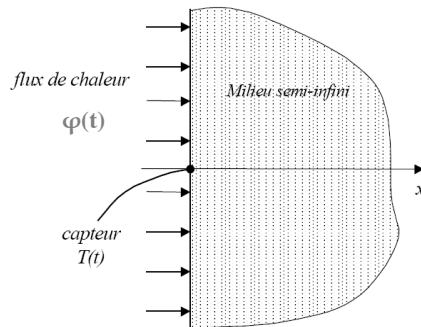


Fig. 1. Flux de chaleur appliqué à la surface d'un milieu semi infini

En effet, le phénomène de diffusion de la chaleur est régi par l'équation :

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}, \text{ pour } 0 < x < \infty, t > 0 . \quad (1)$$

En considérant un état initial nul et isotherme, $T(x, t) = 0$, pour $0 \leq x < \infty, t = 0$, et les conditions aux limites:

$$\begin{cases} -\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = \varphi(t), \text{ pour } x = 0, t > 0 \\ T(x, t) = 0 \text{ pour } x \rightarrow \infty, t > 0 \end{cases} \quad (2)$$

Sachant que $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, l'expression de la température dans le domaine opérationnel devient :

$$\Theta(x, s) = \frac{1}{\sqrt{s} \sqrt{\lambda \rho c_p}} e^{-x\sqrt{s/\alpha}} \Psi(s), \quad (3)$$

avec $\Theta = \mathcal{L}(T)$ et $\Psi = \mathcal{L}(\varphi)$, démontrant que la température Θ est lié au flux Ψ au travers d'une fonction de transfert impliquant une intégration d'ordre 0.5 et d'une exponentielle ayant un ordre de dérivation de 0.5. L'évaluation à l'ordre P de l'approximation de Padé du terme exponentielle conduit à la fonction de transfert suivante:

$$\frac{\Theta(x,s)}{\Psi(s)} = \frac{1}{\sqrt{\lambda \rho c_p}} \frac{\sum_{n=0}^P a_n s^{n/2}}{\sum_{n=0}^P |a_n| s^{(n+1)/2}}, \text{ avec } a_n = \left(-\frac{x}{\sqrt{\alpha}}\right)^n \frac{(2P-n)!}{n!(P-n)!}, \quad (4)$$

où les exposants de s sont multiples de l'ordre commensurable 0.5. Cette fonction de transfert est linéaire tant que les propriétés thermiques restent constantes, *i.e* pour de faibles variations de température autour de l'état initial. Le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) a caractérisé les propriétés thermophysiques de l'échantillon de fer ARMCO utilisé par la suite sur le banc expérimental. Comme le montre la Fig. 2, les propriétés thermiques varient en fonction de la température. De plus, les variations de ces propriétés sont plus prononcées autour de la température de Curie à 1040K. Donc, pour de larges variations de température, l'hypothèse de linéarité n'est donc plus valide et un modèle non linéaire est requis.

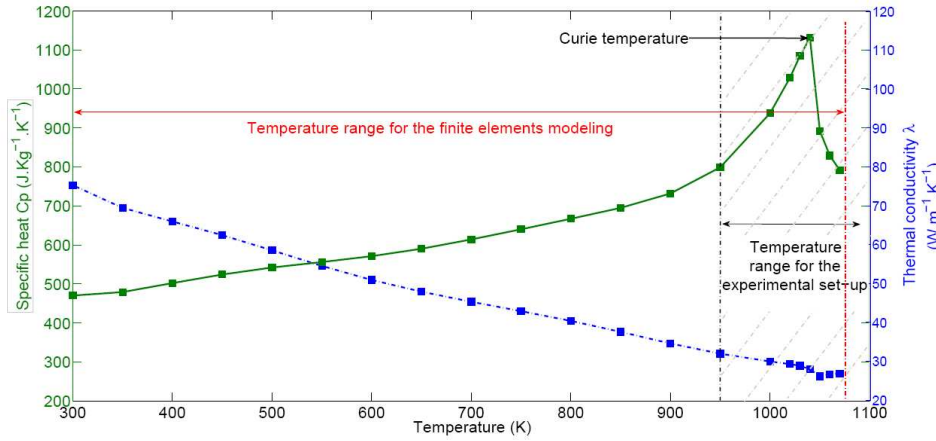


Fig. 2. Propriétés thermiques du fer ARMCO pour différentes températures, chaque carré représentant un point de mesure.

3. Contexte mathématique : modèle non entier et séries de Volterra

3.1 Modèle non entiers

Un modèle mathématique non entier est généralement basé sur une équation différentielle non entière:

$$y(t) + a_1 D^{\alpha_1} y(t) + \dots + a_N D^{\alpha_N} y(t) = b_0 D^{\beta_0} u(t) + b_1 D^{\beta_1} u(t) + \dots + b_M D^{\beta_M} u(t) \quad (5)$$

où $u(t)$ et $y(t)$ désignent respectivement l'entrée et la sortie du système, D désigne l'opérateur de dérivation $D = \frac{d}{dt}$ et les ordres $\alpha_1 < \alpha_2 < \dots < \alpha_N$, $0 \leq \beta_0 < \beta_1 < \dots < \beta_M$ désignent des nombres réels positifs, entiers ou non entiers ordonnés. La dérivée d'ordre non entier D^γ au sens de Grünwald peut être obtenue par la généralisation aux réels de la définition de la dérivation entière [3,4,5]:

$$D^\gamma = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{1}{h^\gamma} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \binom{\gamma}{k} f(t - kh) \quad (6)$$

avec γ ordre de dérivation quelconque (entier ou non, réel ou complexe). Lorsque la fonction f est identiquement nulle pour tout $t \leq 0$, la transformée de Laplace de $D^\gamma f(t)$ est donnée par :

$$\mathcal{L}\{D^\gamma f(t)\} = s^\gamma F(s) \quad (7)$$

A partir de cette équation différentielle, la fonction de transfert $F(s)$ dans le domaine de Laplace est définie telle que :

$$F(s) = \frac{Y(s)}{U(s)} = \frac{\sum_{i=0}^M b_i s^{\beta_i}}{1 + \sum_{j=1}^N a_j s^{\alpha_j}} \quad (8)$$

Quand tous les ordres de dérivation sont multiples d'un même ordre, ν , le système est dit commensurable. Dans ce cas la fonction de transfert devient :

$$F(s) = \frac{Y(s)}{U(s)} = \frac{\sum_{i=0}^M \tilde{b}_i s^{i\nu}}{1 + \sum_{j=1}^N \tilde{a}_j s^{j\nu}} \quad (9)$$

$$\text{avec } n = \frac{\beta_B}{\nu}, m = \frac{\alpha_A}{\nu} \text{ entiers et } \forall i' \in \{0,1, \dots, m\}, \forall j \in \{1, \dots, n\}$$

$$\begin{cases} \tilde{b}_{i'} = b_i \text{ si } \exists i \in \{0,1, \dots, M\} \text{ tel que } i' \gamma = \beta_i, \tilde{b}_{i'} = 0 \text{ sinon} \\ \tilde{a}_{j'} = a_j \text{ si } \exists j \in \{1, \dots, N\} \text{ tel que } j' \gamma = \alpha_j, \tilde{a}_{j'} = 0 \text{ sinon} \end{cases}$$

En identification, la contrainte de commensurabilité est souvent imposée pour limiter le nombre de paramètres à estimer. Dans ce cas, seul un ordre de dérivation est estimé au lieu de $m_A + m_B + 1$ ordres. Cette commensurabilité est parfois naturelle, notamment en diffusion thermique dans un milieu semi-infini où l'ordre commensurable vaut 1/2.

3.2 Série de Volterra

Les séries de Volterra sont pertinentes pour modéliser les systèmes à temps continu invariant dans le temps à mémoire évanouissante [6]. Elles s'expriment aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel. Soit un système linéaire caractérisé par sa réponse impulsionnelle $h_1(t)$ et une entrée $u(t)$, alors la sortie $y(t)$ s'exprime par le produit de convolution :

$$y_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_1(\tau_1) u(t - \tau_1) d\tau_1 \quad (10)$$

Pour un système non linéaire, un modèle basé sur les séries de Volterra s'écrit comme la somme infinie :

$$y(t) = \sum_{k=1}^{\infty} y_k(t) = y_1(t) + y_2(t) + y_3(t) + \dots \quad (11)$$

où y_k est la généralisation du produit (44) à l'ordre k :

$$y_k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} h_k(\tau_1, \dots, \tau_n) \prod_{i=1}^k u(t - \tau_i) d\tau_i. \quad (12)$$

où h_k , appelé noyaux de Volterra d'ordre k , a pour transformée de Laplace $H_k(s_1, \dots, s_k)$ [7]. De plus, la transformée de Laplace de l'intégrale de convolution (46) s'exprime par :

$$Y_k(s_1, \dots, s_k) = H_k(s_1, \dots, s_k) U_1(s_1) \dots U_k(s_k). \quad (13)$$

Par conséquent, la transformée de Laplace du signal de sortie $y(t)$ (44) peut s'écrire :

$$Y(s_1, \dots, s_k, \dots) = \sum_{k=1}^{\infty} Y_k(s_1, \dots, s_k) = Y_1(s_1) + Y_2(s_1, s_2) + Y_3(s_1, s_2, s_3) + \dots \quad (14)$$

Il apparaît que la sortie du premier noyau $Y_1(s_1)$ correspond à la partie linéaire du système. Les autres noyaux contiennent la description du comportement non linéaire du système. Pour plus de simplicité, les noyaux sont supposés symétriques.

3. Séries de Volterra non entières

Dans la mesure où le comportement d'un système modélisé par des séries de Volterra dépend des noyaux de Volterra h_k dans l'équation (12), l'identification consiste d'abord à choisir ces noyaux h_k , puis à estimer les paramètres C et θ . Le choix s'est porté sur des noyaux de Volterra s'écrivant sous la forme de fonctions génératrices de bases orthogonales non entières. Dans [8] les fonctions formant des bases orthonormales sont étendues aux dérivées non entières en utilisant la procédure d'orthogonalisation de Gram-Shmidt sur un ensemble de fonctions génératrices non entière F_n . Par conséquent leurs transformées de Laplace inverses $f_n(t)$ forment une base dans $L_2 [0, \infty)$ [8,9]. En conséquence, le noyau d'ordre 1 des séries de Volterra $h(t)$ peut toujours être approché en utilisant ces fonctions génératrices non entières de bases orthogonales :

$$h_1(t) \approx \sum_{n=1}^M b_n f_n(t) \quad (15)$$

où b_n est le coefficient associé à f_n , et M l'ordre de troncature. Lorsque les s^v -pôles du système sont réels et/ou complexes conjugués, les fonctions génératrices de la base orthogonale non

entière généralisée peuvent être utilisée [10]. Par exemple, un système linéaire caractérisé par 3 s^v -pôles de la base orthogonale généralisée à $-\chi_1 = -\bar{\chi}_2$ complexe conjugué et $-\chi_3$ réel, peut s'écrire:

$$h_1(t) \approx \sum_{n=1}^3 b_n f_n(t) \tag{16}$$

avec les fonctions génératrices:

$$\begin{cases} F_1(s) = \frac{s^v + \mathcal{R}e(\chi_1)}{(s^v + \chi_1)(s^v + \chi_2)} \\ F_2(s) = \frac{\mathcal{I}m(\chi_2)}{(s^v + \chi_1)(s^v + \chi_2)} \\ F_3 = \frac{1}{(s^v + \chi_3)} F_2 \end{cases} \tag{17}$$

Parallèlement au développement de Bibes [11] pour des noyaux de Volterra exprimés à partir d'une base orthonormale entière, l'équation (12) peut être approchée par :

$$y_k(t) = \sum_{m_1=1}^M \dots \sum_{m_k=1}^{m_{k-1}} c_{m_1, \dots, m_k} \times x_{m_1}(t) \dots x_{m_k}(t), \tag{18}$$

avec $x_{mi}(t) = \int_0^t f_{mi}(\tau_i)u(t - \tau_i)d\tau_i$, M le nombre de fonctions génératrices non entière fmi utilisées pour approcher les noyaux. La sortie du noyau d'ordre k est présenté sur la Fig.1. Par conséquent Y (s), la transformée de Laplace de la sortie y(t), développée sur une base de trois fonctions génératrices et de deux noyaux de Volterra, s'écrit :

$$\begin{aligned} Y(s_1, s_2) &= Y_1(s) + Y_2(s_1, s_2) \text{ avec} \\ \begin{cases} Y_1(s_1) = c_{1,1}F_1(s_1)U(s_1) + c_{2,2}F_2(s_1)U(s_1) + c_{3,3}F_3(s_1)U(s_1) \\ Y_2(s_1, s_2) = c_{1,1,2}F_1(s_1)U(s_1)F_1(s_2)U(s_2) + c_{1,2,2}F_1(s_1)U(s_1)F_2(s_2)U(s_2) + \\ c_{1,3,3}F_1(s_1)U(s_1)F_3(s_2)U(s_2) + c_{2,2,2}F_2(s_1)U(s_1)F_2(s_2)U(s_2) + \\ c_{2,3,3}F_2(s_1)U(s_1)F_3(s_2)U(s_2) + c_{3,3,3}F_3(s_1)U(s_1)F_3(s_2)U(s_2) \end{cases} \end{aligned} \tag{19}$$

5. Estimation paramétrique

Selon les connaissances a priori, une programmation linéaire ou non linéaire peut être mise en place pour estimer les paramètres inconnus. Lorsque l'ordre commensurable et les pôles sont choisis en fonction des connaissances a priori, seuls les coefficients $c_{m_1 \dots m_k}$ sont estimés par des méthodes linéaires comme la méthode à *erreur de sortie* [12]. La méthode de programmation non linéaire (PNL) est utilisée lorsque l'ordre commensurable et les s^n -pôles sont à estimer en plus des coefficients.

Ainsi, la méthode PNL est combinée à la programmation linéaire comme le montre la Fig. 3. Les paramètres optimaux sont calculés en minimisant un critère basé sur l'erreur de sortie:

$$J_{id} = \frac{\sum_{k=0}^{K-1} (y^*_{id}(kh) - \hat{y}_{id}(kh))^2}{y^*_{id}(kh)^2} \times 100 \tag{20}$$

où y^*_{id} est la sortie bruitée du système et \hat{y}_{id} la sortie estimée. Pour des raisons de comparaison, le même critère est calculée à partir des données de validation (y^*_{val} et \hat{y}_{val}).

La première étape consiste à initialiser $\theta = [\chi_1, \chi_2, \chi_3, v]$. Les trois s^v -pôles sont initialisés suite à une identification par modèle linéaire non entier, à l'aide de la méthode "erreur de sortie" (oe), [12], afin de capturer la dynamique du système, alors que l'ordre commensurable v est fixé à 0.5. Lors de la deuxième étape, le vecteur des coefficients linéaires $C = [c_1, \dots, c_2, c_{11}, \dots c_{33}]$ est estimé par la méthode des moindres carrés. Dans la troisième étape, le vecteur θ est optimisé par programmation non linéaire. L'algorithme de Levenberg-Marquard implémenté dans la fonction *lsqnonlin* de la toolbox *optimisation* de MATLAB est utilisé. La deuxième et la troisième étapes sont réitérées jusqu'à convergence ou jusqu'à ce que le nombre maximum d'itération soit atteint comme indiqué par la fig. 4 .

6. Résultats

Soit un échantillon cylindrique (Fig.5) (rayon R=10mm, épaisseur e=19.37 mm). Une face du cylindre est soumis a un flux variant dans le temps, uniformément distribué sur un disque de rayon r=1.25 mm. Afin d'amplifier la sensibilité au flux, le thermocouple de type K (diamètre

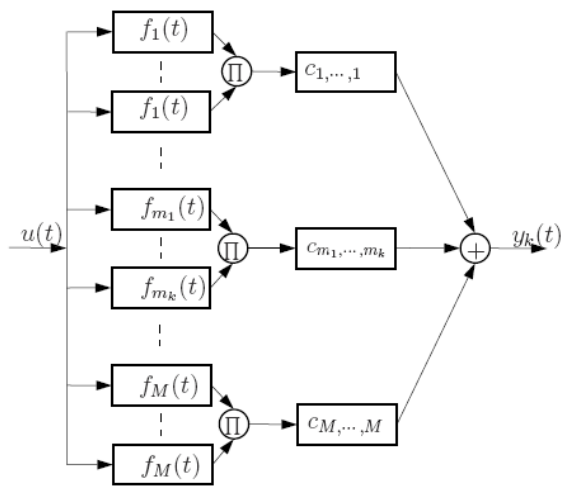


Fig. 3. Sortie du noyau d'ordre k développé sur M fonctions génératrices

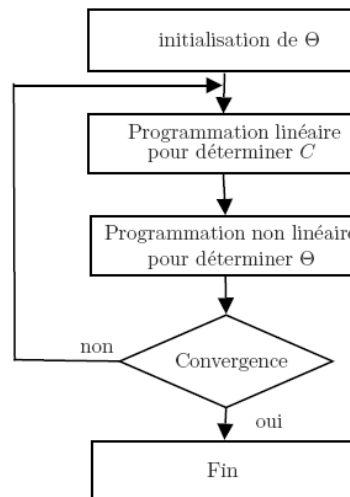


Fig. 4. Estimation paramétrique par PNL

0.5mm) est placé aussi près que possible de la surface S excitée (d=2mm). Le capteur reste pour sa part dans un domaine de fonctionnement linéaire, ce qui conduit à dire que les nonlinéarités sont dues aux variations des propriétés thermiques.

Le transfert de chaleur à l'intérieur de l'échantillon est modélisé par éléments finis avec des éléments quadratiques de Lagrange (par défaut) dans une configuration 3D. La période d'échantillonnage de $h = 0.01$ seconde est atteignable par le système d'acquisition du banc d'essai et permet de fixer la fréquence haute du signal d'entrée.

Deux jeux de données sont générés : un jeu dédié à l'identification et l'autre à la validation, avec en entrée une densité de flux (W/m^2) d'amplitude allant de 0 à 1.10^8 et en sortie la variation de température (K) sur 25 s.

Le système est également identifié par un modèle linéaire ce qui permet d'initialiser θ pour le modèle non linéaire. Le Tableau 1 confirme qu'un nombre de fonctions génératrices $M = 3$ est un bon choix car pour $M = 3$ le critère de validation ne s'améliore pas de manière significative. Les trois s^0 -pôles estimés et l'ordre commensurable $\nu = 0.5$ permettent de fixer le vecteur de paramètres θ initial pour le système non linéaire. Le vecteur θ converge après optimisation à $\theta=[0.38+2.47i, 0.38-2.47i, 0.76, 0.60]$.

Les sorties du système et du modèle de Volterra calculées à partir des données de validation sont tracées sur la Fig.6. De plus, la sortie de chaque noyau est représentée de manière à mettre en évidence la contribution de la partie linéaire et celle de la partie non linéaire. La sortie du modèle linéaire est également tracée dans un but de comparaison. La sortie du modèle de Volterra se rapproche davantage de la sortie du système comparée à celle du modèle linéaire. Les critères J_{id} et J_{val} donnés dans le Tableau 2 diminuent de 0.55 à 0.07 et de 0.25 à 0.15 respectivement.

| | | | | |
|-----------|------|------|------|------|
| M | 1 | 2 | 3 | 4 |
| J_{id} | 1.51 | 1.48 | 0.55 | 0.12 |
| J_{val} | 1.14 | 1.1 | 0.25 | 0.29 |

Tableau 1 : Critères J_{id} et J_{val} en fonction du nombre de fonctions génératrices utilisées pour l'estimation du modèle linéaire

| | | |
|-----------|----------|-------------------|
| Modèle | Linéaire | Volterra 2° ordre |
| J_{id} | 0.55 | 0.07 |
| J_{val} | 0.25 | 0.15 |

Tableau 2 : Comparaison des critères J_{id} et J_{val} des modèles linéaire et non linéaire

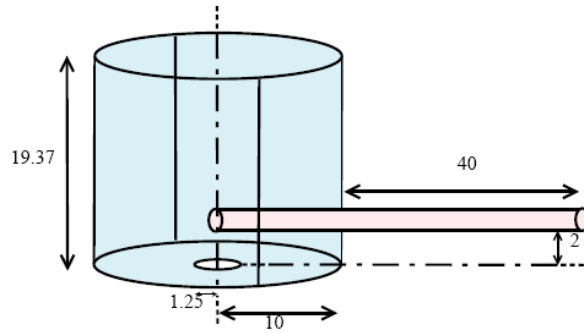


Fig. 5. Propriétés thermiques du fer ARMCO pour différentes températures, chaque carré représentant un point de mesure.

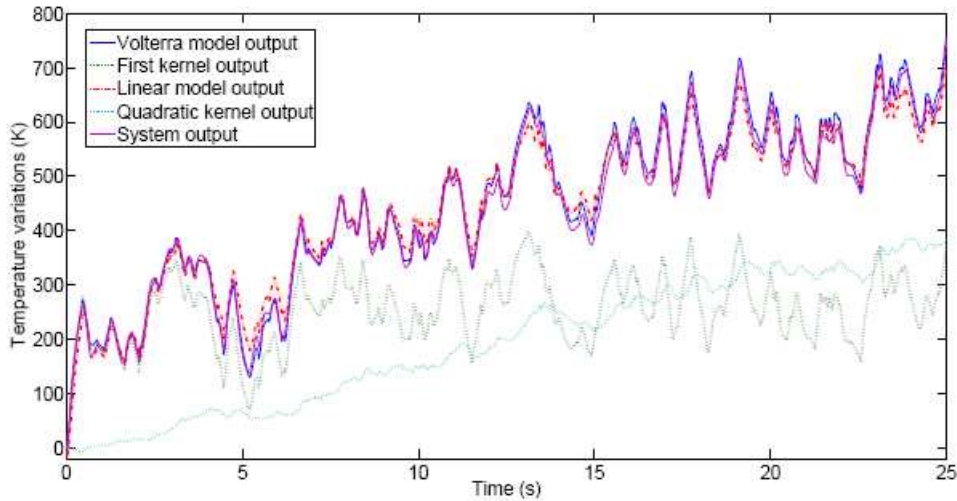


Fig. 6. Comparaison des sorties du modèle linéaire et non linéaire à la sortie du système

Dans un second temps, les données d’entrées et de sorties sont générées à partir d’un dispositif expérimental basé au laboratoire TREFLE à Bordeaux. L’expérience consiste à injecter un flux généré par un laser fibré, de longueur d’onde $1 \mu\text{m}$ et piloté en interne par un générateur de fonction pouvant être modulé par une fréquence maximale de 10 kHz, à la surface d’un échantillon de fer ARMCO similaire au modèle par éléments finis. L’objectif est de fournir suffisamment d’énergie afin de provoquer de larges variations de température. Cependant, A cause de contraintes physiques (limitation de l’espace du banc d’essai, limitation de la puissance du laser), les variations de température sont limités à 150K. Étant donné que les caractéristiques thermiques varient de manière importante autour du point de Curie (1040K), l’échantillon est chauffé jusqu’à 940K.

Comme précédemment, un modèle linéaire est d’abord identifié, confirmant le choix de trois fonctions génératrices dont les s^0 -poles sont utilisé pour initialisé lambda. Les paramètres linéaires et non linéaire du modèle de Volterra d’ordre 2 sont ensuite optimisés. La sortie du modèle de Volterra se rapproche davantage de la sortie du système comparée à celle du modèle linéaire puisque les critères d’identification et de validation diminuent de 0.30 à 0.08 et de 0.68 à 0.31 respectivement.

Les sorties du modèle de Volterra et du modèle par éléments finis sont comparés à la sortie du système expérimental. La sortie du modèle de Volterra est plus proche de celle du système que la sortie du modèle par éléments finis car la modélisation par éléments finis ne prend pas en compte:

- (i) l’incertitude sur la position du thermocouple du à l’imprécision de l’assemblage à l’intérieur de l’échantillon,
- (ii) l’incertitude de la géométrie de la surface de contact entre le capteur et l’échantillon,
- (iii) l’air et la colle rendant l’interface entre le capteur et l’échantillon non idéal,
- (iv) la dynamique non linéaire du capteur,

alors qu'une seule expérience permet au modèle identifié d'inclure ces incertitudes.

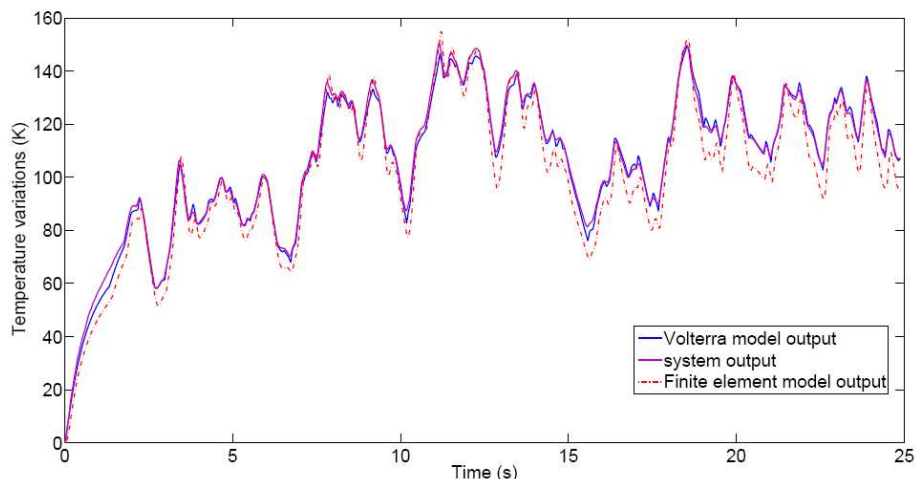


Fig. 7. Comparaison des sorties du modèle non linéaire, du modèle par éléments finis et du système

6. Conclusion

La diffusion thermique dans un échantillon de fer ARMCO est identifié, dans ce papier, pour de larges variations de température en utilisant un modèle basé sur les séries de Volterra non entières dont les noyaux sont construits à partir de fonctions génératrices de bases orthonormales non entières. Les paramètres linéaires et non linéaires du modèle sont estimés par programmation non linéaire pour un modèle de Volterra tronqué au noyau quadratique, d'abord à partir de données de simulation, puis de données acquises sur un banc expérimental. Ce modèle permet de mieux identifier le comportement du système comparé à un modèle linéaire non entier. De plus, ce modèle non linéaire est obtenu à partir d'une seule expérience et permet d'obtenir une modélisation plus précise qu'un modèle par éléments finis nécessitant plusieurs expériences afin de caractériser les propriétés thermiques.

7. Référence

- [1] Oldham, K.B. and J. Spanier (1972). A general solution of the diffusive equation for semiinfinite geometries. *Journal of Mathematical Analysis and Applications* 39, 655–669.
- [2] Battaglia, J.-L. (2008). *Heat transfer in materials forming processes*. Wiley Chippenham.
- [3] Grünwald, A.K. (1867). Ueber begrenzte derivationen und deren anwendung. *Zeitschrift für Mathematik und Physik* 12, 441–480.
- [4] Miller, K.S. and B. Ross (1993). *An introduction to the fractional calculus and fractional differential equations*. A Wiley-Interscience Publication.
- [5] Podlubny, I. (1999). *Fractional Differential Equations*. Academic Press. San Diego.
- [6] Boyd, S. and L.O. Chua (1985). Fading memory and the problem of approximating nonlinear operator with volterra series. *IEEE Transactions on circuits and systems* 32(11), 1150–1161.
- [7] Crum, L.A. and J.A. Heinen (1974). Simultaneous reduction and expansion of multidimensional laplace transform kernels. *SIAM Journal on applied mathematics* 26(4), 753–771.
- [8] Aoun, M., R. Malti, F. Levron and A. Oustaloup (2007). Synthesis of fractional Laguerre basis for system approximation. *Automatica* 43(9), 1640–1648.
- [9] Akçay, H. (2008). Synthesis of complete orthonormal basis functions with prescribed poles. *IEEE Transactions on signal processing* 56(10), 4716 – 4728.
- [10] Malti, R., M. Aoun, F. Levron and A. Oustaloup (2005). *Fractional Differentiation and its Applications*. Vol. 1 – Mathematical tools, geometrical and physical aspects. Chap. Unified construction of fractional generalized orthogonal bases, pp. 87–102. U-Books. Germany.
- [11] Bibes, G. (2004). *Modélisation de procédés de traitements des eaux et reconstruction de grandeurs physico-chimiques*. PhD thesis. Université de Poitiers.
- [12] Malti R., Victor S., Nicolas O., Oustaloup A. system identification using fractional models : state of art. ASME, Las Vegas, Nevada, USA, 4-7 September 2007.

Estimation de la diffusivité thermique de composites C_f/SiC sous chargement mécanique

Christophe LORRETTE^{1,2} (*), Jalal EL YAGOUBI², Aurélie COUPE¹, Olivier CATY², Cédric SAUDER¹, Jean-Christophe BATSALE³

¹ Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives
DEN – DANS/DMN/SRMA/LTMEx

Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex

² Laboratoire des Composites Thermostructuraux

UMR 5801 CNRS/SAFRAN/CEA/UB1

Domaine universitaire, 3 allée de la Boétie, 33600 Pessac

³ TREFLE, Arts et Métiers Paris Tech, CNRS

Eplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence Cedex

(*) auteur correspondant : christophe.lorrette@cea.fr

Résumé – L'accès aux propriétés thermiques des matériaux composites thermostructuraux destinés aux applications nucléaires est un enjeu important pour prévoir leur comportement en condition d'utilisation. Dans un objectif prévisionnel mais également de compréhension des transferts de chaleur, ce travail s'intéresse à l'évaluation des diffusivités thermiques transverses de composites C_f/SiC soumis à un chargement mécanique de type traction. La démarche mise en place s'appuie sur l'utilisation de la méthode flash associée à une analyse du signal par thermographie IR permettant de générer des cartographies de propriétés.

Nomenclature

a diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
 c_p capacité thermique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
 e épaisseur des éprouvettes, m
 Q énergie d'excitation, W
 t temps, s

T température, K
Symboles grecs
 β paramètre à estimer, *vecteur*
 ρ masse volumique, $Kg \cdot m^{-3}$
Indices et exposants
 x, y, z coordonnées spatiales

1. Introduction

Le développement d'applications de hautes technologies dans les domaines tels que l'aéronautique, le spatial ou le nucléaire conduit à des spécifications toujours plus exigeantes pour les matériaux. Le cas des composites thermostructuraux, dont la vocation est d'assurer des fonctions mécaniques à haute température (> à 1000°C) illustre parfaitement ce constat. Conçus à l'origine pour la fabrication de cols de tuyères équipant les moteurs de fusée, ces matériaux réalisés à partir de fibres et de matrice en carbone ou céramique se sont imposés comme les matériaux souverains pour la protection thermique de corps de rentrée atmosphérique. L'optimisation de leurs propriétés tribologiques a su récemment en faire d'excellents candidats pour les disques de freins d'aéronefs. Actuellement, ces matériaux sont pressentis pour remplacer les alliages métalliques dans les futurs cœurs de réacteurs nucléaires (génération IV) qui devront fonctionner dans la durée sous des conditions sévères d'utilisation (haute température et flux neutronique).

Pour toutes ces applications, les propriétés thermiques jouent un rôle qui, s'il est souvent considéré comme secondaire vis-à-vis des propriétés mécaniques et chimiques, peut s'avérer extrêmement important. Dans le cas des réacteurs nucléaires, il est proposé de confiner le

combustible fissile dans un complexe céramique qui sera le siège du transfert de flux véhiculant l'énergie de la centrale. A ce titre, ces matériaux de gainage doivent être de bons conducteurs de la chaleur et conserver cette propriété dans la durée. Bien que les composites les plus récents satisfassent cette exigence, les sollicitations thermomécaniques imputables à la manutention des objets et aux conditions de service engendrent en leur sein de l'endommagement. Celui-ci se manifeste par une transformation microstructurale, en particulier par le développement de fissuration de la matrice et par des décohésions à l'interface matrice / renfort fibreux qui affaiblissent les propriétés de conduction thermique [1-3]. Dans une démarche prévisionnelle du comportement de ces matériaux, l'objectif de ce travail est d'évaluer la dégradation des propriétés thermiques au cours d'une sollicitation mécanique par la mise en œuvre d'une méthode d'estimation locale.

2. Méthodologie et moyens expérimentaux

2.1 Matériau étudié

Le composite étudié est un composite C_f/SiC élaboré par le CEA (DEN/DMN). Le renfort fibreux est constitué de fibres de carbone de type Toray T300, tissées selon une texture interlock 2,5D. La matrice de carbure de silicium est obtenue par voie gazeuse (procédé CVI), une interphase de pyrocarbone est présente en faible épaisseur entre le renfort et la matrice. En accord avec les observations micrographiques du composite, le taux de porosité total est estimé inférieur à 15%.

Pour cette étude, deux éprouvettes de géométrie rectangulaire sont prélevées à partir d'une plaque dans le sens chaîne (0°) selon les dimensions 20 x 118 mm (cf. figure 1). La première est réservée à l'obtention du comportement mécanique (Ep-A), la seconde est dédiée aux mesures de propriétés thermiques sous chargement (Ep-B). Les épaisseurs et les sections des deux éprouvettes ont été déterminées précisément par analyse d'images à partir de clichés micrographiques réalisés post-essai.

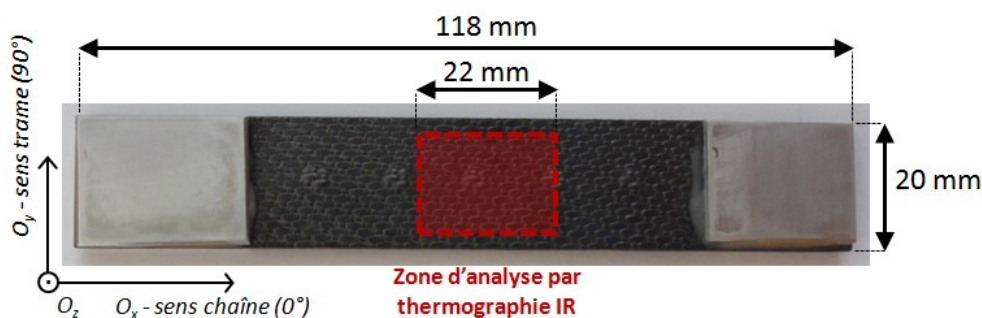


Figure 1 : Eprouvette C_f/SiC préparée pour être sollicitée en traction, localisation de la zone d'intérêt pour l'estimation de la diffusivité thermique transverse

2.2 Principe de la mesure et instrumentation

La démarche consiste en un suivi des propriétés thermiques du matériau soumis à un chargement mécanique endommageant de type traction cyclée. Pour cela, on s'intéresse aux diffusivités thermiques transverses qu'il s'agit ici d'évaluer en cours d'essai par thermographie infrarouge en réponse à une excitation photonique transitoire. Le lien entre dommages et affaïssement des propriétés thermiques est alors établi à partir d'observations structurales du matériau obtenues par tomographie X ou par microscopie optique in-situ.

Dans un premier temps, le comportement mécanique du composite est d'abord obtenu à partir d'une des deux éprouvettes, équipée de deux extensomètres placés en vis-à-vis sur la tranche au centre de cette dernière. La longueur de jauge est de 25 mm avec une précision de 4 % en pleine échelle. Puis, la seconde éprouvette est ensuite instrumentée sur la machine d'essai mécanique selon le dispositif expérimental illustré sur la figure 2.

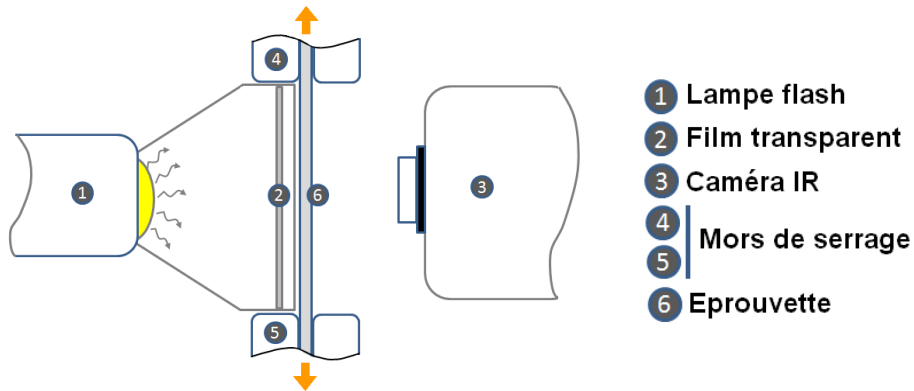


Figure 2 : Dispositif expérimental dédié à la mesure de diffusivité thermique d'une éprouvette sollicitée mécaniquement en traction

La perturbation est appliquée par une lampe flash générant une impulsion de puissance nominale de 800 W. L'acquisition de la température est réalisée en face arrière par une caméra IR Flir Titanium 520M à capteur matriciel InSb 320 x 255 pixels. Un film transparent, utilisé comme barrière au flux convectif, est disposé entre le flash et l'éprouvette. Les mesures de diffusivité ont été réalisées pour chaque palier de chargement et déchargement. Un temps de retour à l'équilibre thermique d'au moins 15 minutes a été respecté entre chaque mesure. La fréquence d'acquisition de la caméra est fixée à 200 Hz.

Enfin, notons que les essais ont été conduits sur une machine à asservissement électromagnétique instrumenté d'une cellule de force de 50 kN et piloté en déplacement traverse. La vitesse de sollicitation a été fixée à 0,05 mm/min.

3. Modèle de transfert thermique et estimation

En supposant le cas expérimental idéal où la durée de l'impulsion est infiniment petite, le flux d'excitation géométriquement uniforme et unidirectionnel dans l'épaisseur, les pertes thermiques négligeables, la réponse en température en face arrière de l'échantillon peut être décrite par l'équation suivante [4] :

$$T^{1D}(z = e, t) = \frac{Q}{\rho c_p e} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 a_z t}{e^2}\right) \right] = T_{lim} \cdot f(a_z, t) \quad (1)$$

De manière globale, la diffusivité thermique peut alors être estimée par la méthode standard de Parker [4] à partir de l'égalité ci-dessous faisant intervenir le temps de demi-montée $t_{1/2}$.

$$\frac{a_z t_{1/2}}{e^2} = 0,139 \quad (2)$$

Souhaitant dans notre étude quantifier les variations locales de diffusivité thermique, il devient possible à ce stade de traiter la réponse thermique enregistrée en chaque pixel de cette

façon. Néanmoins et malgré l'existence de calculateur puissant, la mise en œuvre d'une telle approche nécessite des temps de traitement longs pour un résultat souvent influencé par le bruit de mesure.

Aussi, la préférence est donnée à la méthode développée par Mourand et al. [5] qui décrit le signal selon un développement asymptotique d'ordre 1 autour d'une valeur moyenne a_{z0} :

$$T(t) = T^{1D}(z = e, t, a_{z0}) + \Delta a_z \left. \frac{\partial T^{1D}}{\partial a_z} \right)_{a_{z0}} \quad (3)$$

où $\Delta a_z = a_z - a_{z0}$

En définissant la fonction $f(t)$, l'équation (3) peut s'écrire sous la forme d'un système linéaire où X devient la matrice de sensibilité, Y étant l'observable.

$$f(t) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 a_{z0} t}{e^2}\right) \quad (4)$$

$$Y = X \cdot \beta \quad \text{soit} \quad T(t) = \left[f(t) \left. \frac{\partial T^{1D}}{\partial a_z} \right)_{a_{z0}} \right] \begin{bmatrix} \frac{Q}{\rho c_p e} \\ \frac{Q}{\rho c_p e} \Delta a_z \end{bmatrix} \quad (5)$$

Le vecteur β contenant les variations de diffusivité recherchées peut alors être aisément obtenu en inversant le système par l'estimateur des moindres carrés selon l'équation (6).

$$\beta = (X^T X)^{-1} X^T Y \quad (6)$$

Notons que dans le cas de matériaux minces faiblement hétérogène, il a été démontré dans [3] que l'approximation du transfert conductif unidirectionnel dans le sens de l'épaisseur est pertinente. La diffusivité transverse est estimée avec une erreur de l'ordre de 3 à 5%.

4. Résultats et discussions

4.1 Propriété thermique du matériau à l'état initial

En premier lieu, il convient de présenter la valeur de diffusivité thermique transverse moyenne du composite, mesurée à l'état initial par la méthode globale de Parker : celle-ci est estimée à $a_{z,G} = 3,02 \cdot 10^{-6} \pm 0,25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (hors incertitude liée à l'épaisseur de la plaque déterminée à $1,23 \pm 0,15 \text{ mm}$).

Si l'on considère à présent le champ de diffusivité local, la distribution statistique est déterminée bimodale consistant en un mélange de deux populations gaussiennes centrées sur les valeurs $a_{z,L1} = 3,31 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $a_{z,L2} = 2,92 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (cf. fig.3b). En bon accord avec ces observations, la répartition spatiale illustrée figure 3a met en évidence deux hétérogénéités de taille centimétrique noyées dans une matrice de propriétés uniformes : les zones bleues correspondent à des zones où la diffusivité locale est plus faibles que dans les zones rouges.

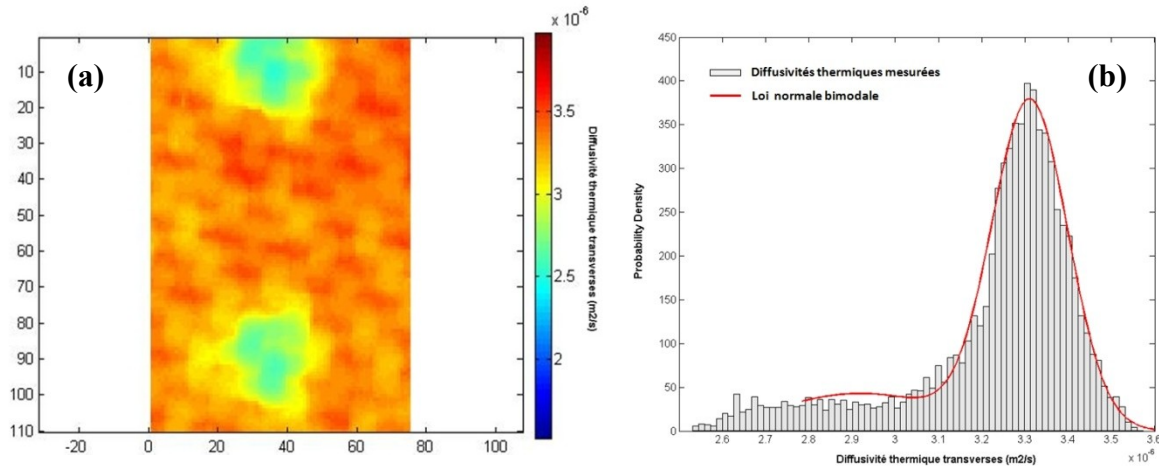


Figure 3 : Analyse du champ de diffusivité thermique transverse, (a) distribution spatiale, (b) distribution statistique

Cette disparité peut être attribuée à des zones présentant une microstructure différente mais plus raisonnablement à des zones de plus forte épaisseur localement liées au procédé d'élaboration. Ce résultat suggère la pertinence de la méthode pour identifier une diffusivité thermique représentative des propriétés intrinsèques du composite et non moyennées.

Les valeurs estimées sont en bon accord avec les mesures reportées dans la littérature sur un composite de nature similaire [6].

4.2 Effet de l'endommagement sur les propriétés thermiques

L'endommagement étant supposé diffus dans le volume étant donné l'échelle d'observation (1 pixel représentant 150 μm), les approximations de premier ordre sont toujours justifiées pour l'étude du cas présent. Il est donc possible d'observer de façon qualitative l'évolution relative locale des diffusivités transverses lorsque le composite est sollicité mécaniquement par la méthode décrite.

Les diffusivités thermiques transverses moyennes mesurées, associées aux cartographies locales obtenues sont ici reportées sur la figure 4 pour chaque état de contrainte mécanique subi par l'éprouvette au cours de l'essai de traction cyclé.

Sur cette figure, l'endommagement mécanique indique une chute de la diffusivité thermique croissante jusqu'à perdre 35% de sa valeur pour un état de contrainte proche de la rupture ultime. En s'appuyant sur les cartographies de propriétés, il semble que l'évolution de la diffusivité soit représentative du comportement du matériau : l'apparition progressive de zones bleues caractéristiques de zones où la diffusivité a diminuée par rapport à l'état initial est attribuée à la présence de fissuration (les fissures jouant le rôle de frein à la conduction thermique). Ainsi, l'analyse suivante est proposée :

- (i) la diffusivité thermique n'évolue pas ou peu pour des déformations inférieures à 0.05 % correspondant à une valeur légèrement au dessus de la limite élastique linéaire du composite ($\epsilon_{el} \approx 0,010\%$).
- (ii) une chute progressive de la diffusivité est ensuite observée jusqu'à des niveaux de déformations importants (supérieurs à 0,5%). Nous rapprochons cette décroissance à la phase de fissuration matricielle du composite qui intervient d'ordinaire sur cette plage de déformation et qui est repérable sur la courbe de comportement mécanique.

(iii) sur cette même plage de déformation, les diffusivités thermiques résiduelles correspondantes à un état de déchargement complet (retour à une contrainte nulle) sont estimées légèrement supérieures aux valeurs obtenues sous chargement, sans remonter toutefois à leur niveau initial. Ce résultat est cohérent avec le fait que les fissures créées dans le plan perpendiculaire à la sollicitation lors de l'essai ne se

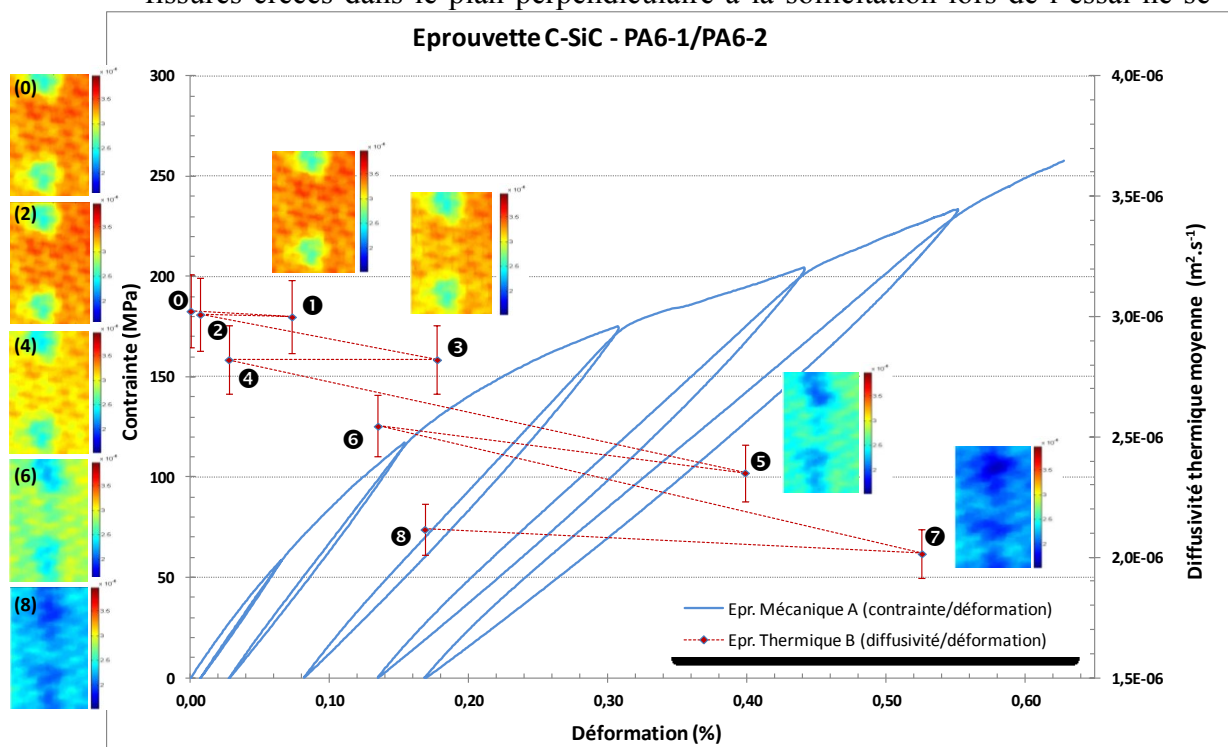


Figure 4 – Diffusivités thermiques transverses moyennes et distribution locale pour chaque état de contrainte mécanique lors de l'essai de traction cyclée.

Une coupe micrographique de la section du composite étudié, réalisée post-essai est présentée à la figure 5 et révèle la présence de fissuration matricielle et intra-fil transverse à la direction de sollicitation.

Enfin, on remarquera sur les cartographies que la dispersion des diffusivités au sein de la zone étudiée se réduit avec la propagation de l'endommagement signifiant que le matériau tend à s'homogénéiser.

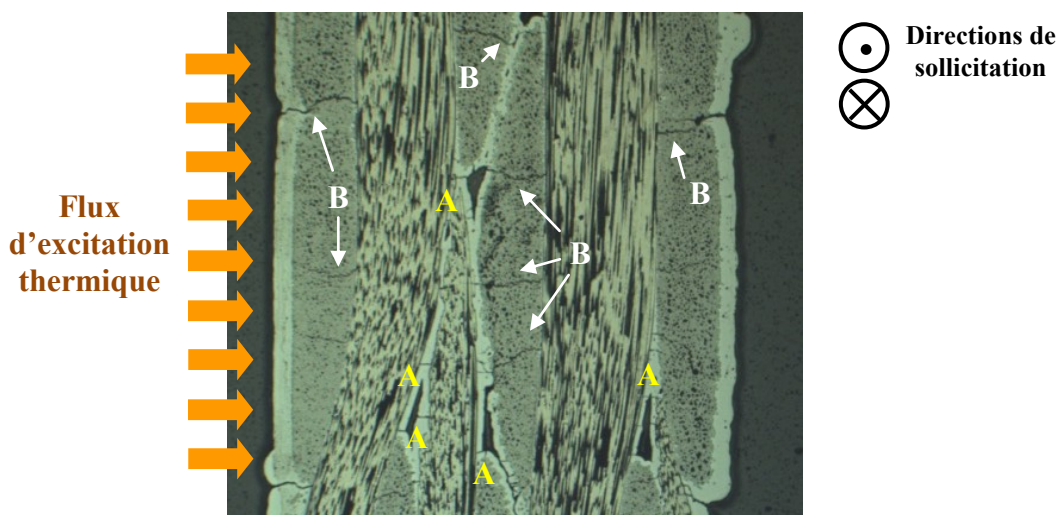


Figure 5 – Cliché micrographique du composite étudié post-essai Mise en évidence de la fissuration transverse (A) et matricielle (B)

5. Conclusion

Les résultats présentés dans ce travail confirment la nécessité de s'intéresser à la mise en place de méthodes de mesures locales pour caractériser précisément les propriétés thermiques des matériaux anisotropes mais également pour suivre les dommages mécaniques et leurs effets. La corrélation avec les courbes de comportement du composite étudié, associé aux descriptions microstructurales démontre bien l'intérêt d'une analyse quantitative de ces variations de propriétés pour établir le lien avec le scénario d'endommagement.

Ce travail est actuellement présent poursuivi en adaptant la démarche aux objets tubulaires multicouches représentatifs de l'application visée. La transposition du banc expérimental en environnement hostile (température élevée, flux convectif) doit également être étudiée.

Références

- [1] J.K. Farooki, M. Sheikh, « Finite element modelling of thermal transport in ceramic matrix composites », Computational Materials Sciences, vol. 37, pp. 361-373, 2006.
- [2] M. Bamford, « Méthode flash et thermographie infrarouge pour la cartographie de propriétés thermophysiques : application à la caractérisation en thermographie », thèse de doctorat, 2007.
- [3] J. El Yagoubi « Effet de l'endommagement mécanique sur les propriétés thermiques de composites à matrice céramique : approche multiéchelle », thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2011.
- [4] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbott, « Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity », J. of Appl. Physics, vol. 32, n°9, pp. 1679-1684, 1961.
- [5] D. Mourand, J. Gounot, J.C. Batsale, « New sequential method to process noisy temperature response from flash experiment measured by infrared camera », Review of Scientific Instruments, vol. 69, pp. 1437-1440, 1998.
- [6] L. Cheng, Y. Xu, Q. Zhang, L. Zhang, « Thermal diffusivity of 3D C/SiC composites from room temperature to 1400°C », Carbon, vol. 41, pp. 707-711, 2003.

Modélisation du transfert thermique au sein de matériaux poreux multiconstituants

Mathieu NIEZGODA¹, Denis ROCHAIS^{1*}, Franck ENGUEHARD¹,
Benoit ROUSSEAU², Patrick ECHEGUT³

¹CEA, DAM, Le Ripault, F-37260 Monts, France

²Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, CNRS UMR 6607, F-44306 Nantes, France

³Conditions Extrêmes et Matériaux : Hautes Températures et Irradiation, CNRS UPR 3079, F-45071 Orléans, France

* (auteur correspondant : denis.rochais@cea.fr)

Résumé - Nos travaux visent à déterminer les propriétés thermiques effectives de matériaux hétérogènes à une échelle micrométrique mais considérés comme homogènes dans leur environnement macroscopique d'utilisation. Nous avons développé un code de calcul qui permet de simuler des expériences thermiques pour des matériaux complexes multiconstituants à partir de leur microstructure numérique obtenue par segmentation de volumes tomographiés. Cette modélisation s'appuie sur une résolution instationnaire du transfert de chaleur couplé conducto-radiatif dans ces structures voxélisées.

Nomenclature

| | | | |
|---------------------|------------------------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|
| c_p | capacité calorifique massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$) | <i>Symboles grecs</i> | |
| \mathcal{D} | fonction Dirac (s^{-1}) | δ | épaisseur d'un voxel (m) |
| \mathcal{C} | conductance ($W.m^{-1}$) | Δ | écart |
| \mathcal{E} | luminance totale du corps noir ($W.m^{-2}$) | κ | coefficient d'absorption (m^{-1}) |
| \mathcal{E} | ensemble des voxels | λ_i | conductivité ($W.m^{-1}.K^{-1}$) |
| E | énergie (J) | λ | longueur d'onde (m) |
| f | facteur de forme | ϕ | flux (W) |
| F | facteur de forme avec absorption | φ | densité de flux ($W.m^{-2}$) |
| \mathbf{F} | fonction (vecteur) des équations | ρ | masse volumique ($kg.m^{-3}$) |
| \mathbf{F}' | matrice jacobienne de \mathbf{F} | ρ_{ij} | réflectivité |
| \mathcal{F}_{sup} | voxels de la face supérieure | σ_{SB} | constante de Stefan-Boltzmann |
| h | coefficient convecto-radiatif ($W.m^{-2}.K^{-1}$) | θ | angle |
| k | indice d'extinction | τ_{ij} | transmittivité |
| L, \mathcal{L} | luminance ($W.m^{-2}$) ou ($W.m^{-2}.sr^{-1}$) | <i>Indices et exposants</i> | |
| L^0 | luminance totale du corps noir ($W.m^{-2}$) | ' | grandeur directionnelle |
| M | point d'arrivée des luminances | = | matrice |
| n | indice optique | amb | ambiante |
| N | point d'origine des luminances | i, j, k | positions ou face d'un voxel |
| s | abscisse curviligne (m) | cond | conductif |
| S | face d'un voxel | e | entrant |
| \mathcal{S} | voxels des bords | λ | grandeur spectrale |
| t | temps (s) | n | itération ou pas de temps |
| T | température (K) | O | faces opposées |
| \mathbf{X} | vecteur des luminances et températures | r, rad | radiatif |
| z | vecteur du repère | s | sortant |
| | | V | faces adjacentes |

1. Introduction

Le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) travaille sur des matériaux poreux – des matériaux alvéolaires, des composites, des céramiques, etc. – et cherche à optimiser leurs différentes propriétés pour des utilisations spécifiques. Ces matériaux peuvent être composés de plusieurs constituants et ont en général une structure complexe. La taille des pores est en général de quelques microns. Ils sont mis en œuvre dans des systèmes de grande échelle, supérieure à leurs propres échelles caractéristiques. Dans ces conditions, la simulation du comportement du matériau dans son environnement d'utilisation se fait en le considérant comme étant équivalent à un milieu homogène, sans prendre en compte sa microstructure locale. C'est pourquoi nous nous intéressons à la caractérisation des propriétés thermiques effectives de matériaux à microstructure hétérogène. Nous cherchons donc à déterminer les propriétés qu'auraient ces matériaux s'ils étaient homogènes.

Notre démarche consiste à nous appuyer sur la microstructure 3D obtenue par microtomographie X ou tomographie FIB/SEM. Les observations des volumes représentatifs reconstruits permettent de comprendre et d'analyser l'organisation structurale de ces matériaux. Les microstructures servent de support numérique pour réaliser des simulations d'expériences thermiques dont les résultats nous permettent d'en déduire les propriétés.

Nous nous intéressons en particulier à la diffusivité thermique effective de matériaux poreux multiconstituants, que nous estimons en fonction de la température par méthode inverse appliquée à des thermogrammes expérimentaux obtenus par la méthode flash [1]. Cependant, l'identification de la diffusivité de matériaux poreux et/ou semi-transparents est rendue difficile par le comportement thermique de ces milieux dans lesquels un couplage conducto-radiatif fort peut se développer rapidement avec une augmentation de la température. C'est pourquoi nous avons modélisé le transfert de chaleur couplé conducto-radiatif en fonction de la température au sein de matériaux poreux multiconstituants à partir de leur microstructure numérisée en voxels. Cette modélisation permet d'une part de simuler tout type d'expériences thermiques numériques, en particulier la méthode flash, et d'autre part de reproduire le comportement thermique de ces échantillons dans leur condition d'utilisation.

Ce papier vise à décrire le cadre et à expliquer la résolution analytique puis numérique de ce problème de thermique. Nous verrons comment nous résolvons la méthode flash dans ces structures voxélisées et comment nous formalisons la résolution analytique pour l'implémenter dans un code de calcul qui nous permettra d'obtenir le champ de température instationnaire dans chaque voxel. Nous détaillerons les propriétés thermophysiques et radiatives des différents constituants à introduire dans le code pour réaliser nos simulations. Enfin, nous montrerons les premiers résultats de validation du code ainsi développé.

2. Résolution de la méthode flash dans une structure voxélisée

2.1. Acquisition de la microstructure des matériaux

Il s'agit tout d'abord d'obtenir un volume numérique de l'échantillon étudié qui sera le support de la simulation de l'expérience thermique numérique [2]. En utilisant la microtomographie X ou la tomographie FIB/SEM, nous sommes capables d'observer puis reconstruire numériquement cet échantillon en 3D à partir d'un ensemble d'images 2D. Le volume 3D obtenu est alors discrétisé en un ensemble de voxels qui constituent la maille élémentaire sur laquelle le problème de transfert de chaleur considéré est résolu. Chaque voxel est supposé homogène avec les propriétés propres au constituant qu'il représente.

2.2. Démarche analytique de résolution

Nous considérons donc un échantillon parallélépipédique multiconstituant de quelques millimètres de côtés représentatif du matériau étudié. À partir de sa reconstruction numérique, il est à présent composé d'un certain nombre de voxels cubiques homogènes. Chaque voxel, d'une taille de quelques microns, possède les propriétés thermophysiques et radiatives du matériau qu'il représente et peut être de nature semi-transparente. La face supérieure de l'échantillon reçoit à $t = 0$ un flux excitateur supposé être uniforme en espace et un Dirac en temps. Cette face et la face opposée, laissées libres, subissent des pertes convecto-radiatives. Par ailleurs, ces faces inférieures et supérieures sont supposées opaques à émissions et réflexions diffuses. Les parois latérales sont adiabatiques et totalement réfléchissantes.

Deux équations fortement couplées gouvernent la physique de ce problème de thermique : l'équation du transfert radiatif et l'équation de la chaleur. La modélisation du transfert de chaleur dans le cadre défini ci-dessus passe par la résolution de ces deux équations dans chacun des voxels. Afin de simplifier un problème mathématique complexe, nous faisons les hypothèses suivantes. (i) Pour chaque face de chaque voxel, les luminances sont isotropes par demi-espace. Nous considérons donc qu'il y a deux luminances (avant et arrière) pour une face considérée. (ii) Les propriétés et grandeurs radiatives de chaque constituant sont indépendantes de la longueur d'onde (milieux gris). Cela revient à considérer des propriétés et grandeurs radiatives moyennes. Cette hypothèse qui peut sembler forte est néanmoins légitime car le champ de température recherché résulte de la considération de grandeurs énergétiques qui intègrent l'ensemble des contributions de chaque longueur d'onde. Et (iii) les propriétés sont indépendantes de la température. Cette hypothèse est valable dans le cadre de la méthode flash où le champ de température ne varie au maximum que de quelques dizaines de degrés. Dans des cas de comportements réels de matériaux soumis à de fortes sollicitations thermiques, il est envisagé de faire varier ses propriétés en fonction de la température.

Nous avons treize inconnues dans chaque voxel : la température (que nous cherchons à déterminer au cours du temps) et douze luminances. Dans chaque voxel, nous allons donc résoudre l'équation du transfert radiatif entre chaque face et les cinq autres (six équations) et l'équation du bilan de flux mettant en jeu les flux conductifs et radiatifs échangés par chaque voxel avec ses six voisins (une équation). Le problème est fermé avec six relations d'interface pour chaque voxel (une pour chacune de leurs faces) reliant la luminance entrante sur une face à la luminance sortante sur la même face vue du voxel voisin. Pour déterminer ces treize inconnues, il nous faut donc résoudre simultanément ces treize équations que nous allons à présent expliciter.

2.3. L'équation du transfert radiatif

Considérons un voxel tel qu'il a été décrit précédemment. Nous numérotions arbitrairement ses faces comme présenté sur la Figure 1. Nous voulons écrire la luminance sortante d'une des faces (par exemple la 6) obtenue en sommant des contributions des luminances entrantes par les cinq autres faces. *A priori*, la luminance sortant de la face 6 n'est pas isotrope.

On va donc rechercher le flux radiatif sortant de cette face et en déduire la luminance sortante isotrope équivalente.

$$\phi_6^s = \iint_{M \in S_6} \vec{\varphi}_r^s(M) \cdot \vec{z} dS_{M_6} \quad \text{où :} \quad \vec{\varphi}_r^s = \sum_{i=1}^5 \iint_{N_i \in S_i} L' \left(M; \frac{\vec{N}_i \vec{M}}{N_i M} \right) \frac{\vec{N}_i \vec{M}}{N_i M} \frac{\cos \theta_{N_i}}{N_i M^2} dS_{N_i} \quad (1)$$

Pour déterminer la luminance directionnelle en M dans la direction \mathbf{u} , nous appliquons l'ETR dans le voxel entre N et M . Comme le voxel est homogène, il n'y a pas de terme de diffusion. Sous l'hypothèse de milieu gris, elle s'écrit donc :

$$\frac{dL'(s_i)}{ds_i} + \kappa L'(s_i) = \kappa L^0(T) \quad \text{avec : } L^0(T) = \frac{n^2 \sigma_{SB} T^4}{\pi} = \mathcal{E} \quad (2)$$

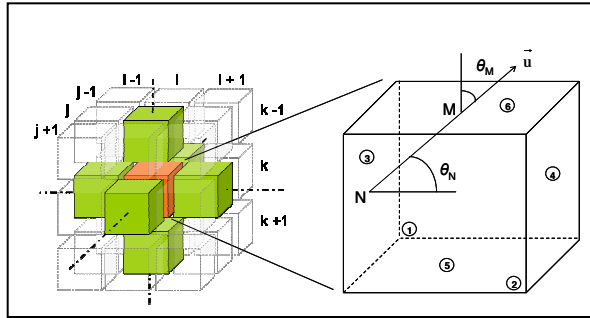


Figure 1 : Considérations géométriques

Elle se résout simplement pour donner :

$$L'(s_i) = (\mathcal{L}_i^e - \mathcal{E}) e^{-\kappa \cdot N_i M} + \mathcal{E} \quad (3)$$

où \mathcal{L}_i^e est la luminance entrante (isotrope) sur la face i . On en déduit après quelques calculs :

$$\phi_6^s = \iint_{M \in S_6} \sum_{i=1}^5 \left[(\mathcal{L}_i^e - \mathcal{E}) \iint_{N_i \in S_i} e^{-\kappa \cdot N_i M} \frac{\cos \theta_M \cos \theta_{N_i}}{N_i M^2} dS_{N_i} + \mathcal{E} \iint_{N_i \in S_i} \frac{\cos \theta_M \cos \theta_{N_i}}{N_i M^2} dS_{N_i} \right] dS_M \quad (4)$$

$$\phi_6^s = \sum_{i=1}^5 \left[(\mathcal{L}_i^e - \mathcal{E}) \iint_{M \in S_6} \iint_{N_i \in S_i} e^{-\kappa \cdot N_i M} \frac{\cos \theta_M \cos \theta_{N_i}}{N_i M^2} dS_{N_i} dS_M \right] + \mathcal{E} \pi \delta^2 \underbrace{\sum_{i=1}^5 f_{6i}}_{=1} \quad (5)$$

où les f_{ij} sont les facteurs de forme dont la somme sur les cinq faces fait 1. Similairement aux facteurs de forme, nous définissons des grandeurs sans dimension F_{ij} que nous avons choisi d'appeler facteurs de forme avec absorption.

$$F_{ij} = \frac{1}{\pi S_i} \iint_{M_i \in S_i} \iint_{N_j \in S_j} e^{-\kappa \cdot N_j M_i} \frac{\cos \theta_{M_i} \cos \theta_{N_j}}{N_j M_i^2} dS_{N_j} dS_{M_i} \quad (6)$$

En écrivant l'égalité entre la définition de la luminance isotrope équivalente sortante de la face 6 et l'équation 5, on aboutit finalement à :

$$\phi_6^s = \pi \delta^2 \mathcal{L}_6^s = \pi \delta^2 \left[\sum_{i=1}^5 (\mathcal{L}_i^e - \mathcal{E}) F_{6i} + \mathcal{E} \right] \quad (7)$$

$$\mathcal{L}_6^s = \sum_{i=1}^5 (\mathcal{L}_i^e - \mathcal{E}) F_{6i} + \mathcal{E} \quad (8)$$

Par des considérations géométriques, on montre que les trente-six facteurs de forme avec absorption se réduisent en fait à deux. On note donc à présent : $F_{61} = F_{62} = F_{63} = F_{64} = F_V$ (faces voisines) et $F_{65} = F_O$ (faces opposées). Ces facteurs de forme avec absorption ne dépendent que de l'épaisseur optique $\kappa\delta$ dans le cas d'un voxel cubique homogène et sont donc constants et propres à un matériau. Finalement, on peut écrire :

$$\mathcal{L}_6^s = F_V \sum_{i=1}^4 \mathcal{L}_i^e + F_O \mathcal{L}_5^e + \mathcal{E}(1 - F_O - 4F_V) \quad (9)$$

On peut également écrire la même équation pour les cinq autres luminances aux permutations d'indices près. On montre que les facteurs exponentiels de forme peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$F_O = \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^1 \int_{z=0}^1 \int_{t=0}^1 \frac{e^{-\kappa\delta\sqrt{(x-z)^2+(y-t)^2+1}}}{((x-z)^2 + (y-t)^2 + 1)^2} dx dy dz dt$$

$$F_V = \int_{x=0}^1 \int_{y=0}^1 \int_{z=0}^1 \int_{t=0}^1 zt \frac{e^{-\kappa\delta\sqrt{(y-x)^2+z^2+t^2}}}{((y-x)^2 + z^2 + t^2)^2} dx dy dz dt \quad (10-11)$$

Différents calculs d'intégrales multiples permettent de simplifier ces intégrales quadruples en intégrales simples, on obtient finalement :

$$F_O = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \frac{e^{-\kappa\delta\sqrt{r^2+1}}}{(r^2+1)^2} r(\pi - 4r + r^2) dr$$

$$+ \frac{2}{\pi} \int_1^{\sqrt{2}} \frac{e^{-\kappa\delta\sqrt{r^2+1}}}{(r^2+1)^2} r \left(\pi - 2 - r^2 + 4\sqrt{r^2-1} - 4 \arccos\left(\frac{1}{r}\right) \right) dr$$

$$F_V = \frac{8\kappa\delta - 3 + (3 - 5\kappa\delta)e^{-\kappa\delta}}{12\pi(\kappa\delta)^2} + \frac{1}{12\pi} \int_1^{\sqrt{2}} \frac{e^{-\kappa\delta r}}{r^3} \left(6r^4 - 6r^2 + 5 - 16(r^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \right) dr$$

$$+ \frac{1}{12\pi} \int_{\sqrt{2}}^{\sqrt{3}} \frac{e^{-\kappa\delta r}}{r^3} \left(-3r^4 + 6r^2 + 1 + 8(r^2 - 2)^{\frac{3}{2}} \right) dr \quad (12-13)$$

On peut aussi écrire une relation de continuité de la luminance à chaque face de chaque voxel (six équations supplémentaires par voxel). Par exemple, la luminance entrante par la face 6 est la somme de la partie transmise de la luminance sortante de la face 5 du voxel supérieur et de la partie réfléchiée de la luminance sortante de la face 6 du voxel considéré. Par exemple :

$$\mathcal{L}_6^e(i, j, k) = \rho_{65'} \mathcal{L}_6^s(i, j, k) + \tau_{5'6} \mathcal{L}_5^s(i, j, k + 1) \quad (14)$$

Par élimination des luminances sortantes dans l'équation (14), l'équation (8) permet de réduire le problème initial à treize inconnues par voxel à un problème à sept inconnues par voxel.

2.4. Le bilan de flux

La dernière équation que l'on doit formuler est un bilan de flux. On écrit que la somme des flux conductifs et radiatifs entrants dans un voxel i contribue à l'élévation de sa température.

$$\forall i \in \mathcal{E} \setminus \mathcal{S}, \quad \sum_{k=1}^6 \phi_{\text{cond},k}^i + \sum_{k=1}^6 \phi_{\text{rad},k}^i = \rho c_p \delta^3 \frac{\partial T_i}{\partial t}$$

$$\forall i \in \mathcal{E} \setminus \mathcal{S}, \quad \sum_{k=1}^6 \underbrace{\frac{2\delta\lambda_i\lambda_k}{\lambda_i + \lambda_k}}_{\phi_{i/k}} (T_k^{n+1} - T_i^{n+1}) + \pi\delta^2 \sum_{k=1}^6 (\mathcal{L}_k^{e^i} - \mathcal{L}_k^{s^i}) - \rho c_p \delta^3 \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = 0 \tag{25-26}$$

2.5. Conditions aux limites

Les équations précédemment écrites sont valables pour tous les problèmes que nous pourrions traiter avec cette modélisation. Seules les équations des conditions aux limites *i.e.* pour les voxels des six faces, des douze arêtes et des huit coins peuvent changer d'un problème à l'autre.

Pour prendre en compte les conditions aux limites des parois latérales, on ajustera les équations précédentes pour les voxels concernés en tenant compte du fait qu'il n'y a pas de rayonnement transmis à l'extérieur de l'échantillon mais qu'il est totalement réfléchi sur les parois latérales et qu'il n'y a ni de flux conducteur, ni de flux radiatif entrants par ces parois.

Dans le cadre de la méthode flash, il faut prendre en compte les conditions aux limites sur les parois inférieure et supérieure. On écrira qu'à la paroi inférieure/supérieure de chaque voxel concerné, la luminance entrante par cette face est celle du corps noir à la même température. De plus, on pourra écrire un bilan de flux à la paroi de chacun de ces voxels. Ainsi, à la face supérieure par exemple, la somme des flux conducteur et radiatif entrants sera égale à la somme des flux apporté par le flash et échangé par voie convecto-radiative :

$$\forall i \in \mathcal{F}_{\text{sup}} : \quad \phi_{\text{cond}} + \phi_{\text{rad}} = \phi_{\text{flash}} - \phi_{\text{pertes}}$$

$$2\lambda_i\delta (T_{\text{paroi}} - T_i) + \pi\delta^2 (\mathcal{L}_6^{e^i} - \mathcal{L}_6^{s^i}) = E_{\text{flash}}\delta^2 \mathcal{D}(t) - h\delta^2 (T_{\text{paroi}} - T_{\text{amb}}) \tag{27}$$

2.6. Implémentation et résolution numérique

Appelons \mathbf{X} le vecteur qui contient toutes les inconnues du problème *i.e.* sept fois le nombre de voxels. Compte tenu des équations précédemment écrites, ce vecteur est la solution d'une équation non linéaire qu'on peut écrire sous la forme $\mathbf{F}(\mathbf{X}) = \mathbf{0}$ que nous résolvons numériquement par la méthode itérative de Newton pour des systèmes de dimension supérieure ou égale à 2 en écrivant :

$$\overline{\overline{\mathbf{F}'}}(\mathbf{X}_n) [\mathbf{X}_n - \mathbf{X}_{n+1}] = \mathbf{F}(\mathbf{X}_n) \quad \text{où :} \quad \overline{\overline{\mathbf{F}'}}(\mathbf{X}) = \left(\frac{\partial F_i(\mathbf{X})}{\partial X_j} \right)_{i,j} \tag{28}$$

\mathbf{X}_n étant connu, en posant $\mathbf{Y}_n = \mathbf{X}_n - \mathbf{X}_{n+1}$, le problème numérique revient à résoudre un système linéaire pour chaque itération de la méthode de Newton jusqu'à convergence vers la solution donnant \mathbf{X} . Pour résoudre numériquement ces systèmes linéaires, compte tenu du nombre impressionnant de données à traiter (notamment celles de la matrice $\mathbf{F}'(\mathbf{X}_n)$), nous avons été contraints de choisir un algorithme itératif qui ne stocke pas trop de données en mémoire vive. Notre choix s'est porté sur l'algorithme de Fletcher-Reeves (modifié par Polak-Ribiere), simple à mettre en place et très efficace en rapidité de convergence. Les composantes de \mathbf{X} donnant la température en tout voxel à chaque pas de temps nous permettent de construire le champ de température au sein de l'échantillon au cours de l'expérience et en particulier, dans le cadre de la méthode flash, le thermogramme en face arrière.

3. Détermination des propriétés thermophysiques et radiatives

Le code développé et présenté dans la partie précédente est un modèle direct : il donne accès par le calcul à une grandeur inconnue, ici la température dans chaque voxel au cours du temps. Pour cela, nous devons lui fournir les différentes propriétés thermophysiques et radiatives à une échelle pertinente de chaque constituant de l'échantillon. La taille du voxel est donnée par la résolution de la tomographie.

Nous utilisons les capacités calorifiques volumiques (à la température de l'expérience) des constituants trouvées dans la littérature ou mesurées par des techniques de calorimétrie (calorimétrie à chute, DSC, etc.) présentes au laboratoire.

La diffusivité thermique de l'échelle du micron à l'échelle de quelques dizaines de microns est mesurée par photoréflectance et microscopie infrarouge en fonction de la température [3].

L'indice optique et le coefficient d'absorption des constituants sont issus de spectroscopie infrarouge [4]. Les spectres d'émission des constituants permettent de déterminer, par l'intermédiaire de la fonction diélectrique, les spectres de l'indice optique et de l'indice d'extinction (duquel on déduit celui du coefficient d'absorption). Nous considérons des propriétés radiatives moyennées sur l'ensemble du spectre et calculons les indices optiques et coefficients d'absorption à partir des spectres obtenus avec les définitions suivantes :

$$n = \frac{\int_0^{+\infty} n_\lambda L_\lambda^0(T) d\lambda}{\int_0^{+\infty} L_\lambda^0(T) d\lambda} \quad \text{et} \quad \kappa = \frac{\int_0^{+\infty} \kappa_\lambda L_\lambda^0(T) d\lambda}{\int_0^{+\infty} L_\lambda^0(T) d\lambda} \quad \text{avec : } \kappa_\lambda = 4\pi \frac{k_\lambda}{\lambda} \quad (29)$$

Enfin, nous déterminons les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces entre constituants à partir de la relation de Fresnel sous lumière collimatée qu'on intègre sur l'ensemble du demi-espace puisque nous considérons un rayonnement diffus isotrope.

4. Validation du code de calcul

Afin de valider le code que nous venons de présenter, nous avons tenté de retrouver des résultats obtenus par un autre code de calcul dans une expérience stationnaire de plaques chaudes gardées. Celui-ci calcule le transfert de chaleur unidirectionnel couplé conducto-radiatif dans un milieu semi-transparent homogène inséré entre deux plaques infinies d'émissivités données, l'une maintenue à une température chaude, l'autre à une température froide. Il utilise une méthode aux ordonnées discrètes et un pas d'espace adaptatif.

Pour nous rapprocher de la configuration de ce problème, nous avons considéré pour cette comparaison une structure monocolonne composée de voxels du même matériau. Cependant, notre problème n'est pas rigoureusement 1D. Pour la comparaison, nous devons considérer que les parois latérales de notre colonne sont situées à l'infini. Cela implique que les facteurs de forme avec absorption doivent être recalculés avec des expressions quelque peu différentes des précédentes puisqu'elles font à présent intervenir des rapports de forme. Nous avons montré que les facteurs de forme avec absorption entre faces voisines sont nuls quand les parois latérales sont à l'infini, de même que ceux entre les faces opposées à l'infini. Le facteur de forme avec absorption entre les faces opposées dans la direction du transfert de chaleur (perpendiculaire aux plaques) est lui non nul ; sa valeur tend vers 1 lorsque les faces latérales sont repoussées à l'infini et lorsque l'épaisseur optique $\kappa\delta$ tend vers 0.

Considérons la situation suivante. La température de la paroi chaude est 2000 K, celle de la paroi froide est 1000 K, les émissivités de ces deux parois valent 1, l'épaisseur de l'échantillon est 2 mm, sa conductivité est $2,5 \text{ mW.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La Figure 2 présente trois profils de température pour trois valeurs du coefficient d'absorption moyen ($100, 1000$ et 10000 m^{-1}).

Nous constatons une très bonne superposition des profils issus des deux différents modèles, ce qui constitue une première validation de notre modèle. La faible différence obtenue aux faibles coefficients d'absorption est due au fait que contrairement au code 1D, notre code ne permet pas un maillage raffiné près des parois.

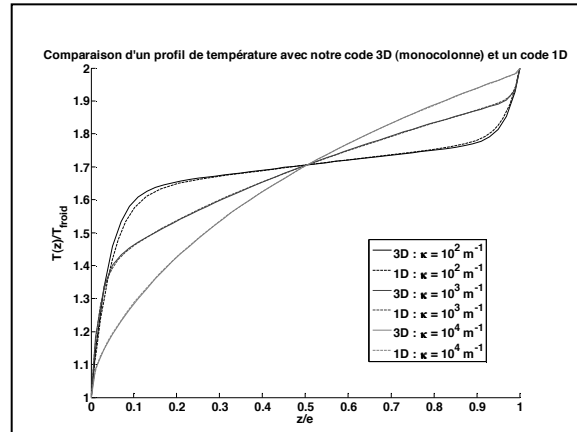


Figure 2 : Comparaison inter-codes

Cette étude est en train de se poursuivre. Les validations que nous avons faites lors de la construction progressive du code (inter-codes ou par rapport à des versions simplifiées pour des milieux homogènes) montrent la bonne voie de nos travaux. Dans la continuité du travail que nous présentons ici, nous envisageons de valider notre modèle à partir d'expériences flash sur des matériaux présentant différentes semi-transparences.

5. Conclusion

Nous avons développé un code de calcul qui modélise le transfert thermique couplé conducto-radiatif au sein de matériaux poreux multiconstituants représentés par une structure numérique voxélisée restituant leur microstructure. Ce code de calcul permet ainsi de reproduire des expériences thermiques numériques ou le comportement réel de matériaux soumis à tout type de sollicitation thermique. Nous avons validé ce code sur des modèles conducto-radiatifs simplifiés résolvant le problème par d'autres méthodes. La prochaine étape consistera à le valider en essayant de restituer le comportement expérimental réel de matériaux aux caractéristiques différentes.

Références

- [1] M. Niezgoda *et al.*, Modeling of time-resolved coupled radiative and conductive heat transfer in multilayer semitransparent materials, *Appl. Phys. Lett.*, 99 (2011) 224101.
- [2] N. Vivet *et al.*, 3D Microstructural characterization of a SOFC anode reconstructed by FIB tomography, *J. Power Sources*, 196 [18] (2011) 7541-7549.
- [3] D. Rochais *et al.*, Microscopic thermal characterization of HTR particle layers, *Nucl. Eng. Des.* (2008).
- [4] J.F. Brun *et al.*, Dispersion Relations and Phase Retrieval in Infrared Reflection Spectra Analysis, *Soc. Appl. Spect.*, 55 [6] (2001), 774-780.

Intensification de réactions chimiques exothermiques dans un microéchangeur multifonctionnel pulsé

Houssein AMMAR, Bertrand GARNIER, Ahmed OULD EL MOCTAR, Hassan PEERHOSSAINI

Laboratoire de Thermocinétique, UMR CNRS 6607, Université de Nantes, BP 50609, 44306 Nantes
(Auteur correspondant : houssein.ammar@univ-nantes.fr)

Résumé : Les microréacteurs monophasés et les micro-échangeurs de chaleur ont été largement étudiés au cours de la dernière décennie. Ceux-ci offrent des avantages déterminants en termes de coût énergétique, de sécurité, et par conséquent dans le sens d'une meilleure efficacité énergétique ceci résultant du fort rapport surface sur volume à l'intérieur des microcanaux. Dans ce travail, on montre expérimentalement l'effet des écoulements pulsés sur le mélange de réactifs chimiques dans un microcanal en T ($h= 50 \mu\text{m}$, $w=500 \mu\text{m}$, $L = 40\text{mm}$). La réaction étudiée est une réaction chimique exothermique HCl/NaOH à cinétique rapide. Les températures de la face externe d'une fine lame de verre (ép. $100\mu\text{m}$) fermant le microcanal sont mesurées par une caméra infrarouge. L'effet de mélange est observé par l'emplacement, le long du microcanal, où la température atteint sa valeur maximale. Pour des écoulements pulsés avec des débits moyens de chaque réactif entre 0.4 et 1mL/h, on montre que l'efficacité du mélange dépend fortement d'un paramètre qui est le rapport entre l'amplitude du débit variable et sa valeur moyenne. Il apparaît aussi que le mélange dépend, dans une moindre mesure, de la fréquence des pulsations (nombre de Strouhal).

Nomenclature

| | | | |
|-----------|-------------------------------------------------|-------------|--------------------------------------------------------------------------|
| P_e | Nombre de Péclet | μ | Viscosité du fluide, $P_a.s$ |
| S_b | Nombre de Strouhal | C | Concentration des réactifs, $mol.L^{-1}$ |
| R_e | Nombre de Reynolds | ϕ | flux de chaleur, $W.m^{-2}$ |
| D | Diamètre hydraulique, m | λ_s | Conductivité du borosilicate, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| D_m | Diffusivité moléculaire, $m^2.s^{-1}$ | T | Température du fluide, $^{\circ}K$ |
| U | Vitesse moyenne, $m.s^{-1}$ | Q | Débit, $mL.h^{-1}$ |
| w, h, L | Largeur, hauteur et longueur du microcanal, m | T_o, T_f | Température du verre (coté extérieure, et coté fluide), $^{\circ}K$ |
| ρ | Densité du fluide, g/cm^3 | β | Rapport entre amplitude et valeur moyenne du débit variable des réactifs |
| t | Temps, s | f | Fréquence, Hz |

1. Introduction

La microfluidique est un domaine de recherche actif et évoluant dont les applications potentielles sont largement présentes dans l'industrie chimique, biologique, médicale voir électronique [1-4]. L'intérêt de l'utilisation des microcanaux dans l'industrie chimique réside dans l'amélioration du mélange des réactifs [5], la réduction du volume de produits chimiques utilisés d'où une meilleure sécurité [6] et un meilleur contrôle de la température d'où une qualité accrue des produits de réaction [7]. Les écoulements dans ces dispositifs (réacteurs, échangeurs, mélangeurs...) ont généralement des nombres de Reynolds proche de l'unité en raison de la dimension réduite de la section des microcanaux et de leur rapport surface/volume extrêmement élevé. En examinant le microréacteur, ces avantages sont

nombreux en comparant avec les réacteurs classiques en termes de cout énergétique, de sécurité et d'intensification du transfert de chaleur [8-9]. Par ailleurs, le mélange des réactifs à ces petites échelles est l'un des plus grands défis en raison de l'absence de turbulence. En raison de la nature laminaire des écoulements dans les microcanaux; le mélange est rendu difficile ce qui nécessite des microcanaux de grande longueur afin que la réaction chimique puisse être complète, le temps de résidence devenant alors plus grand que le temps de réaction. La longueur de mélange varie linéairement avec le nombre de Péclet, qui est généralement $Pe \gg 100$.

$$P_e = \frac{D \cdot U}{D_m} \quad (1)$$

où D est le diamètre hydraulique (m), U est la vitesse moyenne ($m \cdot s^{-1}$) et D_m est la diffusivité moléculaire ($m^2 \cdot s^{-1}$). Plusieurs travaux ont été publiés sur ce sujet [10-11]. Ainsi Suh et al. [12] ont évoqué dans leur revue bibliographique plusieurs types de micromélangeurs et les ont classé en terme de mécanisme de mélange. Floyd et al. [13] ont analysé l'aspect hydrodynamique en se concentrant sur un microcanal à base de silicium avec 10 entrées (5 par réactif) pour le mélange d'une solution d'acide et de base. Les micromélangeurs allongés multistratifiés introduits par Adeosun et Lawal [14-15] sont un moyen efficace pour améliorer le transfert de masse. Les micromélangeurs sont composés de nombreuses structures et blocs disposés d'une manière échelonnée - structure en arbre- à l'entrée des microcanaux. Fang et al. [16] ont proposé un microréacteur efficace basé sur le fractionnement et la recombinaison des écoulements ainsi que de l'advection chaotique. Cette nouvelle conception est caractérisée par un écoulement 3D impliquant une forte composante latérale pour étirer l'interface de contact dans le microréacteur SAR. Mouza et al. [17] ont combiné l'aspect hydrodynamique et les effets de géométrie dans un micromélangeur chaotique. Ils ont proposé une simple corrélation pour prédire le temps de mélange dans le cas d'un nombre de Dean relativement faible. L'injection alternative combinée à un débit pulsé est un autre moyen pour améliorer les performances du mélange. Mao et al. [18] ont fabriqué un micromélangeur en T avec un écoulement pulsé aux deux entrées. Leur étude s'est concentrée sur l'effet du nombre de Reynolds, du nombre de Strouhal et de l'amplitude des perturbations de manière à atteindre une concentration d'espèces uniformes à la sortie des microcanaux. Glasgow et coll. [19] ont étudié numériquement et expérimentalement le mélange dans un canal en T par pompage de deux réactifs avec des débits variables de type signal sinusoïdal. Lors de leurs essais, le meilleur résultat a été obtenu lorsque les deux entrées sont pulsées et en opposition de phase. La complexité de la géométrie, comme une structure de type serpent [20], une structure double-couche [21], ou les blocs insérés sur la paroi [22], est considérée comme un autre outil pour améliorer le mélange. De même, Jeon et al. [23] ont construit un micromélangeur passif plan avec quatre modifications géométriques. Leur résultat était en bon accord avec les résultats de simulations numériques. Les effets des paramètres géométriques sur la performance d'un mélangeur de type SHM (*staggered herringbone mixer*) avec des rainures ont été étudiés numériquement par Yang et al. [24]. Goulet et al. [25] ont combiné l'effet de la géométrie et les effets de pulsations dans des canaux de 200 μm de large et 120 μm de hauteur, avec un nombre de Reynolds compris entre 0,3 et 30. Leurs résultats montrent que la technique de débits pulsés est plus efficace pour le mélange que l'écoulement secondaire induit par des structures géométriques plus ou moins complexes. Par ailleurs il est apparu que

la combinaison des deux effets conduits à de bien meilleures performances. Dans ce travail, nous étudions l'effet des pulsations lors de l'alimentation en réactif de microcanaux sur le mélange à l'intérieur de celui-ci. On a considéré une réaction de neutralisation acide-base HCl/NaOH. Le mélange est caractérisé par le relevé du champ thermique sur une fine plaque de verre recouvrant le microcanal et ceci avec une caméra infrarouge. Deux paramètres influençant le mélange sont identifiés et les conditions optimales ont été mises en évidence.

2. Dispositif expérimental

La figure 1 présente un schéma du dispositif expérimental. Un microcanal en T de dimensions $L = 37 \text{ mm}$, $h = 50 \mu\text{m}$, $w = 500 \mu\text{m}$ est couvert par une lame de verre de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur, peinte en noir du côté externe afin d'être opaque à l'infrarouge. Le débit du fluide est assuré par un pousse seringue contrôlé par ordinateur (Nemesys). La réaction modèle choisie est une réaction acido-basique mettant en présence de l'acide chlorhydrique (HCl) et d'hydroxyde de sodium (NaOH). Il s'agit d'une réaction à cinétique rapide et exothermique. Les expériences sont réalisées en conditions stœchiométriques et les concentrations initiales en acide et base sont égales à 0.8 mol.L^{-1} . Dans la gamme de débits explorée (0.4 à 1 mL/h), le nombre de Reynolds varie entre $0,8$ et 2 , ce qui est nettement dans la zone des écoulements laminaires; le mélange des deux réactifs dépend entièrement de la diffusion moléculaire. Dans nos expériences la longueur du microcanal est suffisante pour que la réaction soit terminée avant que le fluide n'atteigne la sortie.

Le dispositif de mesure utilisé est une caméra infrarouge de type FLIR-Titanium 7500 avec un objectif de 50 mm , 160×128 pixels et une sensibilité de 17 mK . La majorité des caméras infrarouges ont un détecteur de type microbolomètre, principalement pour des raisons économiques. Celle que l'on a utilisée est dotée d'un détecteur photonique matriciel à l'antimoniure d'indium (InSb) ($3\text{--}5 \mu\text{m}$) refroidi par un moteur Stirling à -196°C (77K). Pour une étude similaire, Hamadi et al. [26] a conçu un nouveau fluxmètre thermique constitué d'éléments thermo-résistifs en couche mince métallique pour les mesures de températures et de flux de chaleur dans des microcanaux. Ici, nous utilisons une technique de mesure alternative basée sur la thermographie infrarouge.

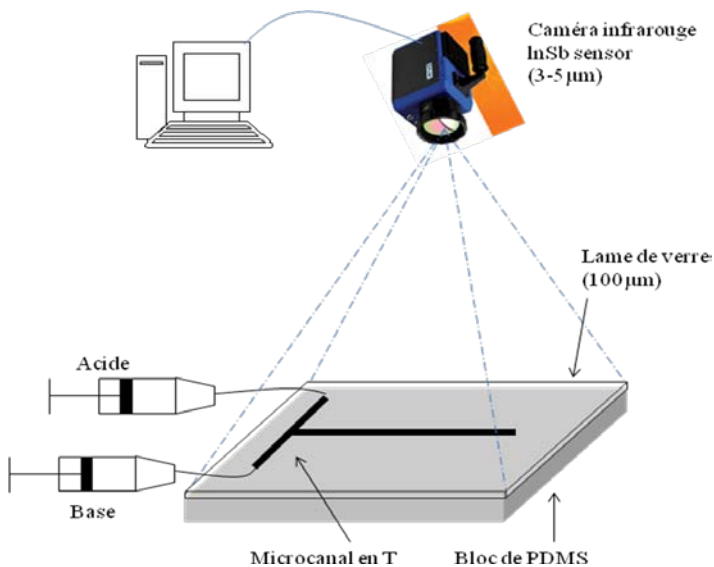


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

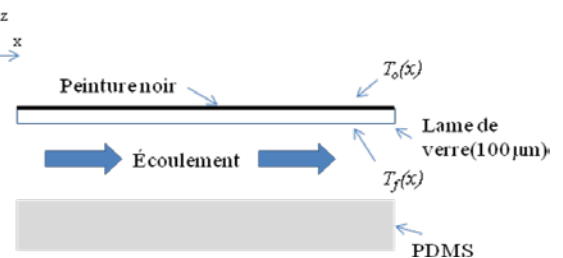


Figure 2 : vue de face du microcanal

3. Longueur de diffusion

Plusieurs études antérieures ont permis de mesurer la zone d'interdiffusion pour estimer le temps de mélange [27] et d'autres ont pu analyser le coefficient de diffusion [28]. Comme indiqué par le faible nombre de Reynolds, l'écoulement est laminaire et le transport moléculaire se produit exclusivement par diffusion. La diffusion moléculaire est influencée par les parois supérieur et inférieur du micromélangeur [29], ceci pouvant affecter la diffusion anormale. L'équation générale décrivant la diffusion des espèces chimiques en régime instationnaire a pour expression :

$$\frac{\partial C_n}{\partial t} = D_m \left(\frac{\partial^2 C_n}{\partial z^2} \right) - U \nabla C \tag{2}$$

La longueur de mélange X_m peut être calculée par [28]:

$$w/2 = \sqrt{2D_m t} = \sqrt{2D_m \frac{X_m}{U}}, \quad X_m = \frac{w^2 U}{8D_m} \tag{3}$$

Dans nos expériences, le débit à chaque entrée varie de 0,4 à 1 mL.h⁻¹, alors que les longueurs de mélange X_m sont comprises entre 0,98 et 2,46 mm (equ. 3) ainsi la réaction sera totalement complète dans un microréacteur de longueur 37 mm en effet le temps de séjour sera plus élevé que le temps caractéristique lié à la réaction chimique.

4. Analyse des effets thermiques de la réaction de neutralisation acide base

4.1. Ecoulement continu

Après injection des réactifs en régime continu, on attend environ 30 mn pour atteindre un état d'équilibre. Au niveau du fluide, l'augmentation de température est due à la chaleur libérée par la réaction chimique. Ce maximum est dépendant du débit et donne l'emplacement où le nombre maximal de molécules parvient en réaction. Une fois ce maximum atteint, le profil de température a tendance à diminuer en raison de la diffusion de la chaleur à travers les parois du microcanal. Le bilan énergétique suivant sur une longueur élémentaire dx microcanal est le suivant :

$$\phi(x) = -Q \frac{dC}{dx} \Delta H = \rho C_p Q \frac{dT}{dx} + \frac{l}{e} \lambda_s (T_f - T_o) = \tag{4}$$

Dans le cas présent, la variation de température du fluide entre l'entrée et la sortie est négligeable ($T_{entrée} \approx T_{sortie}$), le premier terme dans la partie droite de l'équation (4) devient ainsi négligeable. En intégrant cette équation sur la longueur L du microcanal, il vient :

$$\phi_g = \int_0^L \phi(x) dx = Q C_0 \Delta H = \int_0^L \frac{l}{e} \lambda_s (T_f - T_o) dx \tag{5}$$

La figure 3 montre un exemple de profil de température le long du canal, il a été obtenu à l'aide de la caméra infrarouge et en effectuant une moyenne sur plusieurs centaines d'images thermiques. On peut s'attendre à partir de l'équation 5, que l'augmentation du débit va

accroître le flux de chaleur et donc augmenter les niveaux de température que l'on détecte sur la face externe de la lame de verre. Lorsque les fluides sont injectés en continu, le maximum de température – le long de l'écoulement- est atteint à un endroit $X_{cont} = 10 \text{ mm}$ à partir de l'entrée du microcanal. Lors des essais, il est apparu que la position du maximum de température (selon x) est indépendante du débit des réactifs, ceci à débit constant – ce qui ne sera pas le cas par la suite avec des débits variables-. Par ailleurs, la figure 4 montre que l'augmentation de température est proportionnelle au débit des réactifs.

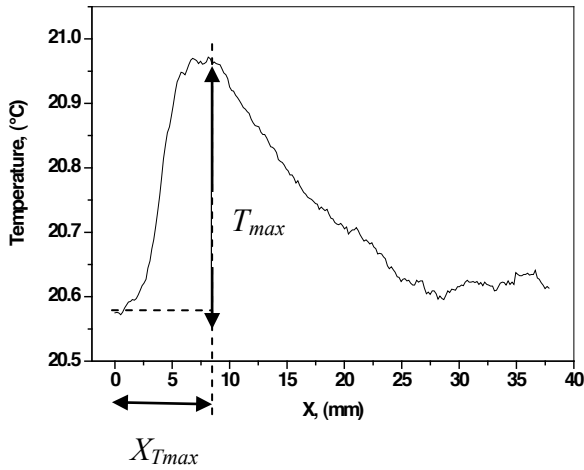


Figure 3 : Profil de température moyen sur la paroi extérieure du microcanal ($Q_{HCl} = Q_{NaOH} = 0,4 \text{ mL.h}^{-1}$).

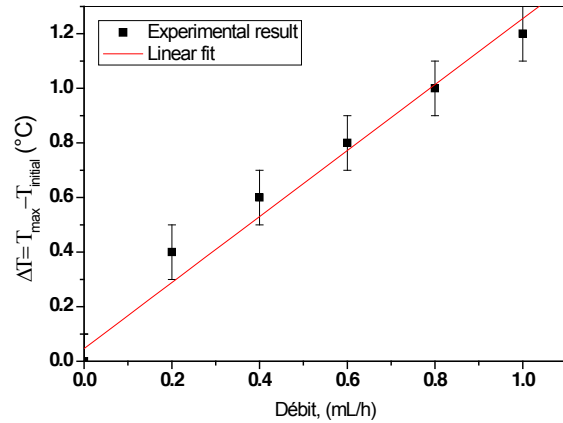


Figure 4 : Influence du débit sur l'élévation de la température maximale suivant x mesurée.

4.2. Ecoulement pulsé

L'objectif est l'amélioration du mélange des réactifs sans aucune modification de la géométrie du microcanal, c'est-à-dire simplement en utilisant des écoulements pulsés dans le canal. L'efficacité du mélange par des débits variables a été abordé dans plusieurs études antérieures numérique et expérimentale [18, 25]. Dans ces travaux, les meilleurs résultats sont apparus lorsque les deux pulsations des débits à l'entrée du microcanal sont en opposition de phase. Pour décrire un écoulement sinusoïdal en utilisant le logiciel de pilotage du déplacement des seringues (pompe Nemesys), il nous faut au moins neuf points ou pas de temps. Nous devons définir le pas de temps (le minimum est de 10 ms) et le débit pour chaque étape. Dans ce cas, la fréquence maximale est de 1,25 Hz. Pour un signal carré, nous avons besoin seulement de deux points, de sorte que la fréquence peut être augmentée jusqu'à 5 Hz.

4.2.1. Signal sinusoïdal

Pour un écoulement sinusoïdal, l'effet de l'amplitude du débit sur le mélange est étudié. Afin de travailler avec des grandeurs adimensionnelles, nous utiliserons le paramètre β qui est défini comme le rapport entre l'amplitude et le débit moyen $\beta = A/Q$. Les lois qui décrivent l'évolution des débits de réactifs sont les suivants :

$$Q_1 = Q + A \sin(2\pi f t) \text{ et } Q_2 = Q - A \sin(2\pi f t) \tag{6}$$

Dans la présente étude, l'effet du mélange est traduit par l'emplacement le long du microcanal où la température proche de l'interface fluide/paroi atteint sa valeur maximale. Afin d'utiliser des grandeurs adimensionnelles, on utilise le paramètre α défini par :

$$\alpha = \frac{X_{cont} - X_{Tmax}}{X_{cont}} \tag{7}$$

où X_{cont} et X_{Tmax} sont les abscisses de T_{max} pour un débit continu et variable respectivement. La figure 5 montre l'effet du paramètre β (rapport amplitude/valeur moyenne des débits) sur le déplacement du maximum de température par rapport au cas de l'écoulement continu, celui ci étant caractérisé par le paramètre α . Cette figure montre ainsi que l'efficacité du mélange dépend fortement du rapport entre l'amplitude et la valeur moyenne des débits d'entrée. Il est également observé que, pour des valeurs de β supérieur à 3, le paramètre α atteint une valeur asymptotique correspondant à un phénomène de saturation. Ce résultat est très important du point de vue pratique, car il indique que les pulsations d'amplitude supérieure à 3 fois le débit moyen n'améliorent pas le mélange des réactifs.

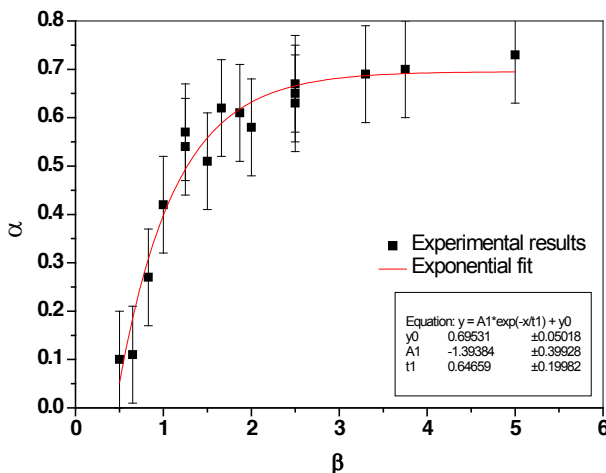


Figure 5 : Positionnement de la température maximale en fonction du rapport entre le pic et le débit moyen (signal sinusoïdal).

4.2.2. Signal carré

L'étude a été réalisée également pour des débits avec des lois temporelles de type signal carré, nous pouvons étudier l'effet de la variation de la fréquence sur le mélange. Pour ce faire, on augmente le nombre de Strouhal entre 0,005 et 0,02 (correspondant à une fréquence variant de 1,25 Hz à 5 Hz), défini comme suit:

$$S_t = \frac{f.D}{U} \tag{8}$$

La figure 6 montre que le paramètre α augmente avec le nombre de Strouhal. Ainsi, il apparaît que, pour les essais réalisés, le mélange est significativement amélioré en augmentant le nombre de Strouhal, c'est à dire la fréquence de pulsation. On peut également aborder l'effet du paramètre β sur le mélange, dans le cas d'un signal carré. La figure 7 montre que le résultat est très similaire à celui obtenu précédemment avec un signal de type sinusoïdal.

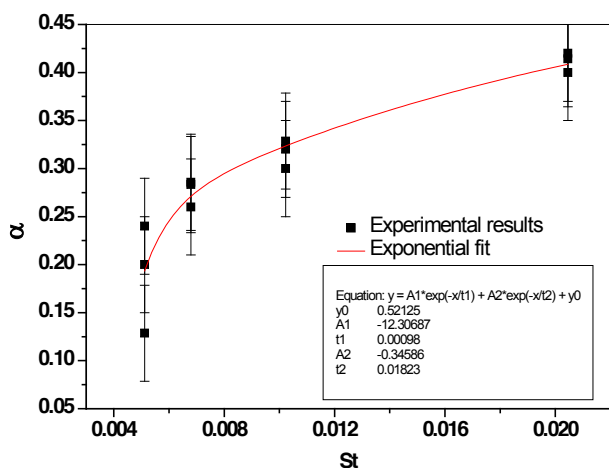


Figure 6 : Localisation de la température maximale en fonction du nombre de Strouhal

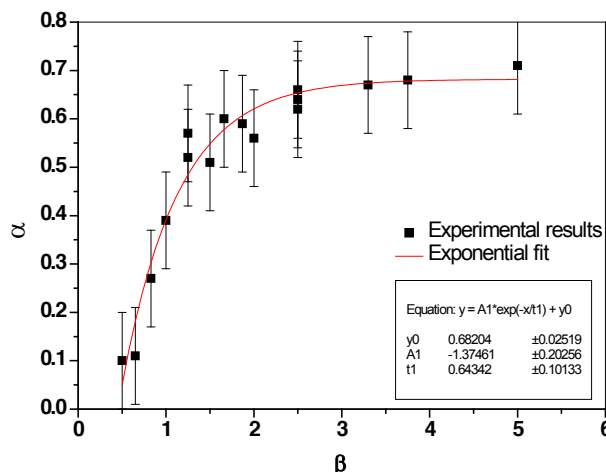


Figure 7 : Localisation de la température maximale en fonction du rapport entre amplitude et valeur moyenne du débit (signal carré).

5. Conclusion

Dans ce travail, on a étudié expérimentalement le mélange de 2 réactifs dans un microréacteur (microcanal en T) et ceci pour une réaction chimique «modèle» dite de neutralisation (acide/base). Les champs de température résultant du caractère exothermique de cette réaction sont observés sur une fine lame de verre recouvrant l'écoulement et ceci à l'aide d'une caméra infrarouge. Par le biais de l'utilisation de débits variables (de type sinusoïdal ou carré), le mélange des réactifs a pu être amélioré se traduisant par une localisation du maximum de température plus proche de l'entrée du microcanal. L'effet de deux paramètres sur le mélange a été étudié, ces 2 paramètres sont le nombre de Strouhal, St , lié à la fréquence des pulsations et la grandeur β désignant le rapport entre amplitude et valeur moyenne des débits d'entrée. L'effet de ces 2 paramètres est très net sur l'amélioration du mélange, de plus il est apparu un phénomène de saturation pour β supérieur à 3.

Références

- [1] D. Bokenkamp, A. Desai, X. Yang, Y. Tai, E. Marzluff, S. Mayo, *Anal. Chem.*, 70 (1998), 232-236.
- [2] J.P. Kenis, R.F. Ismagilov, G.M. Whitesides, *Science*, 285 (1999), 83-5.
- [3] P.C. Simpson, D. Roach, A.T. Woolley, T. Thorsen, R. Johnston, G.F. Sensabaugh, R.A. Mathies, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 95 (1998), 2256-61.
- [4] A. Mokrani, B. Bourouga, C. Castelain, H. Peerhossaini, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2009), 659-671.
- [5] G.G. Chen, G.S. Luo, S.W. Li, J.H. Xu, J.D. Wang, *AIChE J.*, 51 (2005), 2923-2929.
- [6] M.T. Janicke, H. Kestenbaum, U. Hagedorf, F. Schüth, M. Fichtner, K. Schubert, *J. Catalysis.*, 199 (2000), 282-293.
- [7] M. Luther, J.J. Brandner, K. Schubert, A. Renken, L. Kiwi-Minsker, *Chem. Eng. J.*, 135 (2008), S254-S258.
- [8] V. Kumar, M. Parascivoiu, K.D.P. Nigam, *Chem. Eng. Sci.*, 66 (2011), 1329-1373.
- [9] E.V. Rebrov, J.C. Schouten, M.H.J.M. De Croon, *Chem. Eng. Sci.*, 66 (2011), 1374-1393

- [10] N.T. Nguyen, Z. Wu, *J. Micromech. Microeng.*, 15 (2005), R1–R16.
- [11] V. Hessel, H. Lowe, F. Schönfeld, *Chem. Eng. Sci.*, 60 (2005), 2479-2501.
- [12] Y.K. Suh and S. Kang, *Micromachines*, 1 (2010), 82-111.
- [13] T.M. Floyd, M.A. Schmidt, K.F. Jensen, *Ind. Eng. Chem.*, 44 (2005), 2351-2358.
- [14] J.T. Adeosun, A. Lawal, *Sens. Act.*, 110 (2005), 101-111.
- [15] J.T. Adeosun, A. Lawal, *Chem. Eng. Sci.*, 65 (2010), 1865-1874.
- [16] W.F. Fang, J.T. Yang, *Sens. Act.*, 140 (2009), 629-642.
- [17] A.A. Mouza, C.M. Pasta, F. Schönfeld, *Chem. Eng. Res. Des.*, 86 (2008), 1128-1134.
- [18] W.B. Mao, J.L. Xu, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 52 (2009), 5258-5261.
- [19] I. Glasgow, N. Aubry, *Lab on Chip*, 3(2003), 114.
- [20] R.H. Liu, M.A. Stremler, K.V. Sharp, M.G. Olsen, J.G. Santiago, R.J. Adrien, H. Aref, D.J. Beebe, *J. Microelectrochem. Syst.*, 9 (2000), 190-197.
- [21] D.S. Kim, S.H. Lee, T.H. Kwon, C.H. Ahn, *Lab on Chip*, 5 (2005), 739-747.
- [22] H.S. Heo, Y.K. Suh, *J. Mech. Sci. Technol.*, 19 (2005), 199-208.
- [23] W. Jeon, C.B. Shin, *Chem. Eng. J.*, 152 (2009), 575-582.
- [24] J. Yang, K.J. Huang, Y.C. Lin, *Lab on Chip*, 10 (2005), 1140-1147.
- [25] A. Goulet, I. Glasgow, N. Aubry, *Mechanics Research Communications*, 33 (2006), 739-746.
- [26] D. Hamadi, B. Garnier, H. Willaime, F. Monti, H. Peerhossaini, *Lab on Chip*, (2012), DOI : 10.1039/C2LC20919E.
- [27] A.E. Kamholz, B.H. Weigl, B.A. Finlayson, P. Yager, *Anal. Chem.*, 71 (1999), 5340–5347.
- [28] A.E. Kamholz, E.A. Schillinga, P. Yager, *Biophysical Journal*, 80(2001), 1967-1972.
- [29] R.F. Ismagilov, A.D. Stroock, P.J.A. Kenis, G. Whitesides, *Appl. Phys. Lett.*, 76 (2000), 2376–2378.
- [30] C.N. Baroud, L. Menetrier, T. Colin, F. Okkels, P. Tabeling, *Congrès SHF «microfluidique»*, Toulouse, décembre 2002.

Simulation par méthode Monte Carlo du transport des phonons aux interfaces entre semi-conducteurs dans les matériaux nanostructurés

Valentin Jean ^a, Sébastien Fumeron ^a, David Lacroix ^a

a : LEMTA, Université de Lorraine, CNRS UMR 7563

Faculté des sciences et Techniques, B.P. 70239 - 54504 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex - France

valentin.jean@univ-lorraine.fr

Résumé - La maîtrise des techniques de fabrication de matériaux nanostructurés a fait émerger ces dernières années de nouvelles problématiques quant aux transferts thermiques à très courtes échelles d'espace et de temps. L'étude du transfert de chaleur nécessite la résolution l'équation de transport de Boltzmann (ETB) pour les phonons qui sont les porteurs de la chaleur dans les semi-conducteurs. En outre, l'ETB peut se résoudre par la méthode de Monte Carlo.

Le travail présenté dans cette communication expose l'influence des choix des paramètres du modèle statistique sur le calcul des propriétés thermique d'objets nanostructurés. L'objectif est de valider pleinement l'approche numérique pour à terme pouvoir modéliser les transports aux interfaces de super-réseaux constitués de silicium et de germanium.

1. Contexte

Les récents travaux concernant les transferts de chaleurs dans les matériaux nanostructurés ont fait émerger de nouvelles problématiques dans de nombreux domaines de la physique tels que l'énergétique, la micro-électronique et la science des matériaux.

Pouvoir contrôler le déplacement des porteurs de chaleur dans les matériaux (souvent nanostructurés) ouvre la voie à la conception de milieux aux propriétés nouvelles. La physique expliquant la conductivité thermique, due principalement aux phonons dans les semi-conducteurs et aux électrons dans les métaux est connue depuis plus d'un demi siècle pour les matériaux massifs [1], [2]. Des études ont été menées depuis sur l'influence du couplage électron-phonon (avoir des références- données : Majumdar, Ballandin) ainsi que les problèmes de diffusion aux interfaces entre semi-conducteurs et entre semi-conducteurs et métaux sont des problématiques encore ouvertes. Le phénomène de résistance thermique aux interfaces est particulièrement intéressant pour la création de super-réseaux (empilement de couches nanométriques de différents matériaux) dans lesquels il serait possible de contrôler à la fois les phénomènes de transport électrique et thermique.

Expérimentalement, des études ont déjà montré une chute de la conductivité thermique aux interfaces de nanostructures telles que Si/Ge, Si/SiC, GaAs/InSb. Ces matériaux prometteurs seront utiles pour pouvoir évacuer plus efficacement la chaleur dans les composants électroniques en constante miniaturisation. Les principaux outils numériques à disposition pour mener ces

études sont les méthodes basées sur la résolution soit de l'équation de Boltzmann (éléments finis, volumes finis, Monte Carlo) pour les phonons, soit des équations de Newton pour les atomes (dynamique moléculaire).

Dans ce travail, nous allons décrire et valider les limites de l'approche statistique. La suite de ce document présente brièvement le modèle employé, puis s'attache à décrire à travers différents tests les limites de la modélisation dans le cas de semi-conducteurs.

2. Modèles

2.1. Equation de transport

Les phonons sont les principaux porteurs de la chaleur dans les semi-conducteurs. Leur transport est régi par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{K}}\omega \cdot \nabla_{\mathbf{r}}f + \mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{j}}f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{collisions}} \quad (1)$$

où le nombre de phonons est donné par $n(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{K}} f(t, \mathbf{r}, \mathbf{K})$. Le terme $\partial f / \partial t$ représente la variation de la fonction de distribution au cours du temps, $\nabla_{\mathbf{K}}\omega \cdot \nabla_{\mathbf{r}}f$ traduit le déplacement des phonons dans la structure, $\mathbf{F} \cdot \nabla_{\mathbf{j}}f$ est la résultante des actions extérieures sur le transport des phonons (négligée dans notre étude).

Notre étude se déroule dans le cadre de l'approximation du temps de relaxation qui revient à linéariser le second membre sous la forme

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{collisions}} = \frac{f^0 - f}{\tau(\omega)} \quad (2)$$

où $\tau(\omega)$ représente le temps moyen avant qu'un phonon ne subisse une collision avec les frontières, une impureté ou un autre phonon lors d'un processus ternaire (normal ou Umklapp). La fréquence d'un phonon de vecteur d'onde \mathbf{K} est donnée par la relation de dispersion. Elle est nécessaire pour calculer le temps de relaxation ainsi que la vitesse des porteurs de chaleur dans le milieu, soit $v_g = \nabla_{\mathbf{K}}$

Holland [5] définit quatre temps de relaxation faisant intervenir des constantes à ajuster selon le matériau considéré :

$$\begin{aligned} \tau_I^{-1} &= B_I \cdot \omega^4 & \tau_{ULA}^{-1} &= B_L \cdot \omega^2 T^3 \\ \tau_{NLA}^{-1} &= B_L \cdot \omega^2 T^3 & \tau_{UTA}^{-1} &= \begin{cases} 0 & \text{si } \omega < \omega_{12}, \\ B_{TU} \frac{\omega^2}{\sinh \frac{\hbar\omega}{k_B T}} & \text{sinon} \end{cases} \\ \tau_{NTA}^{-1} &= B_{TN} \cdot \omega T^4 \end{aligned}$$

où ω_{12} est la fréquence de la branche TA telle que $K = \frac{K_{max}}{2}$

L'ensemble des caractéristiques précédentes se retrouve sur les courbes de dispersions donnant la fréquence en fonction du vecteur d'onde. Dans le cadre de notre étude, nous considérons le matériau isotrope. Les caractéristiques des phonons sont celles définies dans le plan [100]. De plus, seules les branches acoustiques sont prises en compte car les vitesses de groupe des branches optiques sont beaucoup plus faibles et ne contribuent donc que très peu à la conductivité

2.2. Modèles de dispersion

Il existe différents modèles pour représenter les relations de dispersion. Holland [5] découpe chaque branche en deux segments de droite de sorte que la vitesse d'un phonon ne peut prendre que deux valeurs pour une polarisation donnée. E. Pop [6] considère quant à lui des vitesses dépendant de la fréquence, pour une polarisation donnée, en décrivant les branches acoustiques à l'aide de polynômes du second degré. D'autres expressions telles que des expressions en sinus sont décrites par Chung [7].

Dans notre étude, nous modélisons la branche longitudinale de la même manière que E. Pop. En revanche nous jugeons que les faibles vitesses du bord de zone ne sont pas bien prises en compte avec une telle approximation pour la branche transverse du germanium. Nous préférons considérer une relation de dispersion de la forme $\omega = a(1 - \exp(-bK))$ où ω est la pulsation et K le vecteur d'onde. Les courbes de dispersion utilisées et les densités sont représentées sur la figure 1. Cette figure présente également les fonctions cumulées normées qui servent à l'échantillonnage en fréquence des phonons.

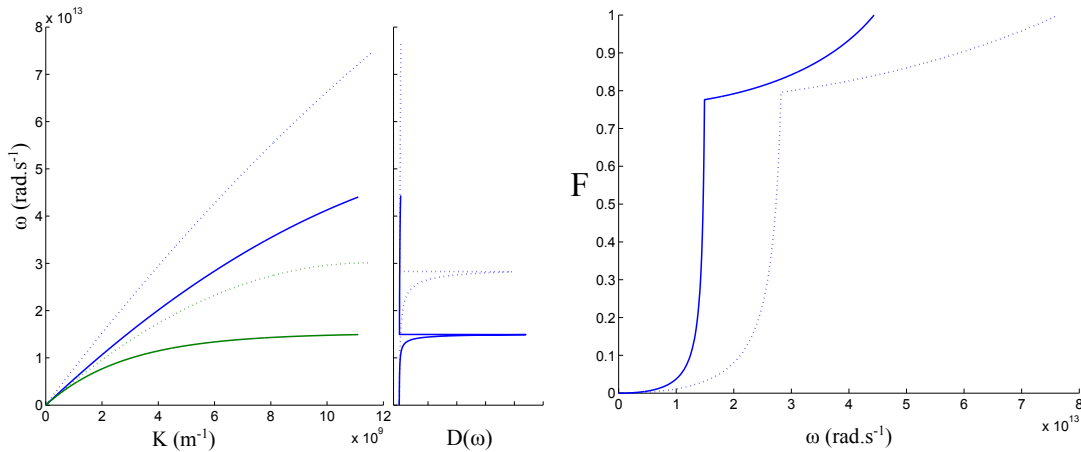


Figure 1 Courbes de dispersion polynômiales (gauche), densités d'états théorique (milieu) et cumulée normée pour le silicium (pointillés) et le germanium (traits pleins), considérés isotropes

3. Simulations

3.1. Outils numériques

Le code utilisé pour résoudre l'équation de Boltzmann pour les phonons dans les semi-conducteurs dans notre étude repose sur la méthode de Monte Carlo. Il a été initialement développé par D. Lacroix [9]. La résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode de Monte Carlo rencontre un grand succès car elle permet aussi bien de traiter des problèmes stationnaires [8] que ceux en régime transitoire. Il permet de modéliser le transport des phonons dans une structure de dimension micro et nanométrique, divisée en cellule de taille constante selon la direction de l'épaisseur, voir figure 2.

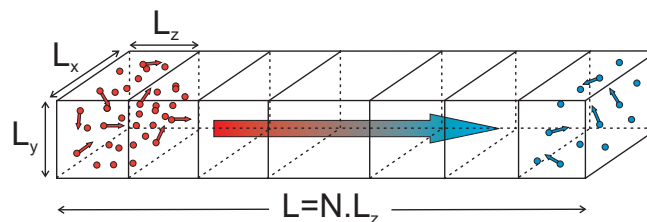


Figure 2 Géométrie modélisée : nanofilm d'épaisseur L et d'extension infinie selon x et y . La position, l'énergie et la vitesse sont tirées aléatoirement en accord avec les relations de dispersion.

La structure est soumise à une différence de température maintenue à l'aide de deux corps noirs aux extrémités. Les cellules qui ne sont pas thermalisées par les conditions limites sont initialisées à la température la plus faible des deux précédentes. Au départ du calcul, des phonons sont échantillonnés en fréquence, à l'aide de nombres aléatoires, en respectant les propriétés spectrales du matériau de sorte que les énergies de chaque cellule correspondent aux conditions décrites précédemment.

Les phonons se déplacent ensuite dans la structure au sens de la mécanique classique, $d = v_g \cdot \Delta t$, où d est la distance parcourue à la vitesse de groupe v_g pendant l'intervalle de temps Δt . Les processus de collisions sont modélisés en tirant des nombres aléatoires de sorte à déterminer, en fonction de la fréquence, si un phonon donné sera diffusé, et le cas échéant, s'il s'agit d'une diffusion due à une impureté, d'un processus-N ou d'un processus-U. A la fin de chaque itération, la température est calculée dans chaque cellule de sorte qu'elle correspond à la contribution énergétique de chaque phonon présent. Le flux est également déterminé dans chaque cellule d'après la relation $\phi = \sum_{\text{phonons}} \hbar \omega v_g$. Lorsque le flux est stabilisé dans l'ensemble de la structure, il est possible de déterminer la conductivité au sens de la loi de Fourier $\lambda = \phi / \Delta T$, généralement, au delà de 30 nanosecondes.

Avec cet outil, nous sommes en mesure de calculer la conductivité de nanofilms sur une plage de température étendue. Sauf mention explicite contraire, les simulations suivantes ont

| T (K) | Si | | | Ge | | |
|----------|------|------|------|------|--------|------|
| | % I | % N | % U | % I | % N | % U |
| 50 | 71,2 | 16,2 | 12,6 | 83,4 | 15,1 | 1,5 |
| 100 | 27,7 | 41,9 | 20,4 | 51,6 | 42,7 | 5,7 |
| 200 | 10,5 | 69,7 | 19,8 | 11,9 | 78,1 | 10,1 |
| 300 | 3,3 | 78,6 | 18,1 | 4,1 | 84,2 | 11,7 |
| 400 | 1,3 | 81,8 | 16,9 | 2,4 | 81,5,0 | 16,1 |
| 500 | 0,7 | 82,4 | 16,9 | 1,6 | 77,0 | 21,4 |

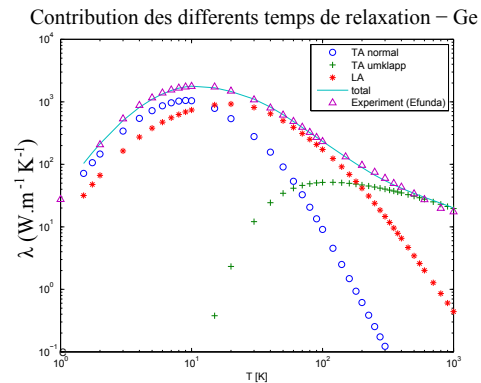


Tableau 1 Répartition des processus diffusifs en fonction de la température pour le silicium et le germanium (gauche) et contribution des différents temps de relaxation sur la conductivité du germanium ; comparaison avec les valeurs expérimentales de Weber et al.[4] (droite) .

été menées sur un nanofilm de $2\mu\text{m}$ d'épaisseur. Le nombre de phonons simulés est ajusté via un facteur d'échelle de sorte à avoir environ 20 000 phonons par cellule. Des simulations ont montré qu'avec un nombre plus élevé de phonons simulés les grandeurs sont obtenues avec un gain de précision négligeable.

3.2. Répartition des phénomènes de diffusion en fonction de la température

Les phénomènes de diffusion, par nature résistifs, sont à l'origine de la limitation de la conductivité. Leur prépondérance relative dépend grandement de la température. A faible température, la diffusion est principalement due aux impuretés alors qu'à plus haute température la contribution des processus Umklapp devient dominante [1].

Le tableau 1 donne la répartition des processus de diffusion des phonons dans le silicium et le germanium en fonction de la température tels qu'ils sont dénombrés par l'outil statistique. On constate que les évolutions théoriques attendues sont confirmées par les calculs dans le cas du silicium. En effet, les impuretés sont les principales responsables des diffusions à basses températures, puis diminuent constamment. Les processus normaux sont majoritaires à partir d'une centaine de Kelvin, puis leur proportion décroît à mesure que les processus de type Umklapp deviennent plus fréquents. Ces derniers restent néanmoins minoritaires devant les processus-N.

Les processus Umklapp contribuent pour une part importante à la chute de la conductivité. On constate sur le tableau 1 que la part des processus Umklapp est plus importante dans le germanium que dans le silicium. Ceci confirme le fait que la conductivité du germanium est grandement inférieure à celle du silicium ($65 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $148 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, respectivement à 300 K).

Cette tendance est illustrée sur la figure associée à la table 1 qui reprend la démarche établie

par Holland [5] qui permet de déterminer les valeurs des temps de relaxation. Sur cette figure la contribution de chaque mécanisme à la conductivité thermique du matériau (ici le germanium) y est représentée.

3.3. Influence du gradient imposé sur l'estimation de λ

La conductivité, telle qu'elle est définie dans la loi de Fourier est le rapport d'un flux sur une différence de température. De plus, la conductivité dépend de la température à laquelle elle est évaluée. On s'intéresse dans cette partie au gradient imposé entre les extrémités. On fait ainsi varier la température des corps noirs pour avoir des différences allant de 2 K à 200 K. Ces calculs sont utiles pour deux raisons. Premièrement, plus le gradient est important, plus les calculs sont longs avant d'atteindre l'état stationnaire. Réduire ΔT permet donc de réduire le temps de calcul, ce qui est un critère important avec les méthodes de type Monte Carlo particulièrement chronophages. Par ailleurs, la conductivité des matériaux est plus ou moins sensible à la valeur prise par la température. Par conséquent, réduire l'écart de température c'est également estimer plus précisément λ .

| | | | | | | | |
|-------------------------------------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| ΔT (K) | 2 | 5 | 10 | 20 | 50 | 100 | 200 |
| λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) | 171 | 171 | 162 | 155 | 159 | 160 | 170 |
| $\lambda_{theorique}$ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) | 146 | 144 | 144 | 142 | 140 | 141 | 145 |

Tableau 2 Evolution de la conductivité en fonction de la différence de température, temps de relaxation de Terris (mettre la référence). Le $\lambda_{theorique}$ est calculé en prenant les conditions limites comme température de référence. Les valeurs de la deuxième colonne sont elles calculées à partir des cellules adjacentes aux extrémités.

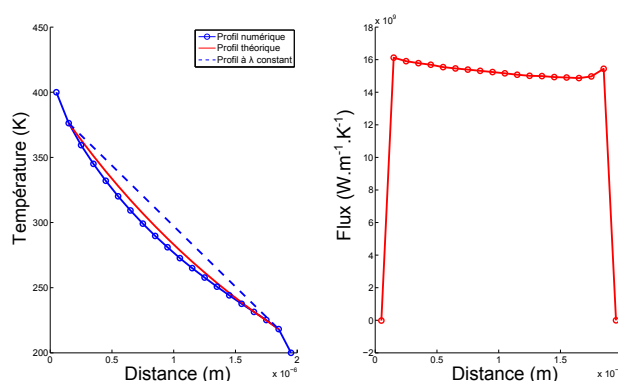


Figure 3 Profils des températures (gauche) et du flux (droite) dans un nanofilm de silicium soumis à une différence de température de 200 K. Le profil des températures se courbe au lieu d'adopter l'allure linéaire typique d'une conductivité ne variant pas avec la température.

Notons qu'en deçà d'une différence de 2 K, le flux est faible et ne parvient pas à se stabiliser proprement. Ceci est donc une limite numérique inhérente à notre code. En revanche, lorsque la différence de température est importante, le flux est plus uniforme mais la durée du calcul s'accroît. On retrouve également le profil de température théorique attendu lorsque la conductivité varie en fonction de la température pour des grands écart de température ($\Delta T > 100$ K). Ce résultat est présenté sur la figure 3 où le nanofilm est soumis à un ΔT de 200 K. Sur cet intervalle, la conductivité du silicium mesurée varie entre 98,9 et 264 [12] $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Cela induit notamment une évolution non-linéaire du profil de température.

Le profil des températures précédent en régime établi met en évidence un effet balistique au niveau des cellules situées aux extrémités (rupture de pente). Cet effet a été mis en évidence par D. Lacroix [9] lorsque l'épaisseur du nanofilm diminue. L'existence d'une contribution balistique va influencer la valeur de la conductivité thermique qui devient alors plus élevée que celle obtenue sur un matériau massif. La solution actuellement à l'étude consiste à modifier la discrétisation spatiale, c'est-à-dire la taille des cellules.

3.4. Influence du pas de temps sur l'estimation de λ

Le choix de la discrétisation temporelle a également donné lieu à des simulations. Le germanium ayant des vitesses de groupe globalement plus faibles que le silicium, le pas de temps doit être ajusté pour pouvoir, à terme, modéliser des structures composées de ces deux matériaux. Nous présentons ici les résultats concernant le silicium. Les tendances sont identiques pour le germanium. La discrétisation temporelle, Δt , intervient d'une part dans le temps de dérive des phonons dans la structure et d'autre part dans le calcul de la probabilité de collision via l'expression :

$$P_{col} = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right) \quad (3)$$

où τ est le temps de relaxation total défini à l'aide de la règle de Matthiesen : $\tau^{-1} = \sum_n \tau_n^{-1}$, où la somme se fait sur les processus responsables de la diffusion des phonons.

On observe sur la figure 4 que la conductivité thermique diminue à mesure que le pas de temps décroît pour se stabiliser pour des valeurs de Δt inférieures à 1ps. Dans le cas présent, les conductivités, plus faibles que celles obtenues précédemment, résultent du choix des constantes utilisées pour l'estimation des temps de relaxation (ici, ceux de Holland). Les temps de relaxation calculée par Terris nous permettent de déterminer une conductivité plus proche des valeurs expérimentales. Ces temps de relaxation ont été déterminés à partir des relations de dispersion de Pop tandis que ceux de Holland proviennent des courbes de dispersion modélisées à l'aide de segments de droite.

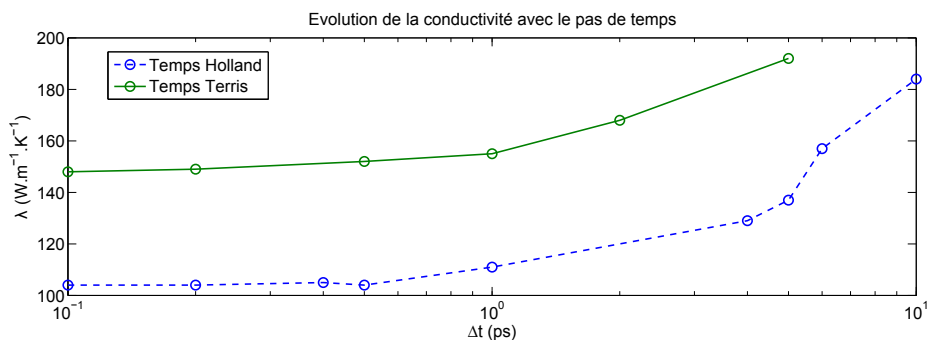


Figure 4 Evolution de la conductivité du silicium en fonction du pas de temps. Modélisation à l'aide des temps de relaxation de Holland.

4. Conclusion

Bien que le code montre un fonctionnement tout à fait cohérent vis-à-vis de la théorie sur le silicium, les valeurs de conductivité trouvées pour le germanium ne sont pas satisfaisantes. Nous trouvons numériquement une valeur d'environ $161 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le nanofilm de silicium, ce qui est proche des valeurs expérimentales. En revanche, nous trouvons une conductivité d'environ $27 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le germanium, ce qui est environ la moitié de celle mesurée expérimentalement. Afin d'identifier la raison de ce phénomène, nous sommes revenu au modèle de Holland (modèle à quatre vitesses) sans que les résultats ne changent. A ce jour, nous mettons en place un moyen de déterminer le plus justement les temps de relaxation. Ce n'est qu'une fois le code validé sur ces deux matériaux qu'il sera possible de modéliser le transport des phonons aux interfaces afin de prédire le comportement de super-réseaux créés à partir de ces matériaux.

Références

- [1] C. Kittel. Introduction to solid state physics, *John Wiley and sons*, 2004, 8
- [2] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, *Solid state physics*, Saunders College, 1976
- [3] Tubino, R. L. Piseri, and G. Zerbi. *Journal of Chemical Physics*, Vol. 56, pp. 1022-1039, 1971.
- [4] Weber W. *Physical. Review*. Vol. 10, pp 4789-4803, 1977.
- [5] M.G. Holland. Analysis of lattice thermal conductivity. *Physical Review*, Vol. 132, pp. 2461-2471, 1963.
- [6] E. Pop and R.W. Dutton and K.E. Goodson. Analytic band Monte Carlo model for electron transport in Si including acoustic and optical phonon dispersion. *Journal of Applied Physics*, Vol. 96, pp 4998-5005, 2004.
- [7] J.D. Chung and A.J.H. Mc Gaughey and M. Kaviany. Role of Phonon Dispersion in Lattice Thermal Conductivity Modeling. *Journal of Heat Transfert*, Vol. 126, pp. 376 - 380, 2004.
- [8] J. Randrianalisoa, D. Baillis. Monte Carlo simulation of steady state microscale heat transport. *Journal of Heat Transfert*, Vol. 130, p 072404, 2008.
- [9] D. Lacroix and K. Joulain and D. Lemonnier. Role of Phonon Monte Carlo transient phonon transport in silicon and germanium at nanoscales. *Physical Review B.*, Vol. 72, 064305, 2005.
- [10] A. A. Balandin, E. P. Pokatilov and D. L. Nika. Phonon Engineering in Hetero and Nanostructures. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, Vol 2, pp 140-170, 2007

- [11] A. Majumdra and P. Reddy, Role of electron-phonon coupling in thermal conductance of metal-nonmetal interfaces. *Applied Physics Letters*, Vol 84, p 4768, 2004
- [12] Efunda, www.efunda.com

Mesures des propriétés thermiques d'un dépôt submicrométrique d' Al_2O_3 amorphe déposé par ALD

Andrea CAPPELLA², Vincent SCHICK^{1*}, Jean-Luc BATTAGLIA³, Andrzej KUSIAK³, Claudia WIEMER⁴, Luca LAMAGNA⁴

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA/CNRS)
2 avenue de la Forêt de Haye – BP 160 – 54504 Vandoeuvre les Nancy Cedex

²Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) – Pôle Photonique Énergétique
Avenue Roger Hennequin – 78197 Trappes Cedex

³Institut de Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux (I2M)
Esplanade des Arts et Métiers – 33405 Talence Cedex

⁴Laboratoire Materials and Devices for Microelectronics (MDM)

Via C. Olivetti, 2 – I-20864 Agrate Brianza (MB) Italy

* auteur correspondant : vincent.schick@ensem.inpl-nancy.fr

Résumé - L'oxyde d'aluminium Al_2O_3 amorphe, est un bon isolant thermique et électrique. L'industrie microélectronique s'intéresse à ce matériau pour développer de nouveaux diélectriques de haute pureté aux échelles submicrométriques. Elle cherche ainsi à déterminer précisément ses propriétés thermiques sur une large plage de température. Des mesures de conductivité sont donc réalisées ici sur des échantillons d' Al_2O_3 déposé par ALD de 150 à 400 nm d'épaisseur. Ces essais sont réalisés entre 20 et 600°C et sont complétés par des caractérisations physico-chimiques afin de vérifier l'évolution de la structure du matériau au cours de l'expérience.

Nomenclature

| | | | |
|-------|-------------------------------------------------------------|-----------------------|--------------------------------------------|
| T | température, K | <i>Symboles grecs</i> | |
| a | Amorphe | α | diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$ |
| k | Conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ | ρ | Masse volumique $kg \cdot m^{-3}$ |
| C_p | Capacité thermique massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ | κ | Coefficient d'extinction optique |
| e | Épaisseur, m | λ | Longueur d'onde m |
| E | Module d'Young, GPa | φ | Densité de flux, $W \cdot m^{-2}$ |
| r | Résistivité électrique $ohm \cdot cm$ | ω | Pulsation, s^{-1} |
| R | Résistance thermique, Km^2W^{-1} | $1/\beta$ | Profondeur de pénétration optique m^{-1} |
| f | Fréquence, Hz | <i>Indices</i> | |
| K | Constante diélectrique statique | d | dépôt |
| | | s | substrat |

1. Introduction

Cette étude vient compléter [1] les travaux menés depuis quelques années aux TREFLE sur la caractérisation thermique des éléments constitutifs des mémoires informatiques de nouvelle génération dites « mémoires à changement de phase » (PRAM) ou mémoire ovonique. Il s'agit d'une technologie basée sur le changement de phase d'alliages semi-conducteurs. Ces matériaux présentent ainsi une importante variation de certaines propriétés physiques lors du passage de l'état amorphe (pas d'ordre atomique à longue distance) à un état cristallin (état organisé). Dans le cas des PRAM, on met en œuvre l'alliage $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST 225 en abrégé), la variation très importante de la résistivité électrique de ce dernier lors du changement de structure de la phase amorphe à cristalline constitue le passage du 0 au 1 du bit des PRAM. [2] Ces mémoires fonctionnent sur une large plage de température, de l'ambiante jusqu'au point de fusion du GST (environs 630°C). Nos précédents travaux ont

essentiellement porté sur la mesure des propriétés thermiques du GST. Ici nous nous intéressons aux propriétés thermiques de l'élément diélectrique qui joue le rôle d'isolant thermique et électrique entre les cellules de base d'une mémoire (voir figure 1). Dans les PRAM, on utilise généralement comme diélectrique des matériaux amorphes tel que les nitrures de silicium $a\text{-Si}_3\text{N}_4$, des silices $a\text{-SiO}_2$, ou depuis peu des alumines $a\text{-Al}_2\text{O}_3$ (voir tableau récapitulatif 1).

| Propriétés | $a\text{-SiO}_2$ | $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ | $a\text{-Al}_2\text{O}_3$ |
|--------------------------------------------|---------------------|---------------------------|---------------------------|
| ρ (kg m^{-3}) | 2200-2650 | 2100-3770 | 3200 |
| C_p ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) | 787 | 795-880 | 400 |
| k ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) | 0,5 - 1,46 | 0,7 - 3,3 | 0,8-13 |
| E (GPa) | 73 | 350 | 180-380 |
| CTE (K^{-1}) | 0,55-0,6 | 6 | 3,5-7,7 |
| r (ohm-cm) | $10^{14} - 10^{16}$ | 10^{14} | 10^{14} |
| K | 3,9 | 7 - 7,5 | 7 - 10 |

Tableau 1 propriétés physiques typiques de diélectrique amorphe à 20°C

Les propriétés des couches minces de SiO_2 et Si_3N_4 sont relativement bien décrites dans la littérature et ce, pour de nombreux procédés de déposition. Il reste cependant des lacunes sur les propriétés thermiques de l'alumine amorphe notamment au delà de 200°C. On s'intéresse ici plus particulièrement à $a\text{-Al}_2\text{O}_3$ obtenue par ALD (Atomic Layer Deposition), une technique qui permet d'obtenir des dépôts de grandes puretés avec une précision sur l'épaisseur de l'ordre de 1 Å. De plus la structure amorphe ne recristallise qu'à haute température (700-800°C) [3]. Enfin c'est un procédé de déposition à basse température qui ne nécessite pas de chauffer le substrat et n'entraîne donc pas de détérioration de ce dernier.

Dans cette étude nous réalisons la mesure de la conductivité thermique de l'alumine amorphe déposée sous forme de couche mince sur un substrat jusqu'à 600°C.

2. Dispositif expérimental

La mesure de conductivité thermique est effectuée à partir d'un banc de radiométrie photothermique modulée. Le principe de ce dispositif repose sur la mesure du déphasage entre un signal d'excitation et la réponse thermique à celui-ci. Elle est de type face avant étant donné qu'elle s'effectue sur la face excitée de l'échantillon. Le montage, déjà utilisé dans une étude similaire [4], est décrit figure 2 sur laquelle on note :

- Un laser Ar^+ (noté (1) sur la figure 2) qui fournit l'excitation photothermique. Il est utilisé à la longueur d'onde de 514 nm (puissance ~ 500 mW mesurée en continue sur l'échantillon à partir d'un radiomètre). Le faisceau laser de profil spatial gaussien (rayon de 1mm) est modulé en temps sous la forme de créneaux à l'aide d'un modulateur acousto-optique sur une plage de 1 à 100 kHz (2).
- L'échantillon, qui reçoit l'excitation laser, est placé à la focale d'un miroir parabolique « off axis » (6). Le signal infrarouge de réponse à l'excitation est ainsi collecté et focalisé vers un mono détecteur photoconducteur HgCdTe (2-12 μm) (5) [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 (3)) et la mesure.
- Une platine chauffante LINKAM TS 1200 (4) 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.

Les matériaux à étudier sont sous la forme de couche mince. Les échantillons d'alumine amorphe sont déposés par ALD à 100°C sur un Wafer de silicium (substrat monocristal [100]) préalablement oxydé thermiquement pour créer une couche d'adhésion de SiO₂ amorphe d'environ 80nm ($k_{\text{SiO}_2}=1,45 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$, mesuré par $3-\omega$). Les propriétés thermiques du substrat en fonction de la température sont les suivantes $k_{\text{Si}} = 982,98 T^{-0,4737} \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $\rho C_p = 2300(705 + 0,428T) \text{ J m}^{-3}\text{K}^{-1}$. On réalise 4 échantillons d'Al₂O₃ d'épaisseurs différentes de 150, 200, 300 et 400 nm. Ces empilements sont ensuite recouverts d'une couche transductrice métallique. En effet au vue de ces faibles dimensions, on ne peut négliger le terme source lié l'absorption de la source optique, celui-ci suivant une loi de Beer.

La profondeur d'absorption d'un rayonnement optique par un matériau dépend de son coefficient d'extinction optique κ (partie imaginaire du coefficient réfraction complexe) et de la longueur d'onde du rayonnement incident λ . Cette profondeur de pénétration est alors $1/\beta = \lambda/4\pi\kappa$. L'alumine amorphe a un coefficient d'extinction optique très faible dans le visible. Nous avons alors décidé de déposer une couche de platine (coefficient κ du platine égal à 3,5 à 514 nm), un calcul précis nous montre alors que 30 nm de Pt sont suffisant pour réaliser une absorption du flux à la surface du dépôt d'alumine (la couche de Pt, de faible épaisseur est supposée parfaitement isotherme pour toutes les fréquences balayées).

Le détecteur HgCdTe ne mesure pas directement la température à la surface de l'empilement Si//SiO₂/Al₂O₃/Pt, mais l'émittance hémisphérique totale. Aussi, on se place dans des conditions d'excitation particulière de manière à ce que le signal mesuré soit linéairement proportionnel à ces variations. En effet, l'émittance hémisphérique totale étant : $M = \varepsilon\sigma T^4$, elle peut s'écrire $\varepsilon\sigma T^3 \Delta T$, en prenant ΔT , variation de température à la surface de notre échantillon, faible (1K). Cette hypothèse de linéarité est fondamentale pour l'utilisation des mesures dans le modèle du transfert de chaleur dans l'échantillon décrit juste après. Cette hypothèse est validée sur un échantillon de tungstène dont les propriétés sont parfaitement connues en fonction de la température (on trace les valeurs de l'amplitude et de la phase pour différentes valeurs du flux d'excitation à quelques fréquences et on vérifie la linéarité).

3. Modélisation des phénomènes et estimation des propriétés thermiques

La modélisation du transfert de chaleur au sein de l'échantillon dans la configuration expérimentale est simple si le transfert est linéaire et si le régime de conduction de Fourier est vérifié. La première hypothèse a été vérifiée comme nous l'avons signalé précédemment. La deuxième hypothèse de travail a été validée au travers d'une expérience de thermorélectrométrie picoseconde sur un échantillon similaire (Si//Si₃N₄/Al) et d'une modélisation basée sur le modèle à deux températures [5]. Il a ainsi été montré qu'à partir d'un temps de 100 ps, après excitation, on a établissement d'un régime de Fourier. Ainsi au vue des fréquences caractéristiques de l'expérience, on peut résoudre l'équation de du transfert de la chaleur dans le multicouche Si//SiO₂/a-Al₂O₃/Pt. Lors des mesures en radiométrie photothermique, la gamme de fréquence f balayée par la source d'excitation est

comprise entre 1 et 100 kHz. La profondeur caractéristique de pénétration de l'onde de chaleur dans le dépôt est $\sqrt{\alpha_d/\pi f}$. Dans notre cas ; la pénétration de l'onde de chaleur est très grande devant l'épaisseur e_d du dépôt (mais reste petite devant e_s même aux basses fréquences du domaine exploré), plusieurs hypothèses peuvent donc être formulées :

- Le substrat est considéré comme ayant un comportement semi-infini vis-à-vis de l'onde thermique
- L'absorption de la source optique se fait sur toute l'épaisseur du transducteur et celle-ci est négligeable. Cela nous amène à négliger l'épaisseur du transducteur optique (de l'ordre de 30 nm) et à considérer l'absorption de la source optique comme un phénomène surfacique de flux se produisant à l'interface entre la couche métallique et le dépôt à analyser.
- Le dépôt à analyser peut être assimilé à une résistance thermique de valeur e_d/k_d .

La prise en compte de ces trois points nous permet d'écrire en utilisant le formalisme des quadripôles thermique le schéma équivalent pour les transferts en figure 3. A fréquence élevée (>1kHz), le rayon de la zone excitée (diamètre du spot laser ~2 mm) étant grande devant l'épaisseur des couches, le transfert de chaleur est supposé unidirectionnel. Ceci conduit à exprimer la température sur la face avant en fonction du flux dans l'espace des fréquences sous la forme :

$$\theta_p(j\omega) = (Z_s^\infty(j\omega) + R_{th})\varphi_0(j\omega) \tag{1}$$

Avec :

$$Z_s^\infty(j\omega) = \frac{1}{k_s} \sqrt{\frac{\alpha_s}{j\omega}} \tag{2}$$

Et :

$$R_{th} = \frac{e_d}{k_d} + \frac{e_{SiO2}}{k_{SiO2}} + R_{ds} + R_{td} = \frac{e_d}{k_d} + \frac{e_{SiO2}}{k_{SiO2}} + RTC \tag{3}$$

Notons qu'en régime modulé il n'est pas nécessaire de calculer la transformée inverse de Laplace de la relation (1). Il suffit de calculer le module et 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 l'amplitude et de la phase obtenues au niveau de 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 droite ainsi obtenue, on obtient respectivement la conductivité thermique du dépôt et la somme des résistances thermiques de contact de l'empilement (RTC). A noter que cette méthode d'estimation ne nécessite pas la connaissance préalable de $\rho.Cp$ du dépôt.

4. Résultat et discussions

Les mesures sont effectuées sous atmosphère contrôlée (Argon) de 20 à 600°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.

Les premiers essais ont été menés sur des échantillons d'alumines amorphes surmontés d'un transducteur de platine déposé par dépôt physique en phase gazeuse à faisceau

d'électron. Lors de ces essais, des déformations de la surface de platine apparaissent sous formes de bulles (voir figure 4). Des mesures effectuées par réflexion des rayons X (XRR) ont cependant montré que la structure du dépôt n'est pas altérée par la mesure à 600°C, comme le montre la figure 5 (mesure avant et après recuit à 600°C). Il en est de même pour les mesures faites par diffraction des rayons X (DRX). En effet sur les diffractogrammes avant et après recuit à 600°C, seul les pics caractéristiques du platine apparaissent, ce qui signifie que Al₂O₃ n'a pas cristallisé lors de l'expérience. Ces bulles sont probablement le fait d'un dégazage de l'échantillon à partir de 200°C au niveau de l'interface Al₂O₃/Pt. En effet le gonflement de la surface de platine suite à une formation que nous supposons d'hydrogène ou d'eau moléculaire. La surface de l'alumine déposée par ALD, une fois en contact avec l'humidité de l'air, peut souvent se terminer par une mono-couche d'anions hydroxydes OH [6], et la condensation engendrée par la température de deux groupes hydroxydes peut mener à la formation d'une molécule « libre » de H₂O à la surface de l'alumine et entraîner la formation de bulle. Pour palier ce problème, on effectue un recuit rapide pendant 1 minutes à 400°C avant de déposer la couche de platine. Cette dernière est, quant à elle, déposée par pulvérisation cathodique, car ce procédé permet une meilleure adhésion de ce métal. On parle alors d'alumine amorphe thermiquement stabilisée.

Les essais sont effectués sur 4 échantillons d'épaisseurs différentes, respectivement 150, 200, 300 et 400nm. Les estimations de R_{th} en fonction de l'épaisseur réalisée dans un premier temps montre que les valeurs de résistance thermique pour la couche de 300 nm sont quasiment le double de celle de 400 nm entre 20 et 200°C, au-delà, la relation entre R_{th} et l'épaisseur est linéaire. Ceci s'explique par le fait que le dépôt d'alumine de 300 nm, contrairement aux autres est déposé en deux fois. Ainsi, un phénomène similaire à celui se produisant à l'interface Al₂O₃/Pt lors du dépôt métallique se produit entre les deux phases du procédé de déposition, rajoutant une interface, et donc une résistance thermique supplémentaire. Cette irrégularité disparaît avec le recuit. C'est pourquoi, avant d'effectuer une mesure sur l'échantillon de 300 nm on effectue un recuit de 2 heures à 200°C pour faire disparaître l'irrégularité de la couche d'alumine.

Les estimations de R_{th} en fonction de la température réalisées pour ces quatre épaisseurs entre 20 et 600°C avec un recuit à 99°C sont présentées en figure 6. A partir des droites sur cette figure on peut calculer la conductivité thermique du dépôt d'alumine k_d (figure 7) ainsi que la résistance thermique aux interfaces R_i (figure 8). Nous avons comparé les valeurs estimées de conductivité thermique à des valeurs bibliographiques obtenues jusqu'à 200°C. La figure 7 montre que, à partir de 200°C, l'estimation obtenue pour l'alumine amorphe déposée par ALD s'écarte de la tendance trouvée dans la bibliographie [7,8]. Cette écart provient certainement du phénomène de dégazage qui, bien que mieux maîtrisé, reste toujours présent. Les plus grosses incertitudes sont observées entre 200°C et 400°C, le phénomène de dégazage étant probablement encore présent, ce qui conduit une mauvaise optimisation. En conclusion une conductivité thermique initiale de 1,8 Wm⁻¹K⁻¹ à ±40% peut ainsi être attribuée à l'alumine amorphe à 50°C, conductivité qui augmente linéairement jusqu'à une valeur de 3,4 Wm⁻¹K⁻¹ à ± 5% à la température de 600°C. Cette évolution quasi linéaire de la conductivité thermique avec la température est bien caractéristique d'un matériau amorphe.

Concernant les valeurs de la somme des résistances thermiques aux interfaces en figure 8, elle varie faiblement sur la plage de températures explorée. La valeur à 50°C est estimée à 8 x 10⁻⁸ Km²W⁻¹ à ± 30% et décroît jusqu'à la valeur de 5 x 10⁻⁸ Km²W⁻¹ à ± 10% à la température de 600°C. Même si les mesures de phase montrent une divergence avec le modèle sur la plage de températures comprises entre 200 et 400°C, la valeur estimée est en moyenne proche de celle proposée par la littérature de 2,6–2,8 x 10⁻⁸ Km²W⁻¹ [9]. A noter

que la valeur de R_{th} totale estimée pour le dépôt d'alumine une fois recuite à 99°C n'est plus supérieure à la valeur estimée à 100°C. Il faut rappeler ici que la contrainte thermique imposée à ce échantillon (2 heures de dégazage à 200°C plus 5 heures de mesure PTR) est important et un endommagement de la couche métallique ne peut être exclu.

5. Conclusions et perspectives

Ce travail a permis d'estimer les propriétés thermiques d'un matériau nouveau obtenu par un procédé novateur et mis en œuvre dans des conditions particulières (faibles dimensions et hautes températures). La mesure et l'identification ont été réalisées à l'aide d'un modèle et d'une expérience relativement simple basé sur la loi de Fourier valable à l'échelle submicrométrique. Les mesures thermiques sont complétées par une vérification de l'intégrité et de la structure du matériau. La connaissance de ces données sera ainsi utile pour les micro-électroniciens qui réalisent le dimensionnement des cellules mémoires.

Ce travail s'inscrit aussi dans la problématique de mesure de couche mince liquide GST à haute température. Les dépôts d'alumine amorphe par ALD sont adaptés aux géométries complexes. Or l'étude des GST 225 à l'état liquide nécessite d'emprisonner des structure aux volumes de l'ordre du μ litre de GST (voir figure 9) dans une matrice d'oxydes résistantes aux contraintes à haute températures. Ainsi les connaissances acquises ici doivent permettre à moyen terme d'effectuer ces mesures des liquides.

Références

- [1] V. Schick, Caractérisation d'une mémoire à changement de phase, mesure de propriétés thermiques de couches minces à haute température, *Université de Bordeaux* (2011)
- [2] M. Wuttig, Towards a universal memory? *Nature Materials*, 4, (2005), 265–266
- [3] V. Afanas'ev, A. Stesmans, B. Mrstik et C. Zhao, Impact of annealing-induced compaction on electronic properties of atomic layer-deposited Al₂O₃. *Applied Physics Letters*, 81- 9, (2002), 1678,
- [4] J-L. Battaglia, A. Kusiak, V. Schick, A. Cappella, C. Wiemer, M. Longo et E. Varesi, Thermal characterization of the SiO₂-Ge₂Sb₂Te₅ interface from room temperature up to 400 °C, *Journal of Applied Physics*, 107-4, (2010), art. no. 044314
- [5] J.L Battaglia, A. Kusiak, C. Rossignol, et N. Chigarev, Thermal diffusivity and effusivity of thin layers using time-domain thermoreflectance, *Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics*, 76, 2007, 184110.
- [6] S. Sankara Raman, V. Nampoory, C. Vallabhan, G. Ambadas et S. Sugunan. Photoacoustic study of the effect of degassing temperature on thermal diffusivity of hydroxyl loaded alumina. *Applied Physics Letters*, 67-20, (1995), 2939.
- [7] A. Cai, L. Yang, J.Chen, T. Xi, S. Xin et W. Wu, Thermal Conductivity of Anodic Alumina Film at (220 to 480) K by Laser Flash Technique. *Journal of Chemical & Engineering Data*, 55-11, (2010), 4840–4843
- [8] I. Stark, M. Stordeur et F. Syrowatka, Thermal conductivity of thin amorphous alumina films, *Thin Solid Films*, 226-1, (1993), 185–190.
- [9] B. Su-Yuan, T. Zhen-An, H. Zheng-Xing, Y. Jun et W. Jia-Qi, Thermal Conductivity Measurement of Submicron-Thick Aluminium Oxide Thin Films by a Transient Thermo-Reflectance Technique, *Chinese Physics Letters*, 25- 2, (2008), 593–596

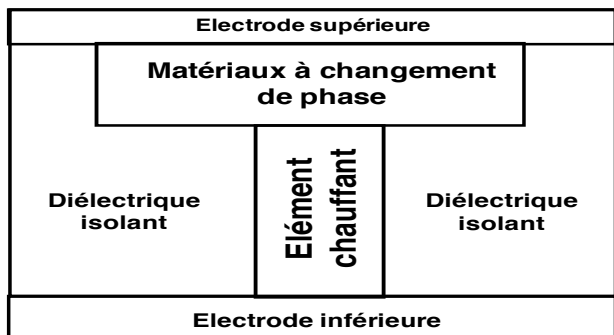


Figure 1 : Structure typique d'une cellule constituante de base d'une mémoire à changement de phase

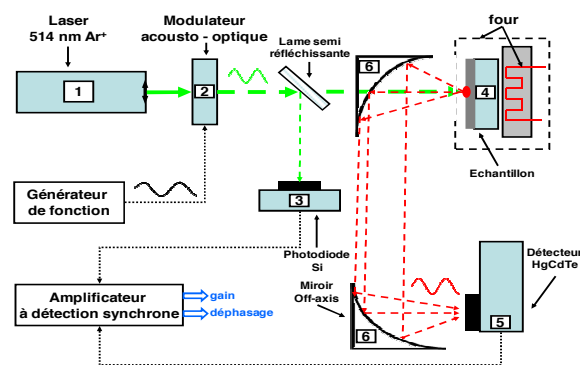


Figure 2 : Schéma du montage expérimental de radiométrie photothermique utilisé pour la caractérisation des couches minces Al_2O_3 .

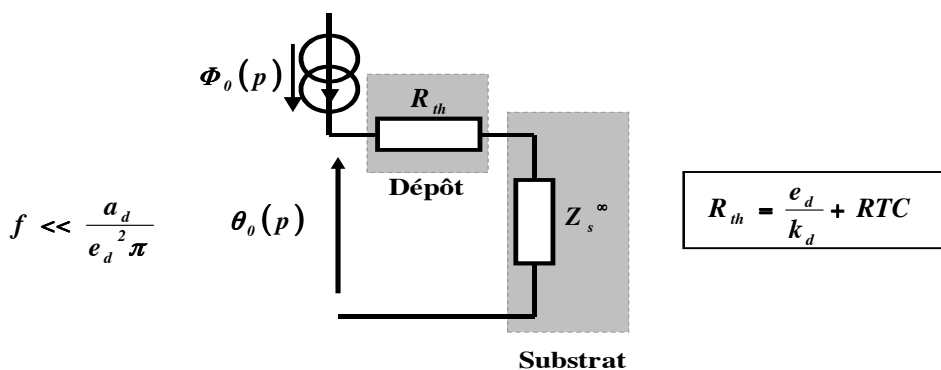


Figure 3 : Modélisation du problème thermique par analogie électrique pour la configuration étudiée

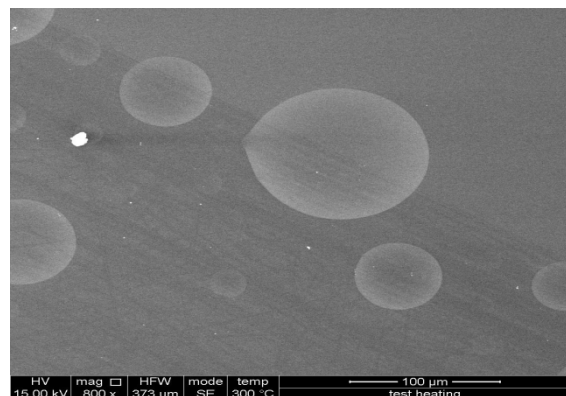
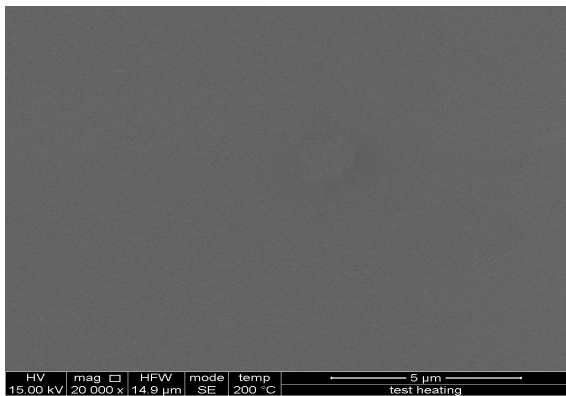


Figure 4 : Images MEB d'un échantillon d'alumine amorphe avant (à gauche) et après recuit (à droite) à $300^\circ C$

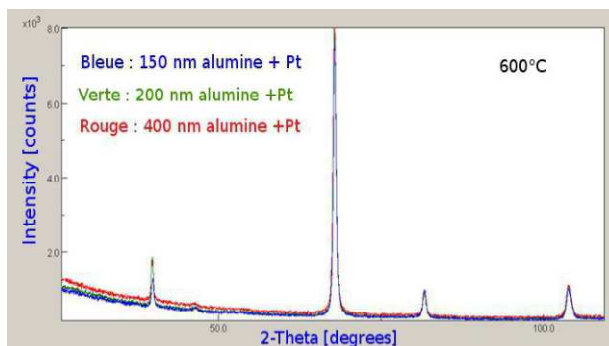
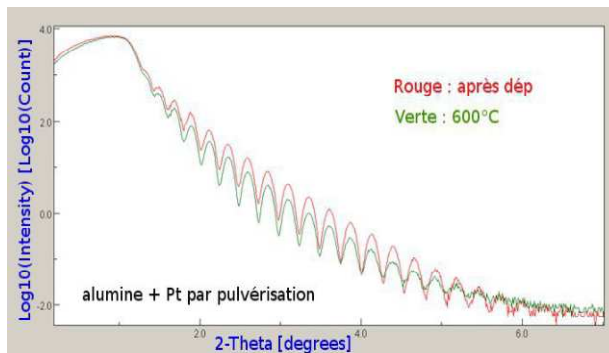


Figure 5 : Analyses XRR (en haut) et XRD (en bas) sur un échantillon d'alumine amorphe avant et après recuit à $600^\circ C$

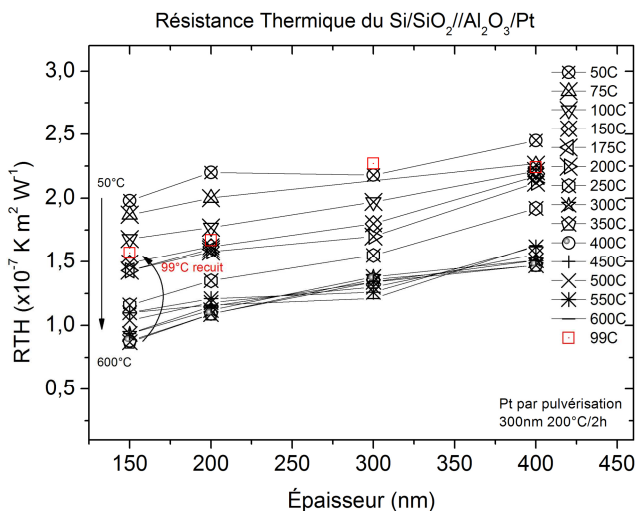


Figure 6 : Résistance thermique de dépôts d'alumines amorphes en fonction de l'épaisseur des couches pour différentes températures

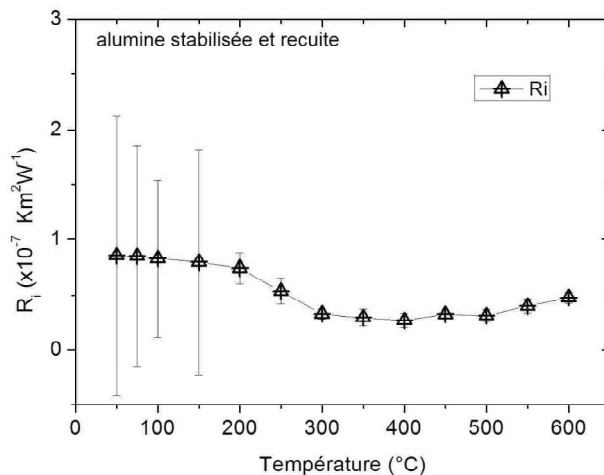


Figure 7 : Résistance thermique de contact globale aux interface du dépôt d'alumine en fonction de la température

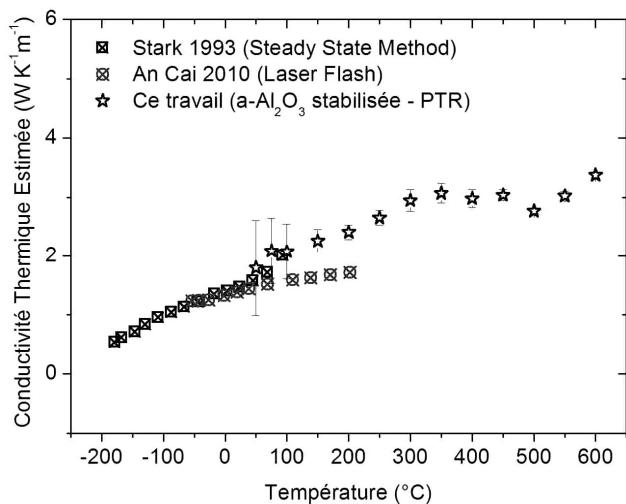


Figure 8 : Courbe de tendance des conductivités thermiques estimées pour l'alumine stabilisée en comparaison avec les données bibliographiques

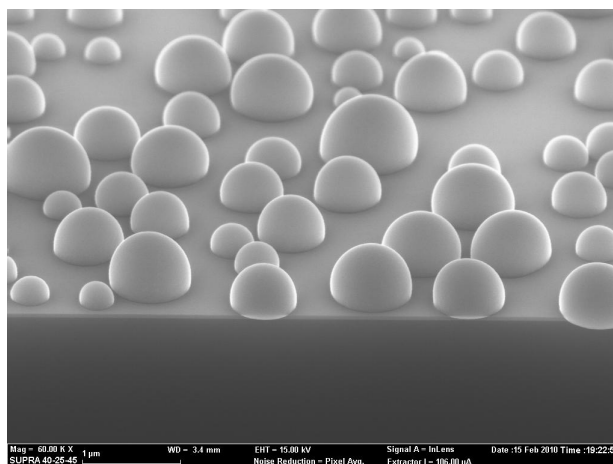


Figure 9 : image MEB d'échantillon de GST hémisphérique pour l'étude des couches minces liquides

Convection inverse dans un mini-canal : application à l'estimation de la vitesse débitante et aux conditions pariétales par thermographie infrarouge

Yassine ROUIZI *, Denis MAILLET, Yves JANNOT, Isabelle PERRY

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique Appliquée LEMTA, Université de Lorraine et CNRS, 2, avenue de la Forêt de Haye - 54504 Vandoeuvre-les-Nancy cedex - France

*(auteur correspondant : yassine.rouizi@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé - Cette étude porte sur la modélisation de l'écoulement et des transferts thermiques (conduction et convection forcée) dans un mini canal plan d'une épaisseur 1 mm. A cette échelle, il est difficile d'introduire des capteurs non intrusifs pour caractériser l'écoulement et les transferts thermiques. Notre objectif est d'utiliser des mesures par thermographie infrarouge sur les faces externes du canal et des techniques inverses pour remonter à la vitesse et à l'évolution de la température moyenne débitante d'un fluide en écoulement, de façon non intrusive afin de montrer l'intérêt d'une approche où le traditionnel coefficient d'échange local est remplacé par une fonction de transfert. Avant de passer à la validation expérimentale utilisant la thermographie infrarouge, nous allons effectuer des simulations numériques et une étude de sensibilité des champs de température externe à la vitesse débitante U et au coefficient d'échange externe h .

Mots clés : Mini-canal, convection inverse, thermographie infrarouge, sensibilité.

Nomenclature

| | | | |
|-----|-------------------------------|-----------------------|----------------------------------------------|
| T | température, K | h | coefficient d'échange externe $W.m^2.K^{-1}$ |
| e | épaisseur, m | <i>Symboles grecs</i> | |
| Re | nombre de Reynolds | λ | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| U | vitesse moyenne, $m.s^{-1}$ | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| u | profil de vitesse, $m.s^{-1}$ | φ | densité de flux, $W.m^{-2}$ |

1. Introduction et objectif

L'objectif de cet article est l'utilisation des champs de températures sur les faces externes d'un canal plan, qui peuvent être mesurés à l'aide d'une caméra infrarouge, ainsi qu'un modèle de transfert conjugué [1] dans les trois couches du système (les deux parois et la couche dans laquelle s'écoule le liquide), pour d'abord estimer les grandeurs structurelles de ce système thermique (vitesse débitante et coefficient d'échange dans l'air externe) et de remonter ensuite aux flux sur les faces internes des parois (problème de "conduction inverse") ainsi qu'au profil (longitudinal) de température débitante (calcul "direct" par bilan), afin de montrer l'intérêt d'une représentation par fonction de transfert par rapport à l'approche traditionnelle non intrinsèque utilisant des coefficients d'échange locaux [2].

2. Problème et sa modélisation

On considère le système ci-dessous (figure 1) : un écoulement d'eau laminaire dans un canal de longueur $2L$ d'épaisseur e_f , limité par deux plaques parallèles en polycarbonate d'épaisseurs e_1 et e_2 . Un profil de vitesse $u(y)$ et une température T_∞ tous deux constants sont imposés à l'entrée du canal. Deux températures uniformes (T_{ch} et T_{fr}) sont imposées sur une partie des faces extérieures, le reste des deux faces externes est sujet à des pertes convectives dans l'air ambiant. Les deux faces latérales sont isolées :

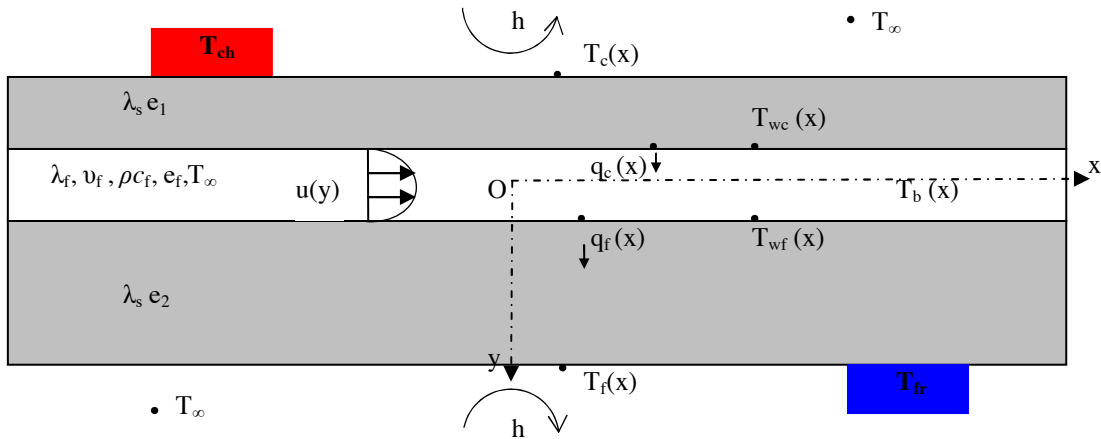


Figure 1 : Géométrie et dispositif de l'écoulement en mini canal

Les deux plaques solides sont caractérisées par deux épaisseurs e_1 et e_2 , une conductivité λ_s et une chaleur volumique ρc_s . L'entrefer est d'une épaisseur e_f le fluide (eau) est caractérisé par une conductivité λ_f , une chaleur volumique ρc_f et une viscosité cinématique ν_f .

2.1. Modèle analytique

Les équations du problème en régime permanent dans les deux milieux solide et fluide sont :

a) équation de la chaleur dans les deux solides ($i=1,2$) :

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} = 0 \tag{1}$$

b) équation de la chaleur dans le milieu fluide :

$$\lambda_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} \right) - \rho c_f u(y) \frac{\partial T_f}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

c) conditions aux limites transverses sur les parois externes :

$$\text{en } y = -(e_f/2 + e_1), T_c = T_{ch} \text{ si } x \in [x_{cd}, x_{cf}] \text{ sinon } \lambda_s \frac{\partial T_1}{\partial y} = h(T_c - T_\infty) \tag{3}$$

$$\text{en } y = e_f/2 + e_2, T_f = T_{fr} \text{ si } x \in [x_{fd}, x_{ff}] \text{ sinon } -\lambda_s \frac{\partial T_2}{\partial y} = h(T_f - T_\infty) \tag{4}$$

d) conditions d'interface solide/fluide :

$$\text{en } y = \pm e_f/2 \quad -\lambda_s \frac{\partial T_i}{\partial y} = -\lambda_s \frac{\partial T_f}{\partial y} \text{ et } T_i = T_f \text{ (pour } i=1,2) \tag{5}$$

Pour chercher la solution à ce problème, on utilise la transformée intégrale de Fourier, soit :

$$\tilde{T}(\alpha_n, y) = \tilde{T}_n(y) = \int_{-L}^{+L} T(x, y) e^{-i\alpha_n x} dx \quad \text{avec} \quad \alpha_n = \frac{n\pi}{L} \tag{6}$$

Avant de procéder au développement en transformée de Fourier des équations (1) et (2), et afin de rendre le champ de vitesse homogène, on discrétise le champ de vitesse $u(y)$ en K couches fluides d'épaisseurs $e_k = y_k - y_{k-1} = e_f / k$ et de vitesses constantes u_k :

$$u(y) = \frac{3}{2}U \left(1 - 4 \left(\frac{y}{e_f} \right)^2 \right) \quad \text{et} \quad u_k = \frac{3}{2}U \left(1 - \frac{4K}{3e_f^3} (y_k^3 - y_{k-1}^3) \right) \quad (7)$$

Après la transformation intégrale, les équations (1) et (2) peuvent s'écrire sous la forme suivante [3-5]:

$$\text{- dans le solide} \quad \frac{d^2 \tilde{T}_n}{dy^2} - \alpha_n^2 \tilde{T}_n = 0 \quad (8)$$

$$\text{- dans le fluide} \quad \frac{d^2 \tilde{T}_n}{dy^2} - \gamma_n^2 \tilde{T}_n = 0 \quad \text{avec} \quad \gamma_n^2 = \alpha_n^2 + i \alpha_n \frac{u_k}{a} \quad (9)$$

En utilisant la transformée de la densité de flux $\tilde{\varphi}_n = -\lambda_s \partial \tilde{T} / \partial y$, la solution générale des équations (1) à (5) peut se mettre sous la forme quadripolaire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Fc} = H_1 S_{1n} \left(\prod_{k=1}^K (F_{kn}) \right) S_{2n} H_2 \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Ff} \quad (10)$$

avec

$$H_1 = H_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 0 \end{bmatrix}, \quad S_{in} = \begin{bmatrix} A_{in} & B_{in} \\ C_{in} & A_{in} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad F_{kn} = \begin{bmatrix} A_{kn} & B_{kn} \\ C_{kn} & A_{kn} \end{bmatrix}$$

$$\text{et} \quad \begin{aligned} A_{in} &= \cosh(\alpha_n e_i), & B_{in} &= \sinh(\alpha_n e_i) / (\lambda_s \alpha_n), & C_{in} &= (\lambda_s \alpha_n) \sinh(\alpha_n e_i) \\ A_{kn} &= \cosh(\gamma_{kn} e_k), & B_{kn} &= \sinh(\gamma_{kn} e_k) / (\lambda_f \gamma_{kn}), & C_{kn} &= (\lambda_f \gamma_{kn}) \sinh(\gamma_{kn} e_k) \end{aligned}$$

Enfin, la solution $T(x,y)$ dans l'espace réel est obtenue par la transformation inverse :

$$T(x,y) \approx \frac{1}{2L} \sum_{n=-N+1}^N \tilde{T}_n(y) e^{i\alpha_n x} \quad (11)$$

2.2. Modèle numérique

Dans le but de valider notre modèle analytique, on compara ces sorties à celle d'un code de calcul aux éléments finis. La modélisation numérique est effectuée sous le logiciel COMSOL[®].

Sur les figures (2) et (3), sont tracés les profils de température sur la face chaude et la face froide correspondant à différentes vitesses moyennes U de 10^{-6} m/s à 10^{-3} m/s et pour $T_{ch}=30^\circ\text{C}$, $T_{fr}=10^\circ\text{C}$, $T_\infty=20^\circ\text{C}$, $h=10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, $2L=120$ mm, $e_f = 1$ mm, $e_1=1$ mm et $e_2 = 2$ mm et où le fluide utilisé est l'eau. Ces vitesses moyennes correspondent au régime de fonctionnement de notre modèle, c'est-à-dire, une gamme de nombre de Reynolds $\text{Re} = 2e_f U / \nu_f \in [2.10^{-3}, 2]$ et de nombre de Péclet $Pe = 2e_f U / a \in [10^{-2}, 10]$, où $a = \lambda / \rho c_p$ est la diffusivité thermique du fluide (eau).

2.3. Simulations à flux imposé

Dans un premier temps, notre objectif est de utiliser les profils de températures sur une face externe et le modèle semi-analytique pour estimer la vitesse moyenne débitante U de l'écoulement et le coefficient d'échange externe h . Deux types de simulation ont été effectués ici pour obtenir les champs de température. La première utilise le code de calcul COMSOL[®], la deuxième, présentée ci-dessus, utilise un modèle semi-analytique quadripolaire basé sur le développement en transformées de Fourier ($N=200$) dans la direction de l'écoulement. Pour la validation des deux types de simulation, on présente sur les figures (4) et (5) les profils de

température sur les deux faces externes pour une vitesse moyenne $U=10^{-5}$ m/s, un coefficient $h = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ uniforme sur $[-L, L]$ et une densité de flux de $\varphi = 275 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (chauffante et refroidissante) sur les intervalles $[x_{cd}, x_{cf}]$ et $[x_{fd}, x_{ff}]$ de deux faces externes.

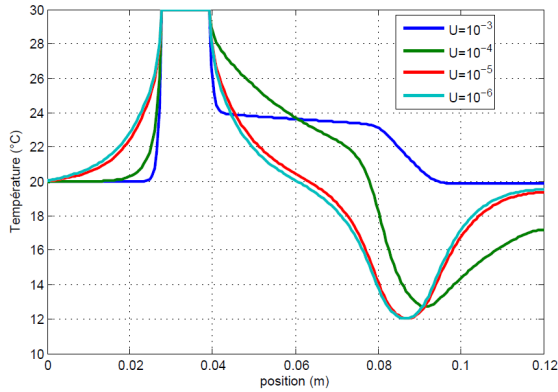


Figure 2 : Profil de température sur la face chaude à température imposée

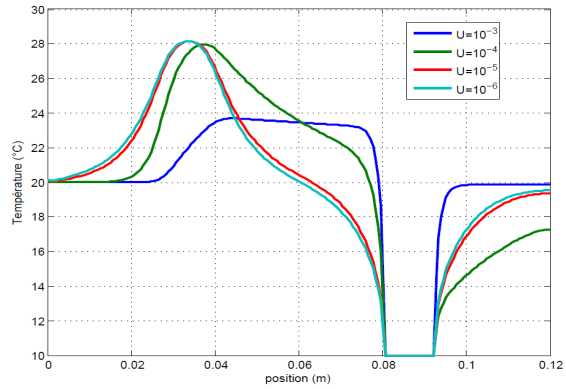


Figure 3: Profil de température sur la face froide à température imposée

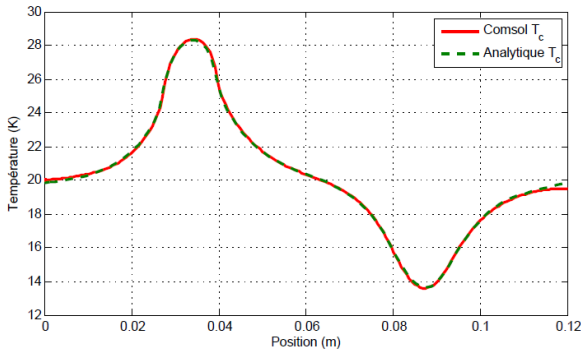


Figure 4 : Profil de température sur la face chaude à flux imposé

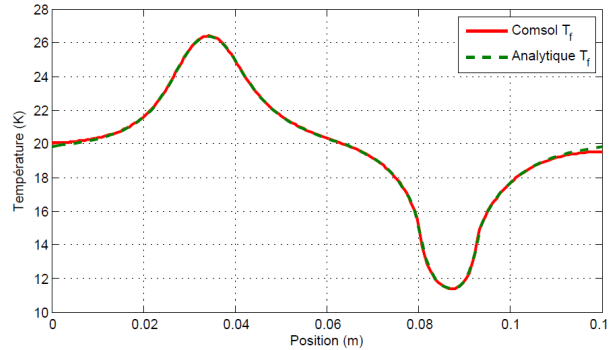


Figure 5 : Profil de température sur la face froide à flux imposé

On constate la bonne concordance entre les profils de température : ceux obtenus par le code COMSOL[®] et ceux obtenus par le modèle semi-analytique. On note aussi un léger écart aux extrémités du canal, cela peut s'expliquer par les faibles distances entre les sources et les extrémités.

3. Approche inverse

Notre objectif premier est d'utiliser le profil de température sur une des faces externes pour pouvoir estimer à la fois la vitesse moyenne débitante du fluide U et le coefficient d'échange externe h . Avant d'estimer ces deux paramètres, nous allons faire une étude de sensibilité aux paramètres inconnus U et h , ceci va nous permettre de quantifier la qualité de l'inversion. On définit alors quatre sensibilités réduites sur les deux faces externes, telles que :

$$S_{11}^* = U \frac{\partial T_c}{\partial U}, \quad S_{12}^* = U \frac{\partial T_f}{\partial U}, \quad S_{21}^* = h \frac{\partial T_c}{\partial h} \quad \text{et} \quad S_{22}^* = h \frac{\partial T_f}{\partial h} \quad (12)$$

Nous allons déterminer ces coefficients pour quatre vitesses moyennes U : 10^{-6} 10^{-5} 10^{-4} et 10^{-3} m/s. Sur les figures (6) à (9), on trace les profils de ces coefficients en fonction de la vitesse moyenne U . D'après ces quatre figures établies avec COMSOL en utilisant aux estimations la condition en température imposé (cf section 2.1), on constate que pour les faibles vitesses U (10^{-6} et 10^{-5} m/s), les niveaux des sensibilités réduites sur h sont plus importants que ceux sur la vitesse moyenne U . A l'inverse, pour U égale à 10^{-4} et 10^{-5} (m/s) les niveaux de sensibilités réduites sur U deviennent plus importants. Donc plus la vitesse augmente, plus c'est l'advection qui prédomine devant la conduction dans les échanges

thermiques. On note aussi que les sensibilités réduites sur U et h sont décorrélées. Ceci présage des perspectives intéressantes pour les estimations de ces paramètres.

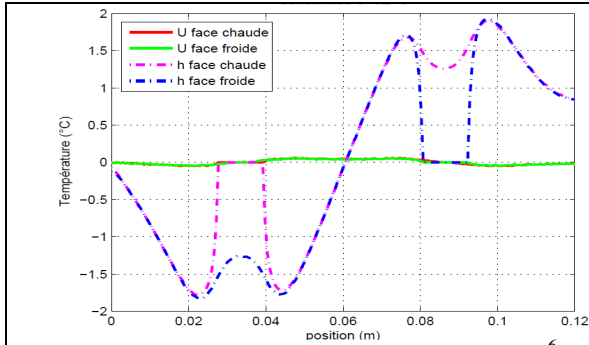


Figure 6 : Sensibilités réduites pour $U=10^6$ m/s

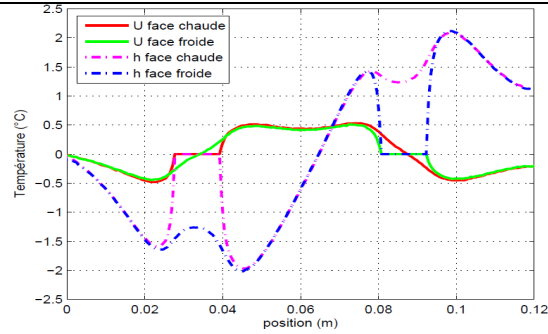


Figure 7 : Sensibilités réduites pour $U=10^5$ m/s

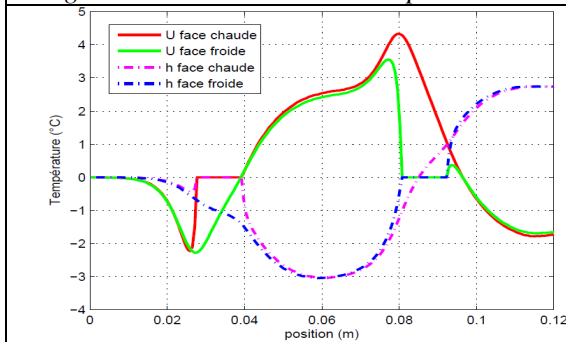


Figure 8 : Sensibilités réduites pour $U=10^4$ m/s

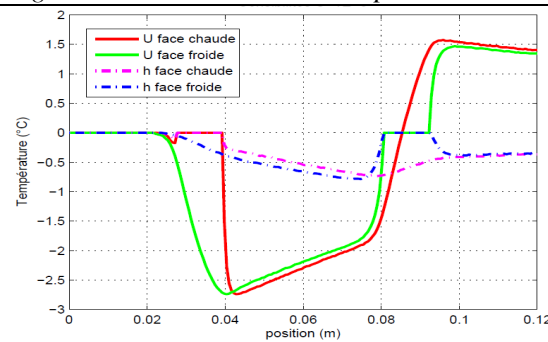


Figure 9 : Sensibilités réduites pour $U=10^3$ m/s

3.1. Estimation de h et U

On exporte le profil de température sur la face chaude $T_c(x)$ pour $U=10^{-5}$ (m/s) et $h=10$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) sur $M=100$ points. Pour la première tentative d'inversion on utilise les données brutes sans bruit. L'estimation est réalisée à travers la minimisation d'un critère quadratique bâti sur l'écart entre le profil de température sur la face chaude $T_c(x)$ et les réponses du modèle aux paramètres estimés \hat{U} et \hat{h} :

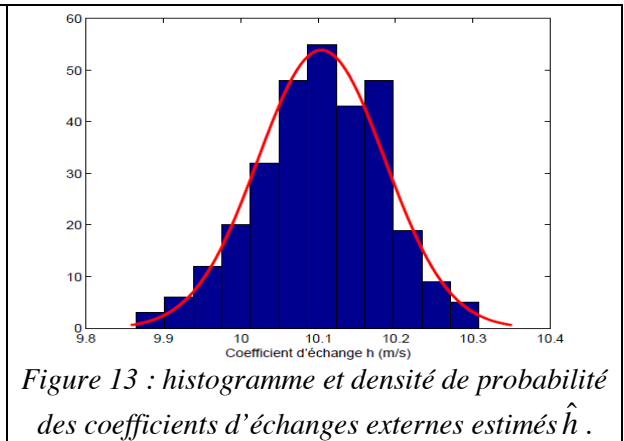
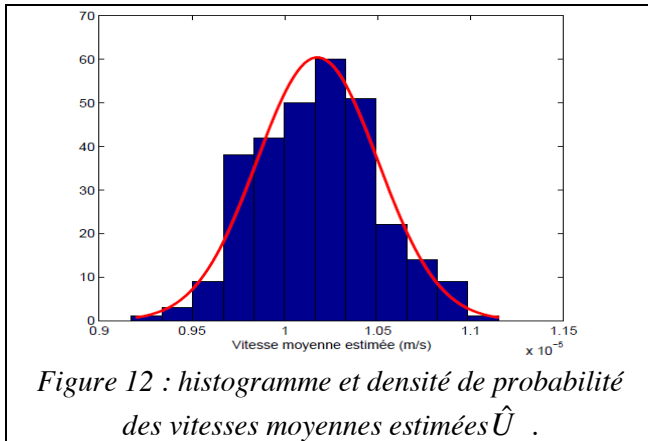
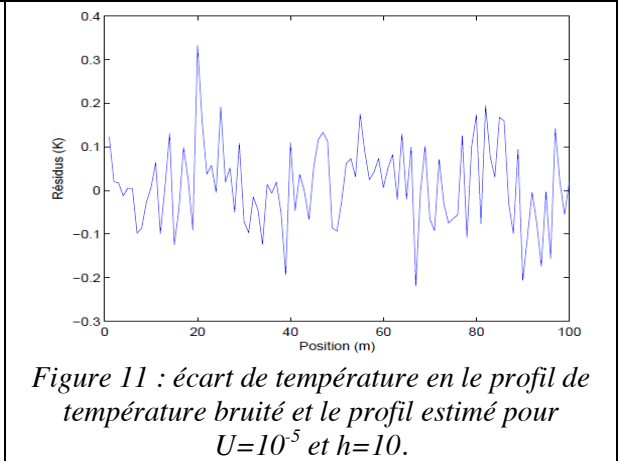
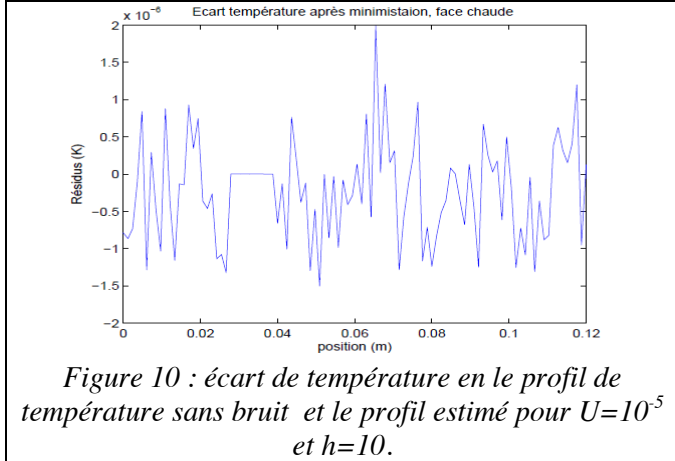
$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^M \left(T_c(x_i) - T(x_i; \hat{U}, \hat{h}) \right)^2 \quad (13)$$

Cette procédure de minimisation utilise une méthode de programmation non linéaire basée sur un algorithme à régions de confiance.

On obtient après la minimisation $\hat{U} \approx 10^{-5}$ (m/s) et $\hat{h} \approx 10$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) avec des erreurs relatives d'estimations de l'ordre $2 \cdot 10^{-7}$ pour U et $3 \cdot 10^{-6}$ pour h . Sur la figure (10), on trace le profil du résidu entre le profil de température de la face chaude $T_c(x)$ et le profil obtenu après inversion $T(x; \hat{U}, \hat{h})$. On constate que les résidus sont de l'ordre de 10^{-6} K. On ajoute maintenant un bruit normal et indépendant au profil de température. Ce bruit est caractérisé par un écart-type $\sigma_r = 0.1$ K. Le résultat est présenté sur la figure (11) en termes de résidu maximal entre le profil de température sur la face chaude et le profil simulé. On note un résidu de l'ordre du bruit additionné. Pour quantifier la qualité de l'estimateur, on effectue plusieurs ($ns=300$) tests d'inversion en utilisant cette fois-ci le profil de la face froide. Les résultats sont donnés dans les histogrammes et les densités de probabilité dans les figures (12) et (13). On trouve une vitesse moyenne débitante estimée de $\overline{\hat{U}} = 1.01810^{-5}$ (m/s) et un h

moyen $\hat{h} = 10.104 \text{ (W.m}^{-2}\text{.K}^{-1}\text{)}$ avec respectivement des écarts types relatifs de 3% pour U et 0.8% pour h , où $\hat{\beta} = \frac{1}{ns} \sum_{k=1}^{ns} \hat{\beta}^k$.

Pour les autres vitesses moyennes, on donne les résultats d'inversion pour les deux faces externes en termes de valeurs estimées moyennes dans le tableau (1).



| Vitesse débitante U (m/s) | Pe | \hat{U} , face chaude | \hat{h} , face chaude | \hat{U} , face froide | \hat{h} , face froide |
|-----------------------------|------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 10^{-3} | 13.9 | $9.991 \cdot 10^{-4}$ | 10.165 | $9.979 \cdot 10^{-4}$ | 10.207 |
| 10^{-4} | 1.39 | $9.970 \cdot 10^{-5}$ | 9.989 | $1.001 \cdot 10^{-4}$ | 10.014 |
| 10^{-5} | 0.14 | $9.998 \cdot 10^{-6}$ | 10.003 | $1.018 \cdot 10^{-5}$ | 10.104 |
| 10^{-6} | 0.01 | $1.072 \cdot 10^{-6}$ | 9.980 | $1.073 \cdot 10^{-6}$ | 9.984 |

Tableau 1 : résumé des résultats de l'inversion pour les deux faces externes.

3.2. Estimation des conditions pariétales internes

On utilise ici le modèle analytique combiné aux températures sur les faces externes avec le coefficient d'échange externe h précédemment estimé afin d'estimer les conditions pariétales internes T_{wc} et T_{wf} . Il s'agit d'un problème de conduction inverse où l'on dispose du champ de température sur les deux faces externes du système. En écrivant cette fois-ci la relation quadripolaire (10) entre la face chaude et la paroi interne chaude, on obtient :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Fc} = H_1 S_{1n} \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Wc} \quad \text{d'où :} \quad \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Wc} = (H_1 S_{1n})^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Fc} \quad (14)$$

Donc à partir de la température mesurée et le flux connu sur la face chaude, on peut calculer les conditions pariétales internes. De même pour la condition pariétale froide, on a :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Wf} = S_{2n} H_2 \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{Fc} \quad (15)$$

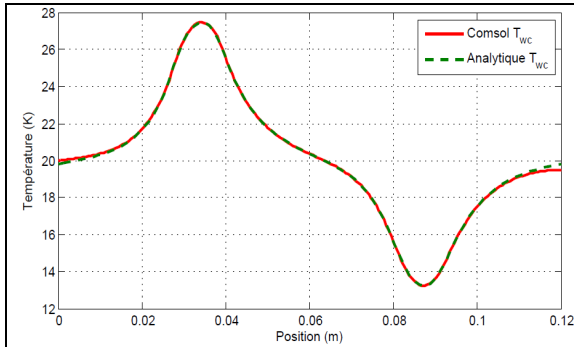


Figure 12 : Température de paroi interne chaude pour $U=10^{-5}$ et $h=10$.

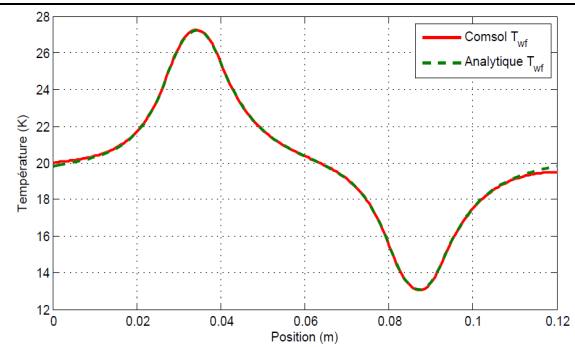


Figure 13 : Température de paroi interne froide pour $U=10^{-5}$ et $h=10$.

La figure (14) montre le profil obtenu de la température du mélange $T_b(x)$.

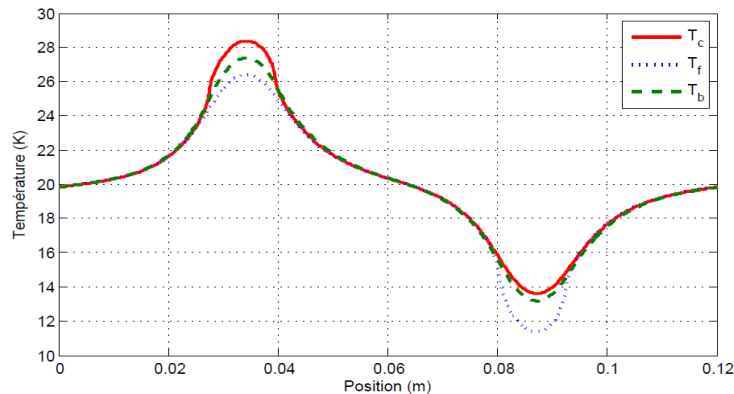


Figure 14 : Température de paroi interne chaude pour $U=10^{-5}$ et $h=10$.

3.3. Estimation de la température du mélange

Nous allons aussi calculer la température du mélange « bulk temperature » $T_b(x)$. C'est est une référence pratique pour évaluer le transfert de chaleur par convection, en particulier dans les applications liées aux écoulements dans des canaux. Elle est définie dans le cas d'un écoulement 2D dans un canal par :

$$T_b(x) = \frac{1}{Ue_f} \int_0^{e_f} u(y) T(x, y) dy \quad (16)$$

Un utilisant le découpage de la couche fluide en K sous-couches, précédemment utilisé pour rendre le champ de vitesse homogène par couche, on obtient :

$$T_b(x) = \frac{1}{Ue_f} \sum_{k=1}^K \int_{e_{k-1}}^{e_k} u_k T(x_k) dy \quad (17)$$

Finalement on a :

$$T_b(x) = \frac{1}{Ue_f} \sum_{k=1}^K u_k T(x_k) e_k \quad (18)$$

où les $T(x_k)$ seront calculer comme pour les températures pariétales, en utilisant le modèle

semi-analytique :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{y_k} = \left(H_1 S_{1n} \left(\prod_{i=1}^k (F_{in}) \right) \right)^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{T}_n \\ \tilde{\varphi}_n \end{bmatrix}_{F_c} \quad (19)$$

4. Réalisation expérimentale

Le banc est constitué de deux plaques en polycarbonate ($\lambda_s = 0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) qui forment la partie centrale d'un canal de 4 mm d'épaisseur totale, de $w = 50 \text{ mm}$ de largeur et de longueur de 120 mm. Le fluide entre dans le système par un distributeur à 4 entrées dans une chambre de tranquillisation. Le débit est imposé et mesuré par un système de pousse seringue assurant de faible débit. Le fluide passe d'abord par un thermostat qui permet d'imposer une température constante à l'entrée du canal. Le système est symétrique si l'on change le sens de l'écoulement. L'élément chauffant sur la face (1) est constitué d'une résistance chauffante, d'un bloc de cuivre et d'une feuille d'indium qui permet de réduire la résistance de contact. La résistance chauffante va permettre de piloter la température mesurée du bloc de cuivre. De l'autre coté sur la deuxième face externe, l'élément refroidissant est composé aussi d'une feuille d'indium, d'un bloc de cuivre couplé cette fois-ci à un module Peltier et une boîte à eau qui va maintenir constante la température de la face extérieure du module. Les températures internes de paroi en entrée et sortie de canal sont mesurées elles aussi par des thermocouples de type K. Une caméra infrarouge mesure l'évolution de la température sur une face extérieure.

5. Conclusions

L'objectif de cette étude est de modéliser numériquement l'écoulement et les transferts thermiques dans un mini-canal plan en vue d'une expérimentation permettant d'accéder expérimentalement aux distributions de densités de flux et de températures pariétales ainsi qu'à l'évolution de la température moyenne débitante. Nous avons présenté un modèle semi-analytique utilisant les transformées de Fourier dans la direction de l'écoulement. Nous avons également présenté une étude de sensibilité préliminaire à notre problème inverse afin d'estimer la vitesse débitante et le coefficient d'échange externe h . Les résultats obtenus sont encourageant. La prochaine étape va consister à valider expérimentalement cette méthodologie en utilisant le modèle développé ici et la thermographie-infrarouge dans une approche inverse.

Références :

- [1] **G. Maranzana, I. Perry, D. Maillet**, Mini and micro-channels :influence of axial conduction in the wall, *International Journal of Heat and Mass Tranfert* 47 (2004) 3993-4004.
- [2] **A. Degiovanni, B. Rémy**, Comment représenter globalement les transferts thermiques entre un fluide et un mur dans le cas non-isotherme ou/et en régime transitoire (Global representation of heat transfer between a flowing fluid and a wall for non uniform or transient conditions), *Congrès français de Thermique*, SFT 2011, Perpignan, paper 109.
- [3] **I. Perry, Y. Jannot, D. Maillet, B. Fiers**, Effect of velocity distribution on external wall temperature field for a flat microchannel, *Experimental Heat Transfer*, vol.23, pp.27-43, 2009.
- [4] **I. Perry, B. Fiers, D. Maillet**, Mini-extracteur de chaleur à canal plan : vers une caractérisation par thermographie infrarouge et convection inverse, *Congrès SFT 2008 Tome 1*, pp. 463-468, 2008
- [5] **D. Maillet, S. André, J.C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne**, Thermal Quadrupoles – Solving the Heat Equation through Integral transforms, John Wiley & Sons, Ltd, Chichester (2000).

Opacité et visibilité à travers un brouillard d'eau : évaluation à l'échelle du laboratoire et à grande échelle en situation de feux réels

Sullivan LECHÊNE^{1*}, Pascal BOULET², Gilles PARENT², Zoubir ACEM², Christian MOUROUGANE³, Luce RABILLÉ³, Cécile DUMONT³

¹CSTB - Centre Scientifique et Technique du Bâtiment

84 avenue Jean Jaurès - Champs sur Marne - 77447 Marne-La-Vallée Cedex 2 - France

²LEMETA, Nancy-Université, CNRS

2 avenue de la Forêt de Haye - BP 160 - 54504 Vandoeuvre Cedex, France

³Maison de Radio France

116 avenue du Président Kennedy - 75220 Paris Cedex 16

*(auteur correspondant : sullivan.lechene@cstb.fr)

Résumé - Les brouillards d'eau sont étudiés ici dans le domaine du rayonnement visible pour analyser l'opacité d'un milieu constitué de gouttes d'eau seules, ou au contraire d'un mélange brouillard-fumées produit lors de l'utilisation d'une aspersion en situation d'incendie. L'étude numérique préliminaire montre, de façon attendue, l'influence de la granulométrie et de la concentration en gouttes. L'étude expérimentale sur la base d'opacimètres conçus et qualifiés par des tests en laboratoire montre que la visibilité chute brutalement après déclenchement de l'aspersion lors d'un incendie. Le brassage des fumées produit en effet un mélange gouttes d'eau et fumées absorbant-diffusant d'une opacité particulièrement élevée.

Nomenclature

| | | | |
|---|-------------------------------|-----------------------|------------------------------------|
| A | atténuation | L | longueur du trajet optique, m |
| T | transmission | V | visibilité, m |
| I | luminance, $W.m^{-2}.sr^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> | |
| C | contraste | β | coefficient d'extinction, m^{-1} |

1. Introduction

Les brouillards d'eau, constitués de gouttelettes d'eau en suspension dans l'air, sont clairement identifiés comme un moyen de lutte contre l'incendie. En effet, l'utilisation de l'eau sous forme pulvérisée entraîne une forte capacité d'évaporation qui favorise à la fois les effets de puits thermique (refroidissement du milieu) et d'inertage de la zone de combustion. Cette dernière caractéristique consiste à limiter la quantité d'oxygène disponible pour la combustion grâce au volume de vapeur généré par le brouillard d'eau au contact de la flamme, l'effet attendu étant un contrôle voire une réduction de l'activité du foyer. Outre ces deux aspects, l'utilisation d'un tel système offre également une forte capacité d'atténuation du rayonnement. Dans le domaine infrarouge, des études numériques et expérimentales successives montrent le bénéfice apporté par une pulvérisation de gouttelettes très fines (voir [1],[2],[3],[4] pour ce qui concerne notre groupe). En effet, l'effet d'écran radiatif est d'autant plus efficace que les gouttes sont petites. Les travaux précurseurs de Coppalle et col. [5] évoquent une taille optimale de gouttes proche de la longueur d'onde du rayonnement incident (c'est-à-dire quelques microns pour le maximum d'émission) du fait du rôle combiné de l'absorption et de la diffusion. De ce fait, en atténuant les flux rayonnés, les gouttelettes d'eau en suspension peuvent protéger une cible : que ce soit une personne, du matériel, ou les parois d'une infrastructure. En revanche, ce qui apparaît comme un avantage certain pour la lutte contre l'incendie peut devenir un problème dans

le domaine du visible. La perte éventuelle de visibilité suite à l'activation du brouillard d'eau peut causer des difficultés dans le cas d'une évacuation ou d'une intervention des secours. En conditions réelles d'incendie, deux phénomènes pénalisent les conditions de visibilité : d'une part, les gouttelettes d'eau interagissent directement avec le rayonnement visible et d'autre part, l'injection du spray modifie la dynamique des fumées pouvant entraîner leur déstratification. C'est cet aspect de perte de visibilité due à la présence du brouillard d'eau qui est analysé ici.

La présente étude s'articule en deux parties. La première partie se concentre sur l'atténuation du rayonnement visible par un brouillard d'eau seul dans des conditions « de laboratoire » (absence de feu et de fumées). Une étude numérique est d'abord menée sur la visibilité, ce qui permet de se familiariser avec ce concept et d'évaluer l'influence d'un rideau d'eau sur l'opacité du milieu en fonction de la concentration en gouttes et de leur diamètre. Le dispositif expérimental permettant la mesure d'opacité est ensuite détaillé et les principaux résultats sont présentés en variant la quantité d'eau utilisée. La seconde partie permet d'éprouver le dispositif d'opacimétrie utilisé à l'échelle du laboratoire dans des conditions d'activation du brouillard d'eau en situation réelle de feu, contexte où l'ensemble des phénomènes induits par l'asper-sion coexistent. La configuration expérimentale est alors présentée et les résultats obtenus sont discutés en termes de transmission du rayonnement visible.

2. Etude préliminaire à l'échelle du laboratoire

2.1. Notion de visibilité et étude numérique d'ordres de grandeur

Sur la base des propriétés radiatives évaluées par utilisation de la théorie de Mie ([6]), le coefficient d'extinction est estimé dans le visible à une longueur d'onde de 650 nm. On considère pour cela un ensemble de gouttelettes supposées sphériques et monodisperses constituant un milieu homogène équivalent qui absorbe et diffuse en situation de diffusion indépendante (justifié par une fraction volumique qui reste limitée). Les valeurs sont reportées dans le tableau 1 pour différentes gammes de diamètre de gouttes et de fraction volumique. Dans le même temps, sont présentés les résultats d'une évaluation de la transmission du rayonnement visible à travers un rideau homogène de 10 cm d'épaisseur constitué de gouttes de même diamètre sous une concentration donnée. Deux méthodes sont utilisées : la loi de Beer et une méthode de Monte-Carlo telle que décrite dans Lechêne [7]. La loi de Beer est évidemment l'utilisation directe du coefficient d'extinction prévue tenant compte de l'épaisseur semi-transparente traversée : 10 cm. Avec la méthode de Monte Carlo, on simule une source étendue de type panneau rayonnant avec une émission hémisphérique et une réception sur une surface étendue.

La longueur d'onde choisie est celle des opacimètres utilisés expérimentalement (à 650 nm, dans le rouge) tout en sachant que les indices optiques de l'eau varient en fait très peu dans la gamme du visible (Halle et Querry [8]). A titre d'exemple, pour un diamètre de gouttes de 100 μm et une fraction volumique de 10^{-3} m^3 d'eau par m^3 d'air, la transmittance est évaluée à 0,860 à 650 nm (rouge) et 0,862 à 400 nm (bleu), on a donc quasi-invariance des résultats.

Les résultats démontrent comme attendu une augmentation du coefficient d'extinction (quasi-égal au coefficient de diffusion, l'eau absorbant très peu dans le visible) et donc une diminution de la transmission lorsque le diamètre des gouttes diminue ou lorsque la fraction volumique augmente. On note cependant que la loi de Beer est une évaluation analytique qui concerne exclusivement la transmission directe et fait abstraction d'éventuelles diffusions multiples contribuant à renforcer le rayonnement dans une direction donnée. Elle élimine également les rayons diffusés, faiblement déviés, susceptibles d'être collectés par toute optique, y compris

avec un angle d'acceptance réduit. C'est pourquoi les différences sont particulièrement notables lorsque la concentration en gouttes est élevée (renforcement du phénomène de diffusion multiple) ou le diamètre de gouttes petit (coefficient de diffusion plus élevé). Par ailleurs, l'utilisation d'une zone de réception étendue amplifie les différences entre ces deux méthodes puisqu'une partie des rayons diffusés est prise en compte. La loi de Beer fournit donc des tendances qui doivent être considérées comme sous-évaluées.

| Diamètre (µm) | | Fraction volumique [m ³ d'eau/m ³ d'air] | | | | | | | | | | | |
|---------------|-----|----------------------------------------------------------------|------|------|------------------|------|-------|------------------|------|--------|------------------|------|------|
| | | 10 ⁻⁵ | | | 10 ⁻⁴ | | | 10 ⁻³ | | | 10 ⁻² | | |
| | | β | MC | Beer | β | MC | Beer | β | MC | Beer | β | MC | Beer |
| 10 | 3,1 | 0,97 | 0,74 | 30,7 | 0,80 | 0,05 | 306,4 | 0,21 | 0 | 3063,8 | 0,02 | 0 | |
| 50 | 0,6 | 1,00 | 0,94 | 6,1 | 0,97 | 0,54 | 61,2 | 0,74 | ≈ 0 | 611,8 | 0,16 | 0 | |
| 100 | 0,3 | 1,00 | 0,97 | 3,1 | 0,98 | 0,74 | 30,5 | 0,86 | 0,05 | 306,1 | 0,32 | 0 | |
| 500 | ≈ 0 | 1,00 | ≈ 1 | 0,1 | 1,00 | 0,99 | 0,66 | 1,00 | 0,94 | 6,6 | 0,99 | 0,51 | |
| 1000 | ≈ 0 | 1,00 | ≈ 1 | ≈ 0 | 1,00 | ≈ 1 | 0,08 | 1,00 | 0,99 | 0,79 | 1,00 | 0,92 | |

Tableau 1 : Evaluation par loi de Beer et par méthode de Monte-Carlo (MC) de la transmission dans le visible à une longueur d'onde de 650 nm à travers un écran radiatif pour différents diamètres et fractions volumiques. Le coefficient d'extinction β est donnée en m⁻¹

Ce qui précède est lié à la notion d'opacité ou concerne des transmittances dans la gamme du rayonnement visible mais ne rend pas directement compte de la « visibilité ». Le concept de visibilité dépend du niveau de contraste des objets, en plus des conditions d'opacité. Le contraste d'un objet dans un environnement uniforme est défini comme suit :

$$C = \left| \frac{I_{objet} - I_{fond}}{I_{fond}} \right| \tag{1}$$

où I_{objet} et I_{fond} désignent respectivement la luminance de l'objet et du fond. La valeur du contraste de 0,02 est couramment utilisée comme limite de visualisation d'un objet. La visibilité d'un objet est alors la distance nécessaire pour réduire le contraste à cette valeur limite. Les travaux de Jin [9], basés sur des expériences sur des fumées réelles, ont mis en avant une relation simple liant le coefficient d'extinction et la visibilité :

$$V = \frac{A}{\beta} \tag{2}$$

La valeur semi-empirique préconisée pour A dépend de l'objet visé. Une valeur de 8 est préconisée lorsque l'objet est lumineux par lui-même et une valeur de 3 pour un signal seulement réfléchissant (objet courant). On note que cette relation est à priori valable pour des distances de visibilité comprises entre 5 et 15 m.

L'utilisation de cette corrélation semi-empirique est évidemment beaucoup plus aisée et directe. Elle est reprise dans ce qui suit en considérant un objet lumineux et en utilisant les résultats présentés dans le tableau 1. Les valeurs obtenues sont détaillées dans le tableau 2. Il s'agit là d'une évaluation approximative qui montre la possibilité de prévoir la visibilité sous réserve d'avoir accès aux champs de fraction volumique et à la granulométrie. Les petites gouttes sont clairement identifiées comme limitant la visibilité au regard du tableau 2, ce qui

peut potentiellement poser des problèmes même si cela dépend des configurations géométriques. Toutefois, on ne peut pas se contenter d'une telle évaluation d'autant qu'elle est basée sur une corrélation établie à partir d'expériences dans les fumées (milieu absorbant) tandis que notre milieu, composé de gouttes en suspension dans l'air, est essentiellement diffusant.

| | | Fraction volumique [m^3 d'eau/ m^3 d'air] | | | |
|----------------------------|------|--------------------------------------------------------------|-----------|-----------|-----------|
| | | 10^{-5} | 10^{-4} | 10^{-3} | 10^{-2} |
| Diamètre (μm) | 10 | < 5 | < 5 | < 5 | < 5 |
| | 50 | 8,2 | < 5 | < 5 | < 5 |
| | 100 | > 15 | < 5 | < 5 | < 5 |
| | 500 | > 15 | > 15 | 7,5 | < 5 |
| | 1000 | > 15 | > 15 | > 15 | 6,3 |

Tableau 2 : *Extrapolation de données de visibilité (en m) par application simple des corrélations de Jin (équation 2), sur la base des calculs présentés dans le tableau 1*

2.2. Dispositif expérimental et premiers résultats

Le dispositif de mesure mis au point (figure 1) associe une diode laser émettant un signal à 635 nm et une photodiode pour la détection. L'ensemble est volontairement compact (dimensions de quelques centimètres) et autonome. L'émetteur et le récepteur sont dissociés, ne nécessitant qu'un alignement préalable mais pouvant être disposés à distance variable. Les données d'étalonnage acquises au LEMTA ont démontré la stabilité du signal et la linéarité du détecteur, plus spécifiquement lors d'une utilisation à travers un rideau d'eau. La figure 2 présente une acquisition de mesures en continu du signal transmis à travers un rideau d'eau généré par un système de rampes de tuyères en parallèle espacées de 10 cm (voir [7] pour le détail du dispositif de mesures). Les tuyères sont du type TP400067 (Spraying System and Co) alimentée sous pression de 4 bars, pour un débit par buse de 0,26 L/min, générant des gouttes dont le diamètre de Sauter a été évalué à 100 μm 20 cm sous le point d'injection). Il s'agit bien de gouttes de petite taille typique d'un brouillard d'eau. Les mesures sont reportées de façon brute (tension mesurée au borne de la photodiode) pour un signal sans et avec rideau d'eau pour différentes positions verticales.

Sur la figure 2 le niveau de référence (sans rideau d'eau) constant au cours du temps démontre la stabilité du signal transmis. En présence du spray, le signal reçu est moins stable que pour la référence, toutefois l'écart-type calculé entre les différents points de mesure reste inférieur à 5%. La variation de signal transmis en fonction de la position s'explique par une distribution obligatoirement un peu hétérogène en concentration et en taille de gouttes dans le rideau. La transmittance T est ensuite déduite de ces acquisitions en divisant le signal reçu en présence de rideau d'eau par le signal de référence mesuré en l'absence de rideau d'eau (on peut également définir une atténuation A comme le complémentaire de la transmittance, la réflexion par le rideau étant négligeable) :

$$T = \frac{\text{Signal reçu avec spray}}{\text{Signal reçu sans spray}} \quad A = 1 - T \quad (3)$$

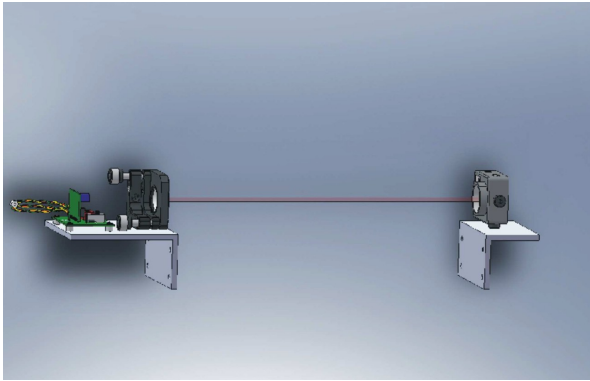


Figure 1 : Schéma de principe d'un opacimètre

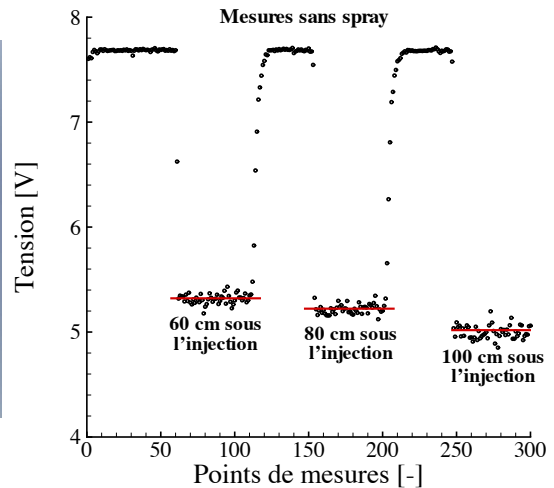


Figure 2 : Mesures types de stabilité du signal des opacimètres

Un ensemble de résultats expérimentaux de transmission du visible à travers un rideau d'eau est reporté sur les figures 3 et 4 (expérimentations à échelle du laboratoire). Selon les cas, une ou deux rampes en parallèle sont utilisées, espacées de 10 cm sur la figure 3, avec un espacement variable sur la figure 4, pour tester l'influence de ce paramètre compte tenu des interactions dynamiques possibles entre les sprays générés par chacune des tuyères. Les mesures de transmission sont réalisées à différentes hauteurs, référencées entre la différence de hauteur entre la ligne de visée horizontale et le point d'injection des sprays. De manière générale la transmittance décroît avec la distance au point d'injection. L'explication vient du ralentissement des gouttes sous l'effet de la traînée dans l'air. Cela induit un temps de séjour qui augmente dans les zones basses du rideau et par conséquent une plus forte atténuation du rayonnement. Ce phénomène a été clairement observé et vérifié dans l'infrarouge également [4]. La figure 3 présente par ailleurs l'influence de la quantité d'eau au sein du spray sur la transmittance du visible. En effet dans un cas on utilise une rampe de sprays (plus particulièrement plusieurs tuyères espacées de 10 cm sur une même rampe) et dans l'autre deux rampes en parallèle (utilisant les mêmes tuyères et espacement), de sorte à doubler la quantité d'eau injectée. Comme attendu, l'atténuation du rayonnement visible est plus élevée (transmittance plus faible) lorsque la quantité d'eau injectée est plus grande. Toutefois, doubler le volume d'eau injecté ne va pas doubler l'atténuation du rayonnement visible. Plus exactement, la transmittance du système double rampe n'est pas égale au carré de la transmittance pour rampe seule. Elle est plus élevée et l'atténuation moins bonne qu'escompté. Encore une fois, cela s'explique par la dynamique du rideau qui évolue dans les deux cas. En effet, dans le cas de la double rampe, l'interaction entre les rampes va avoir tendance à induire une vitesse plus rapide des gouttelettes d'eau (et donc une fraction volumique au sein du spray plus faible).

L'influence complexe de l'interaction entre rampes est mise en évidence sur la figure 4 où l'évolution de la transmittance est présentée pour des systèmes de double rampe avec variation de l'écartement entre les deux rampes (l'espacement des tuyères sur une rampe donnée reste fixé à 10 cm). On observe que le système de rampes avec un écartement de 10 cm se distingue par une atténuation du rayonnement plus faible. Les injections très proches des deux rampes entraînent une dynamique plus rapide des gouttes (donc une concentration plus faible au sein du spray). A contrario, le système avec écartement de 40 cm se rapproche plus de deux rampes distinctes avec peu d'interactions entre elles au niveau de la dynamique, engendrant une concentration au sein du spray plus élevée (et donc une atténuation plus importante).

Sur les questions de la dynamique entre rampes et l'analyse numérique détaillée on pourra se reporter à Collin [3] pour plus d'information.

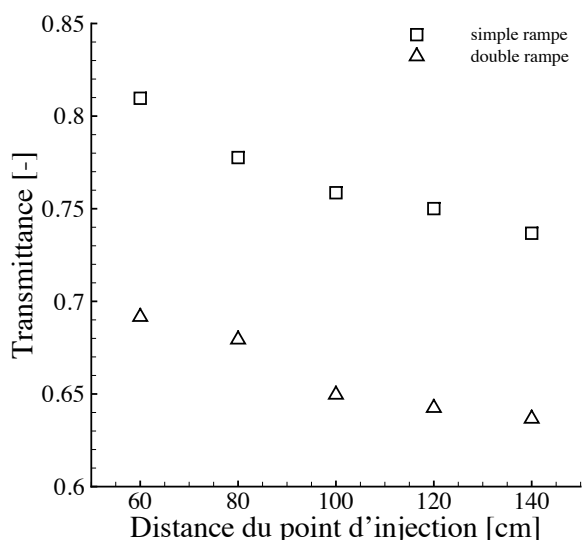


Figure 3 : Evolution de la transmittance en fonction de la quantité d'eau injectée

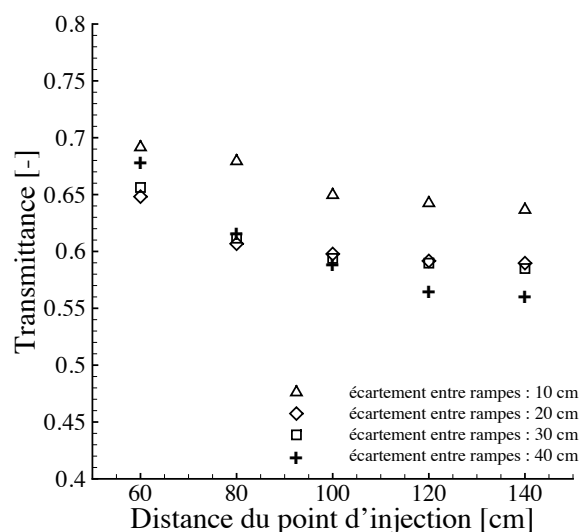


Figure 4 : Evolution de la transmittance dans le visible pour des systèmes de double rampe

3. Mesures d'opacimétrie sur des essais à grande échelle en situation de feu réel

Les opacimètres, utilisés dans la section précédente dans des expérimentations à échelle du laboratoire (sans feu ni fumée), sont maintenant utilisés dans des conditions réelles de feu dans des essais réalisés au CSTB pour le compte de Radio France. La configuration étudiée est présentée sur le plan de la figure 5. Le local d'essai possède une surface au sol de 15 m par 15 m avec une hauteur pouvant aller jusqu'à 6 m (grâce à un plafond amovible). Pour cet essai, les hauteurs sous plafond varient : 2,5 m pour une moitié du local (zone 1, partie haute de la figure 5) et 4,8 m pour l'autre moitié (zone 2, partie basse de la figure 5). Le foyer est situé au centre de la zone 2 et est composé essentiellement de mobilier de bureau. Des têtes d'aspersion industrielles sont implémentées dans l'ensemble du local (elles sont représentées par les triangles et les ronds sur la figure 5). Elles se déclenchent automatiquement à une température donnée par éclatement d'une ampoule thermosensible. Toutes les caractéristiques se rapportant aux essais ont été choisies de manière à se rapprocher le plus possible des locaux réels de la Maison de Radio France. Les opacimètres sont placés à trois hauteurs (0,9 m, 1,3 m et 1,7 m) pour évaluer les effets de stratification / déstratification en deux positions dans le local.

Les résultats d'opacimétrie obtenus lors de cet essai sont présentés sur la figure 6. Les lignes verticales présentent : (1) l'instant d'activation du système d'aspersion pour maîtriser le feu à environ 7 minutes, (2) l'arrêt de l'aspersion compte tenu de l'extinction du feu à environ 17 minutes et (3) une réactivation manuelle à environ 40 minutes pour observer l'effet du brouillard seul sur la visibilité. Le tableau 3 présente les extrapolations des données de transmission issues des opacimètres en termes de coefficient d'extinction (dédduit de la loi de Beer, avec toutes les réserves que l'on peut émettre compte tenu de ce que l'on a vu plus haut) et de seuil de visibilité (dédduit de la relation de Jin avec l'équation (2)).

Avant aspersion, on observe une diminution plus importante à 1,7 m du sol avec une trans-

mission à 50% (ce qui correspond encore à une visibilité de 15 m selon la corrélation de Jin) en lien avec la production et la stratification des fumées. Le déclenchement de l'aspersion induit une chute quasi-instantanée de la visibilité. Plus que la capacité des gouttes à augmenter le coefficient d'extinction (on a d'ailleurs vu plus haut que pour avoir une visibilité quasi-nulle, il fallait avoir un brouillard de très petites gouttes en grande concentration), c'est le brassage des fumées consécutif à l'injection des gouttes qui a priori induit la perte de visibilité. De plus, l'interaction eau-fumées produit probablement des gouttes incluant des particules issues des fumées, constituant un milieu à la fois absorbant et diffusant assez dense. Cette perte semble également homogène dans l'espace, ce qui concorde avec l'explication liée au brassage des fumées. L'arrêt de l'aspersion (à environ 17 minutes) induit une remontée de la transmission à des valeurs faibles, inférieures à 10 % (visibilité inférieure à 5 m, évaluée par extrapolation à 4,5 m). Cette remontée progressive de la ventilation peut être plus ou moins rapide suivant le régime de ventilation mis en place.

Afin de caractériser la visibilité à travers un brouillard seul (sans foyer), un test a été réalisé 40 minutes après le début de l'essai avec à nouveau le déclenchement de l'aspersion. Il est important de préciser que les conditions ne sont pas idéales puisque le milieu ne peut pas être considéré comme totalement nettoyé du mélange brouillard-fumée produit pendant l'essai avec feu. Cette idée est d'ailleurs renforcée par le fait que les opacimètres n'ont pas tous retrouvé totalement leur niveau de départ (transmission de 1). Cependant, même dans ces conditions défavorables, les données mesurées fournissent un aperçu des niveaux de visibilité auquel on peut s'attendre à travers un brouillard d'eau. Le déclenchement de l'aspersion induit une baisse instantanée de la transmission à des valeurs comprises entre 20 % et 30 %, relativement homogène dans le local. Ces valeurs correspondent à une distance de visibilité comprise entre 6 m et 9 m. On a bien confirmation par ces derniers résultats que ce n'est pas tant le brouillard d'eau lui-même qui cause l'absence de visibilité (par une très faible taille de gouttes) mais plutôt le mélange eau-fumée dû à l'entraînement des fumées par l'aspersion. Il faut garder à l'esprit que ces niveaux vont fortement dépendre de la concentration et la taille des gouttes, de la configuration étudiée, de l'activité du foyer (et par conséquent du volume plus ou moins important de fumées produites) et également du délai de déclenchement de l'aspersion.

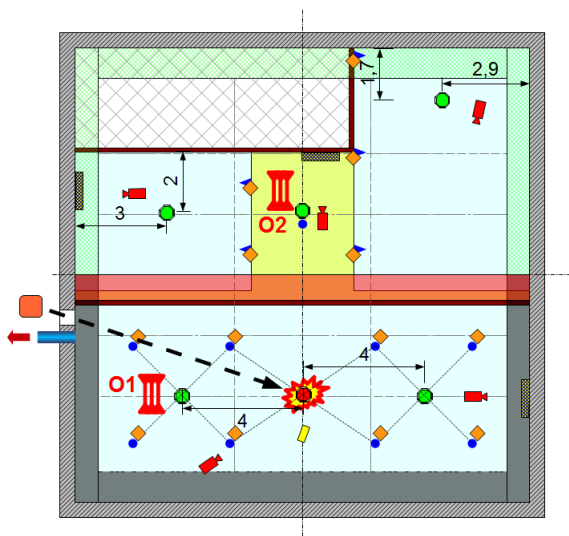


Figure 5 : Configuration expérimentale avec implantation des opacimètres

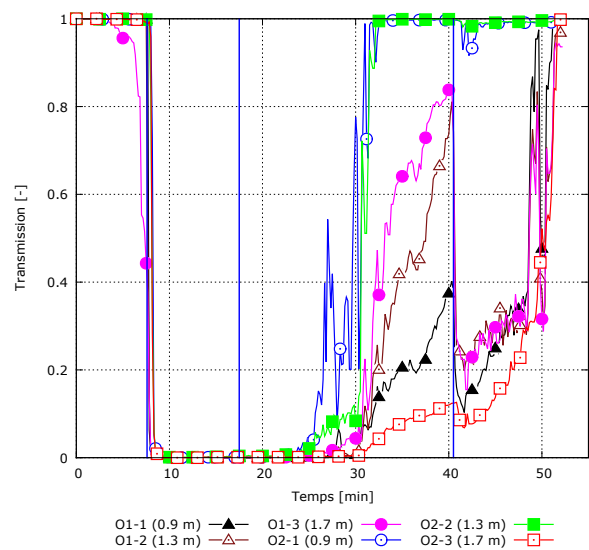


Figure 6 : Evolution de la transmittance dans le visible en situation de feu réel

| Situation | Transmittance (-) | Coefficient d'extinction (m^{-1}) | Visibilité (m) |
|---------------------------------------------------------|-------------------|---------------------------------------|-----------------------|
| Fumée avant aspersion (1,7 m du sol) | 0,5 | 0,5 | > 15 m |
| Sous aspersion | ≈ 0 | / | < 5 m (≈ 0) |
| 10 minutes après arrêt de l'aspersion (1,3 m du sol) | 0,1 | 1,8 | < 5 m |
| 10 minutes après arrêt de l'aspersion (0,9 m du sol) | 0,3 | 0,9 | 8,9 |
| Activation de l'aspersion sans fumée | 0,3 | 0,9 | 8,9 |

Tableau 3 : Extrapolation des données de transmission en terme de coefficient d'extinction et de visibilité

4. Conclusion

Une évaluation de la visibilité a été réalisée à travers des systèmes types rideau d'eau en laboratoire, puis brouillard d'eau utilisé en protection contre l'incendie. Des opacimètres constitués d'une diode laser et d'une photo-diode ont été réalisés, évalués et utilisés en situation réelle d'incendie. La faisabilité des mesures est confirmée même en environnement critique lié aux fumées et à l'aspersion par les gouttes. Une analyse rapide par loi de Beer et utilisation de corrélation semi-empirique permet de définir des gammes de visibilité. Il apparaît que plus encore que la diffusion du rayonnement visible par les gouttes, le déclenchement de l'aspersion produit un brassage du milieu induisant un mélange fumées+gouttes réduisant la visibilité quasiment à zéro. De tels essais doivent maintenant être reconduits dans différentes configurations de feu et pour des conditions variées d'aspersion (débit impliqué et distribution de tailles de gouttes différentes). Le volet numérique par approche de type Monte Carlo doit permettre en parallèle de mieux modéliser les phénomènes d'atténuation et d'extraire des informations sur la visibilité basées sur la notion de contraste, plus fiables que celles issues de l'utilisation de corrélations semi-empiriques non adaptées aux situation de feu sous aspersion.

Références

- [1] G. Parent, P. Boulet, S. Gauthier, J. Blaise, A. Collin. Experimental investigation of radiation transmission through a water spray. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol. 97, pp 126-141, 2006.
- [2] A. Collin, P. Boulet, G. Parent, D. Lacroix, Numerical simulation of a water spray - Radiation attenuation related to spray dynamics. *International Journal of Thermal Sciences*, 46, 9 pp. 856-868, 2007.
- [3] A. Collin, S. Lechene, P. Boulet, G. Parent, Water mist and radiation interactions - application to a water curtain used as a radiative shield. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 57, 537-553, 2010.
- [4] S. Lechêne, Z. Acem, G. Parent, G. Jeandel, P. Boulet, Upward vs downward injection of droplets for the optimization of a radiative shield. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54, pp. 1689-1697, 2011.
- [5] A. Coppalle et col., Fire protection : water curtains. *Fire Safety Journal*, 20, 3, pp. 241-255, 1993.
- [6] M. Modest, Radiative heat transfer. *Mc Graw-Hill International Editions* 1993.
- [7] S. Lechene, Etude expérimentale et numérique des rideaux d'eau pour la protection contre le rayonnement thermique, Thèse de l'Université Henri Poincaré Nancy 1, 2010.
- [8] G. Hale, M. Querry, Optical constants of water in the 200 nm to 200 μ m wavelength region. *Applied Optics*, 12(3), pp. 555-563, 1973.
- [9] T. Jin, Chapter 4 : Visibility and human behaviour in fire smoke. *SFPE Handbook of fire protection engineering*, Third Edition : 2-42 : 2-53, 2002.

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

Monia CHAABANE¹, Hatem MHIRI¹, Philippe BOURNOT²

¹Unité de thermique et thermodynamique des procédés industriels,
Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine, 5020 Monastir, Tunisie

²IUSTI, UMR CNRS 6595,
5 Rue Enrico Fermi, Technopôle de Château-Gombert, 13453 Marseille, France
(monia.chaabane@yahoo.fr)

Résumé -

Un modèle de simulation numérique est développé en utilisant le code de calcul industriel Fluent 6.3 pour étudier les performances thermiques d'un capteur solaire auto-stockeur. Ces résultats numériques sont comparés à ceux expérimentaux de la littérature et trouvés en bon accord. Afin d'améliorer le fonctionnement de ce dispositif solaire qui présente l'inconvénient des ses grandes pertes nocturnes, on se propose d'entourer le ballon de stockage de forme cylindrique d'une couche de matériau à changement de phase. Trois configurations qui diffèrent par l'épaisseur de ce matériau sont étudiées et l'effet de son intégration sur la température moyenne de l'eau, le rendement du capteur et son coefficient de pertes nocturnes est analysé pour une journée typique du mois de Mai sous un climat tunisien.

Nomenclature

C_p , chaleur spécifique ($J kg^{-1} K^{-1}$)

H , chaleur latente ($KJ Kg^{-1}$)

G , flux solaire ($W m^{-2}$)

K , conductivité thermique ($W m^{-1} K^{-1}$)

r , rayon de la couche de MCP (m)

T , température (K)

t , temps (s)

U , coefficient de pertes ($W K^{-1}$)

V , volume d'eau (m^3)

Symboles grecs

Δ variation

ρ , densité ($kg m^{-3}$)

β , coefficient de dilatation thermique (k^{-1})

Indices

a, ambiante

f, fusion

f, final

i, initial

l, liquide

m, moyenne

n, nuit

s, solide

st, stockage

T, total

1) Introduction

L'énergie solaire est une source d'énergie renouvelable, abondante et propre qui peut résoudre le problème de la dépendance vis-à-vis des énergies fossiles. L'exploitation de cette énergie pour le chauffage de l'eau est l'une des principales applications de cette source. Plusieurs types de chauffe-eau ont été conçus pour s'adapter aux différents besoins en eau chaudes. Le capteur solaire auto-stockeur est l'un des plus populaires systèmes de production d'eau chaude qui présente la particularité d'assurer le captage et le stockage de l'énergie solaire dans une même unité.

Ce dispositif a fait sujet de nombreuses études dont celle expérimentale de Chaouachi et Gabsi [1] qui ont effectué leurs mesures sous un climat tunisien et ont montré les acceptables performances thermiques de ce dispositif. Tripanagnostopoulos et Souliotis [2,3] ont étudié des modèles de capteur solaires auto-stockeurs qui diffèrent par la nature du concentrateur et le montage des ballons de stockage, et ont comparé leurs performances à celles d'un système classique de production d'eau chaude. D'autres auteurs [4] se sont intéressés à l'application des matériaux à changement de phase et on décrit le comportement de ces matériaux pendant le stockage de l'énergie solaire et sa libération par échange thermique avec le fluide caloporteur. Une autre stratégie pour améliorer le fonctionnement de ces dispositifs solaires qui consiste à colorer l'absorbeur a été proposée [5] et comparée à l'utilisation d'un absorbeur de haute sélectivité. De même, [6] deux systèmes auto-stockeurs à double vitrage avec et sans couvercle ont été étudiés et leur fonctionnement a été analysé en regardant le coefficient de déperdition et le rendement thermique, et comparé à un système à simple vitrage, montrant les acceptables performances thermiques de ces dispositifs malgré leur simplicité et faible coût.

Dans cette communication, on présente une étude numérique de l'effet de l'intégration des matériaux à changement de phase sur le fonctionnement d'un capteur solaire auto-stockeur. Deux modèles numériques en modélisation tridimensionnelle sont développés. Le premier décrit le capteur testé expérimentalement par Chaouachi [1] permettant de valider le modèle numérique. Le second, décrivant une unité de stockage latent de l'énergie solaire, permettant de décrire le comportement de ces matériaux et leur rôle dans la réduction des pertes nocturnes qui représentent l'inconvénient majeur de ce type de chauffe-eau.

2) Modélisation et simulation

2.1 Description de la géométrie

Pour la validation du modèle numérique, Le capteur modélisé est celui conçu par Chaouachi et al [1]. Il est constitué essentiellement d'un ballon cylindrique peint en noir de 95l de volume, d'un réflecteur d'une épaisseur de 1.5mm qui épouse la forme du coffre de protection et d'une vitre de surface de captation de 3.7m². La seconde configuration étudiée est constituée des mêmes éléments, mais elle diffère par l'introduction d'une couche de matériau à changement de phase (MCP) autour du ballon de stockage. Trois modèles ont été modélisés pour trois valeurs différentes du rayon de la couche de MCP.

La modélisation effectuée sur le maillage « Gambit2 » est tridimensionnelle. On donne sur les figures 1.a et 1.b les deux configurations de capteur auto-stockeur considérées, respectivement sans et avec MCP.

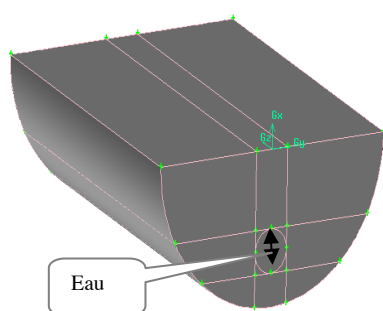


Fig. 1. (a). capteur auto-stockeur sans MCP.

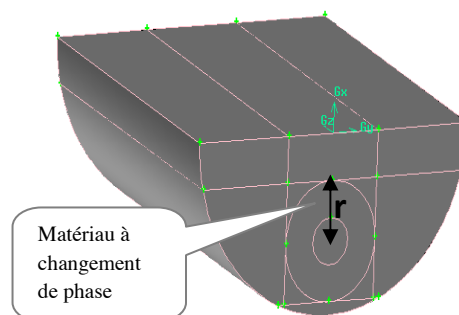


Fig.1. (b). Capteur auto-stockeur avec MCP.

La génération de maillage pour les géométries déjà modélisées est aussi assurée par le logiciel Gambit2. Ce maillage, constitué de cellules hexaédriques, est décrit pour une coupe

transversale au niveau du plan $Z=1$ des capteurs sans et avec MCP respectivement sur les figures 2.a et 2.b. Les caractéristiques du maillage sont décrites pour les deux types de capteurs et pour les différentes valeurs du rayon de la couche de MCP décrit sur la figure 1.b, sur le tableau 1 :

| <i>Configuration de capteur auto-stockeur</i> | <i>Rayon de la couche de MCP r [m]</i> | <i>Nombre d'éléments [cellules]</i> |
|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------------|-------------------------------------|
| <i>Sans MCP</i> | – | 293680 |
| <i>Avec MCP</i> | 0.2 | 314400 |
| | 0.25 | 326000 |
| | 0.3 | 338600 |

Tableau [1]: Caractéristiques du maillage.

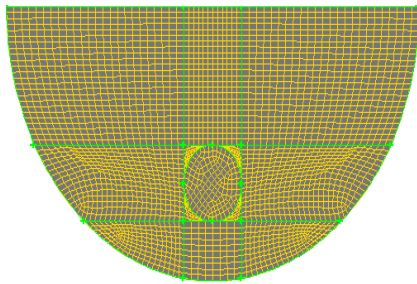


Fig. 2. (a). Coupe transversale du maillage généré pour le capteur auto-stockeur sans MCP.

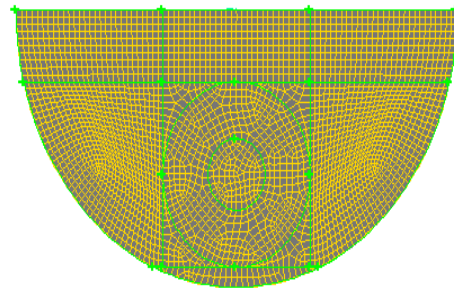


Fig.2. (b). Coupe transversale du maillage généré pour le capteur auto-stockeur avec MCP.

Le modèle maillé par le logiciel Gambit est ensuite exporté vers le solveur Fluent pour la simulation numérique.

2.2 Simulation numérique

La simulation numérique est effectuée à l'aide du code calcul industriel Fluent qui permet la résolution des équations de conservation décrivant la problématique étudiée. La méthode de discrétisation utilisée par le logiciel fluent est la méthode des volumes finis qui est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, d'énergie et de la quantité de mouvement dans tout le domaine de calcul. De plus cette méthode facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations à résoudre. Pour la fermeture de ces équations, le modèle de turbulence considéré est le modèle $K-\epsilon$ standard. Le modèle de rayonnement considéré pour introduire le terme d'échange radiatif est le modèle S2S. Il est utilisé pour prendre en considération l'échange radiatif entre des surfaces grises et diffuses, ce qui décrit bien le capteur considéré dans l'étude expérimentale de Chaouachi et al. [1].

Le modèle de solidification/fusion est activé dans la deuxième configuration de capteur pour introduire les MCPs.

La transition de phase est supposée se passer à une température entre T_s et T_l , et les propriétés thermo-physiques du Paraffin wax (P116) qui est le MCP utilisé comme matériau de stockage thermique dans cette étude sont décrites dans le tableau 2 suivant :

| MCP | $\rho(\text{Kg/m}^3)$ | $C_p(\text{J/kg k})$ | $K_s(\text{W/m k})$ | $K_l(\text{W/m k})$ | $\Delta H(\text{KJ/Kg})$ | $T_f(\text{K})$ |
|---------------------|-----------------------|----------------------|---------------------|---------------------|--------------------------|-----------------|
| Paraffin wax (P116) | 802 | 2510 | 0.358 | 0.24 | 226 | 320 |

Tableau [2] : propriétés thermo- physiques du Paraffin wax (P116)

Les hypothèses simplificatrices considérées dans cette étude sont:

- 1) Le fluide est incompressible.
- 2) Les conditions climatiques correspondent à un ciel clair et peu nuageux.
- 3) Les approximations de Boussinesq sont supposées valables pour l'air, dans la gamme de températures considérée. Cette approximation est décrite par la relation suivante :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta\Delta T) \tag{1}$$

La condition initiale: à $t=0$, la température de l'eau=294 K.

Les conditions aux limites qui définissent ce problème sont comme suit:

Le flux solaire G considéré sur la vitre est celui mesuré expérimentalement par Chaouachi et al [1], pour la journée du 17 Mai. La température ambiante utilisée pour le calcul des pertes convectives et conductives entre la vitre et l'extérieur est aussi celle mesurée par les mêmes auteurs et pour la même journée. La température T_{ciel} nécessaire pour l'estimation des échanges radiatifs est obtenue par la relation suivante :

$$T_{ciel} = 0.0552T_a^{1.5} \tag{2}$$

Les évolutions du flux solaire G et de la température ambiante T_a , mesurés par Chaouachi et al. [1], sont données sur la figure3 :

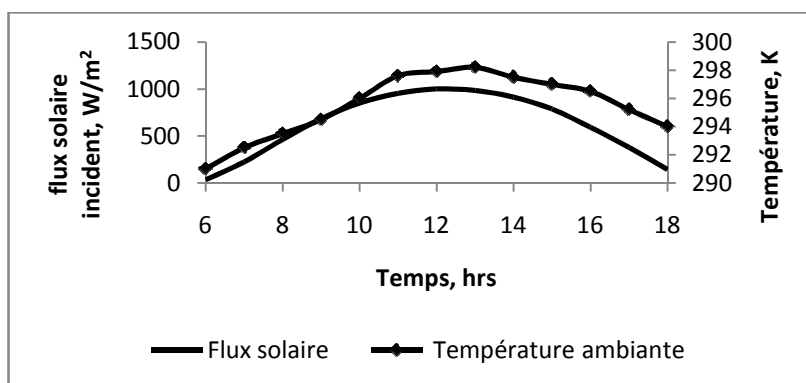


Fig. 3. Flux solaire incident G et température ambiante T_a mesurés par Chaouachi et al. [1]

3) Résultats et interprétations

3.1 Validation du modèle numérique

Les résultats obtenus numériquement pour la température moyenne de l'eau dans le réservoir sont comparés sur la figure 4 à ceux établis expérimentalement par Chaouachi et al. [1].

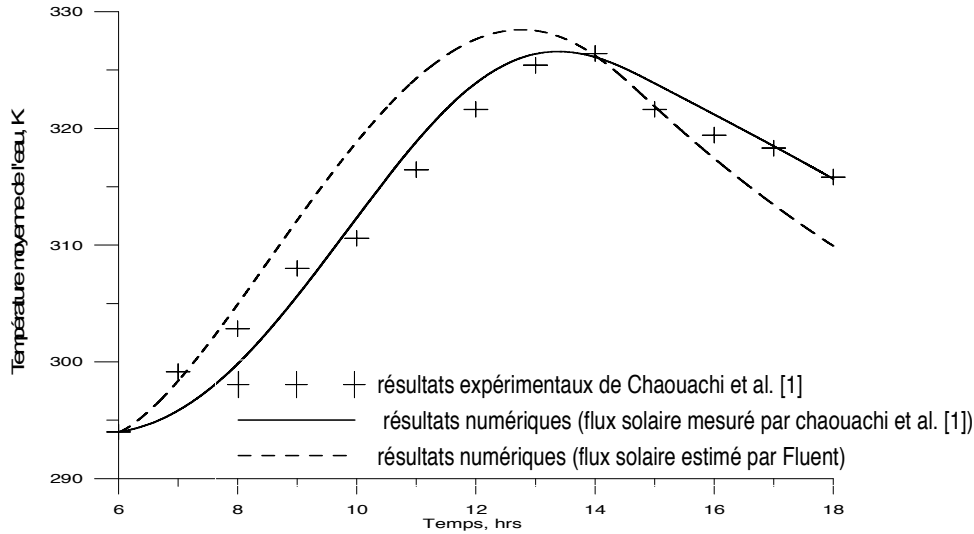


Fig. 4. Validation du modèle numérique

Les résultats expérimentaux de Chaouachi et al [1] sont comparés à ceux numériques de Fluent et ce en considérant comme puissance incidente sur la vitre celle mesuré expérimentalement par ces mêmes auteurs décrit sur la figure 3 ainsi que celle estimé par la calculatrice solaire disponible en activant le modèle de rayonnement de Fluent, qui est décrit sur la figure 5. On note une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et ceux numériques en considérant dans la simulation les valeurs de flux mesurés par Chaouachi et al. [1], et une assez bonne concordance lorsque le flux considéré lors des excursions est celui estimé par Fluent. Ce ci est du à la légère différence entre les deux flux solaires considérés.

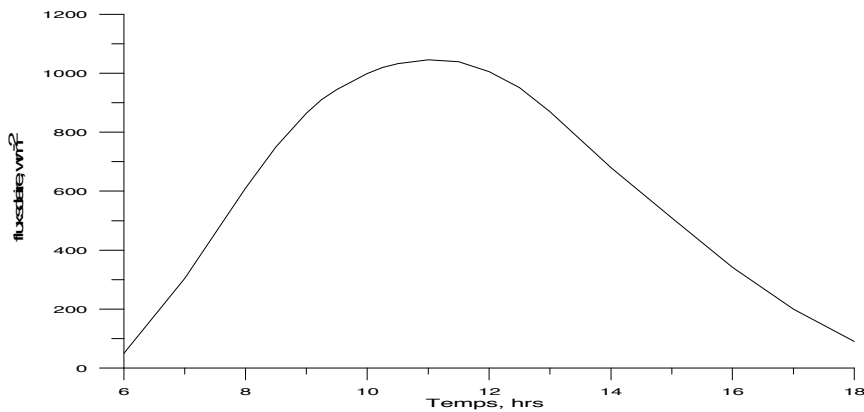


Fig. 5. Flux solaire estimé par la calculatrice solaire Fluent

3.2 Effet de l'intégration des MCP sur les performances du capteur solaire auto-stockeur

Un deuxième modèle numérique qui permet d'introduire les MCP dans ce dispositif auto-stockeur est développé en utilisant le code de calcul industriel Fluent 6.3. Trois différentes configurations sont étudiées pour trois valeurs du rayon de la couche de MCP. Les mêmes modèles, hypothèses simplificatrices et conditions aux limites utilisés pour la validation du modèle sont considérés, sauf que le modèle de solidification/fusion est activé pour la simulation de cette unité de stockage latent d'énergie. Le flux solaire considéré au niveau de la vitre pour

le reste des exécutions est celui estimé par la calculatrice solaire Fluent. Ce ci permet d'étudier le fonctionnement de ce dispositif pour différentes conditions spatio-temporelles juste en spécifiant la date et le lieu de l'étude dans le modèle de rayonnement correspondant.

3.2.1 fonctionnement pendant le jour

Dans cette partie, on discute l'effet de l'intégration des MCP sur le fonctionnement du capteur auto-stockeur pendant le jour. Le fonctionnement de trois dispositifs qui diffèrent par le rayon de la couche de MCP est donc analysé et comparé à celui du même système sans MCP. Sur la figure 6, on donne l'évolution temporelle de la température moyenne de l'eau dans le ballon de stockage pour les différents systèmes étudiés :

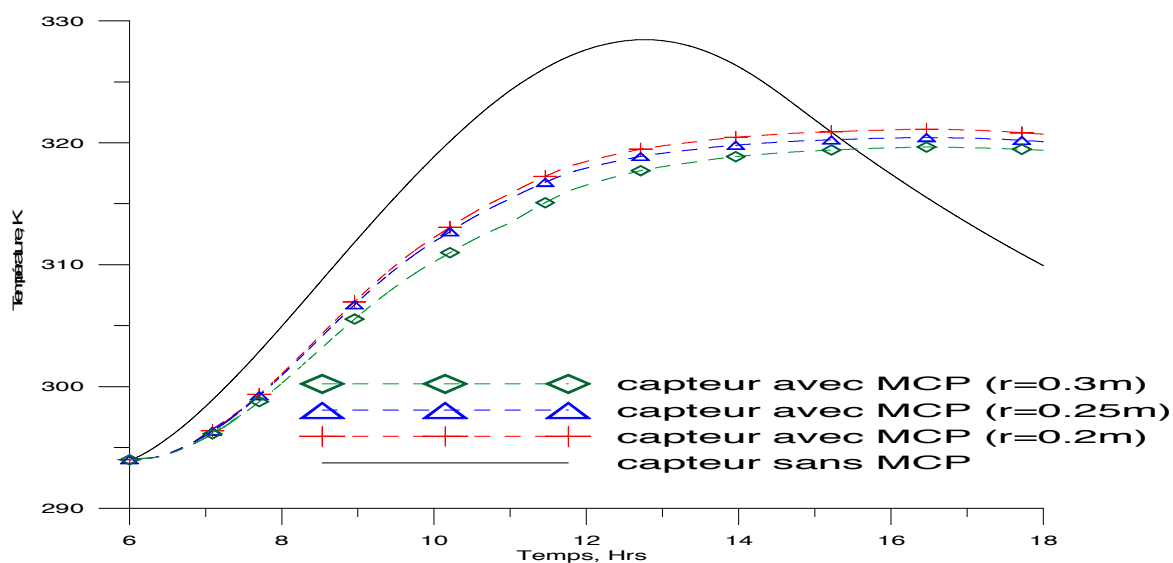


Fig. 6. Evolution temporelle de la température moyenne de l'eau dans le réservoir de stockage.

On remarque qu'entre 6h et 15h, le système sans MCP permet une température moyenne de l'eau supérieure, et l'écart atteint une valeur maximale de 7°C. Pour le reste de la journée, le système avec MCP présente une température supérieure. D'autre part, la température commence à décroître à partir d'environ 13h pour le système initial alors qu'après introduction des MCP, elle continue à augmenter jusqu'à la fin de la journée (vers 18h) où elle se stabilise. Entre 15h et 18h, la courbe de température est décroissante pour le système sans MCP alors qu'elle demeure presque constante à une température très proche de celle de la fusion du Paraffin wax (P116) (320K). On note que l'écart optimal atteint à 18h est de 11°C.

Concernant l'effet du rayon de la couche de MCP, on remarque une légère augmentation de la température moyenne de l'eau par réduction de rayon, mais l'écart entre les deux valeurs extrêmes ($r=0.2\text{m}$ et $r=0.3\text{m}$) ne dépasse pas les 2.5°C. D'autre part, la température à la fin de la journée est plus importante pour les plus faibles rayons, mais elle reste très proche de celle de fusion du Paraffin wax (P116).

L'effet de l'introduction des MCP sur le rendement du capteur auto-stockeur est décrit sur la figure 7. On note que le rendement du capteur initial s'annule vers 14h alors que celui du système avec MCP demeure positif jusqu'à 17h. Ce ci peut être expliqué par la réduction des pertes convectives et radiatives au niveau du ballon de stockage. D'autre part, une diminution au niveau du rendement entre 7h et 12h est remarquée. Concernant l'effet du rayon de la couche de MCP, on note un léger écart entre les trois courbes correspondantes aux trois rayons, ce pendant cet écart ne dépasse pas 5%.

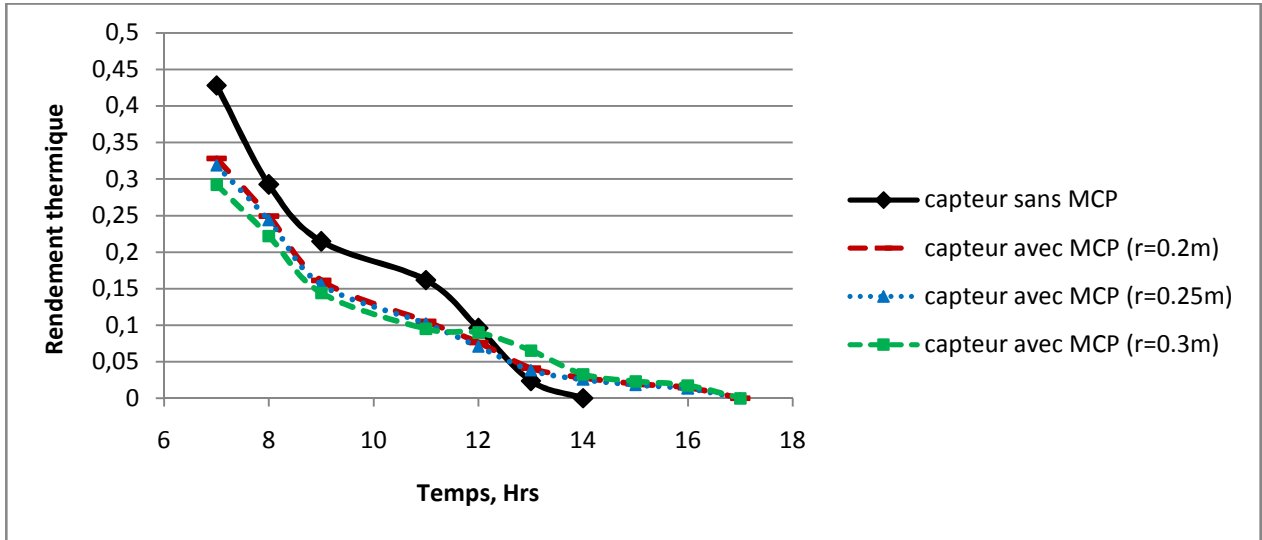


Fig. 7. Evolution temporelle du rendement thermique du capteur avec et sans MCP.

3.2.2 fonctionnement nocturne

Le fonctionnement des deux unités de stockage latent et sensible de l'énergie est analysé pendant la nuit afin de suivre l'évolution temporelle de la température moyenne de l'eau dans le réservoir de stockage et calculer le coefficient de pertes nocturnes décrit par la relation suivante : $U_{st} = (\rho C_p V_T / \Delta t) \text{Ln} [(T_i - T_{m,a}) / (T_f - T_{m,a})]$.

Sur la courbe 8, on compare la température moyenne de l'eau pendant la nuit pour les systèmes auto-stockeurs avec et sans MCP.

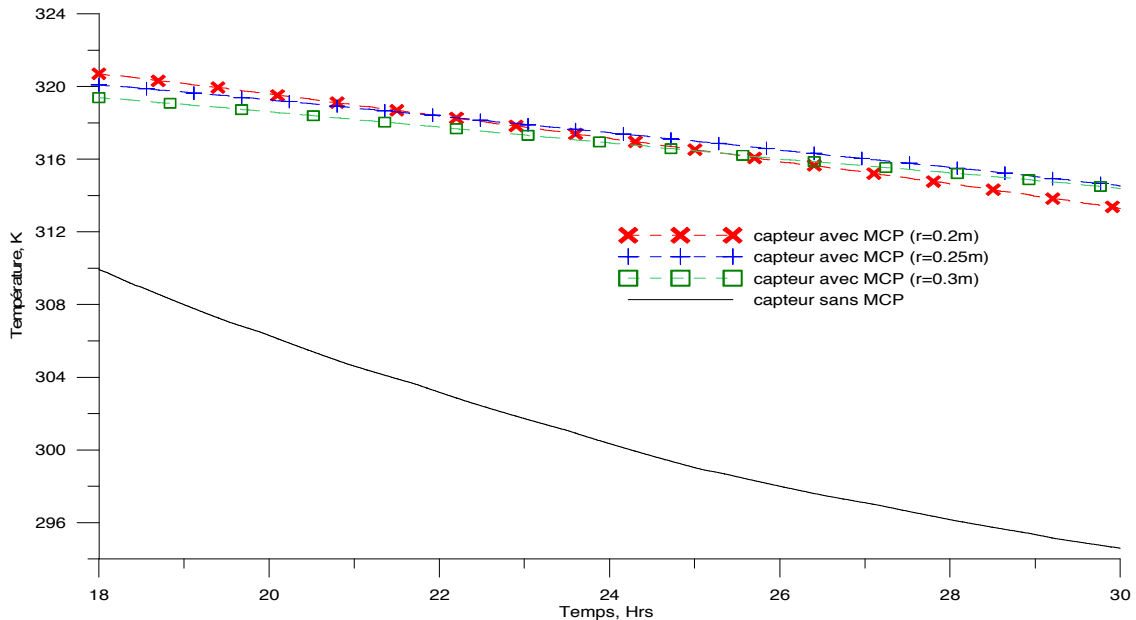


Fig. 8. Evolution temporelle de la température moyenne de l'eau pendant la nuit.

On remarque que le système avec MCP permet une température moyenne de l'eau supérieure à celle dans le système sans MCP. L'écart optimal prend une valeur initiale de 11°C à 18h et atteint une valeur de 20°C vers 6h du matin (30h).

Les figures 9 et 10 donnent respectivement l'évolution du coefficient de pertes nocturnes en fonction de la différence de température $\Delta T_{m,n}$ respectivement pour le capteur sans MCP et avec différents rayons de ce matériau. Ce coefficient peut être approché par une courbe de

tendance linéaire en fonction de cette différence de température comme suit :

Capteur sans MCP: $U_{st} = 14.8 - 0.013 \Delta T_{m,n}$.

Capteur avec MCP de rayon $r=0.2m$: $U_{st} = 13.32 - 0.426 \Delta T_{m,n}$.

Capteur avec MCP de rayon $r=0.25m$: $U_{st} = 10.94 - 0.34 \Delta T_{m,n}$.

Capteur avec MCP de rayon $r=0.3m$: $U_{st} = 6.81 - 0.1936 \Delta T_{m,n}$.

L'introduction de MCP permet donc une réduction des pertes nocturnes. D'autre part, ce coefficient de pertes est plus faible pour les plus grands rayons.

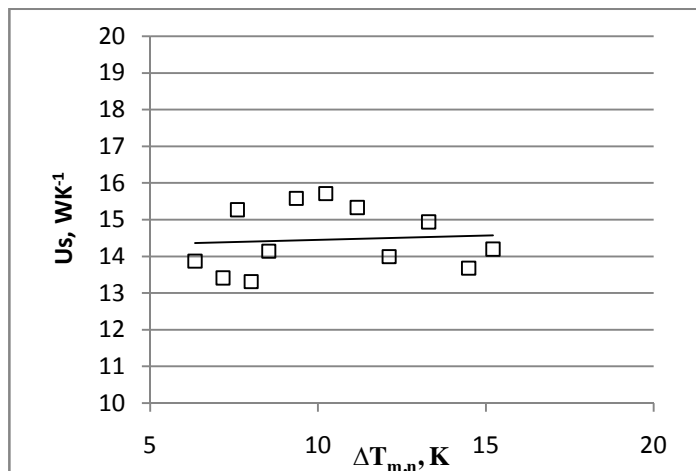


Fig. 9. Evolution du coefficient de pertes nocturnes pour le capteur sans MCP.

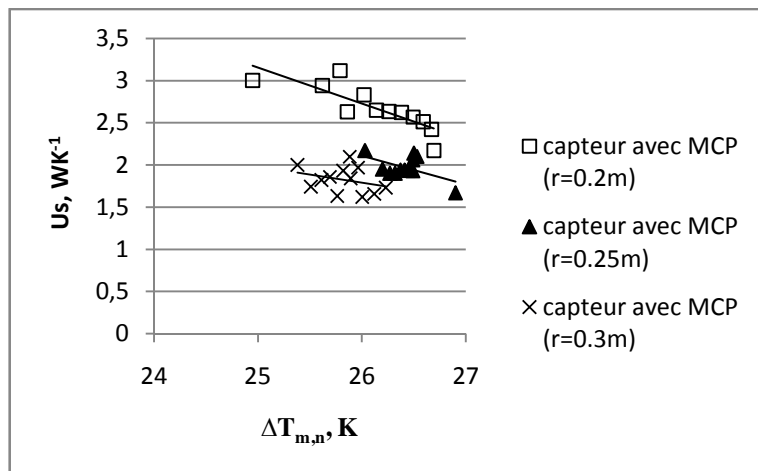


Fig. 10. Evolution du coefficient de pertes nocturnes pour le capteur avec MCP.

4) Conclusion

L'introduction de MCP dans les capteurs solaires auto-stockeurs est un moyen d'influencer les caractéristiques de transfert de chaleur qui permet d'améliorer les performances thermiques de ce dispositif. Le système proposé présente un coefficient de pertes nocturnes réduit et une température d'eau supérieure pendant la nuit. Ce pendant une réduction du rendement thermique pendant le jour est notée.

Références

- [1] B.Chaouachi, S.Gabsi, Etude expérimentale d'un chauffe-eau solaire à stockage intégré dans des conditions réelles. Revue des Energies Renouvelables Vol. 9 N°2 (2006) 75 – 82.
- [2] Y. Tripanagnostopoulos, M. Souliotis, capteur solaire auto-stockeur à réflecteurs CPC asymétriques. Energie renouvelable 29 (2004) 223–248.
- [3] Y. Tripanagnostopoulos, M. Souliotis, capteurs solaires auto-stockeurs avec ballon de stockage cylindrique horizontale (E-W) et verticale (N-S). Energie renouvelable 29 (2004) 73–96.
- [4] Didier Haillet, Xavier Py, Vincent Goetz, Mohamed Benabdelkarim, Les composites de stockage pour l'optimisation des systèmes de chauffage solaire de l'eau. Recherche et conception en génie chimique 86 (2008) 612–617.
- [5] T.N.Anderson, M.Duke, J.K.Carson, Effet de la couleur sur les performances thermiques d'un capteur solaire auto-stockeur. Matériaux d'énergie solaire et cellules solaires 94 (2010) 350–354.
- [6] A. Messaouda et C. Kerkeni, Contribution à l'étude d'optimisation d'un chauffe eau solaire type cylindro-parabolique. Revue des Energies Renouvelables CICME'08 Sousse (2008) 177 – 184.

Contrôle non destructif des œuvres d'art par infrarouges moyens et lointains

J.L Bodnar*, J.J Metayer**, K.Mouhoubi* et V. Detalle***

* GRESPI/ ECATHERM, UFR Sciences Exactes et Naturelles, BP 1039, 51687 Reims cedex 02

** VISIOM, Parc de haute Technologie, 13 rue Alexis de Tocqueville, SILIC 41, 92182 Antony

*** LRMH, 29 avenue du Paris, 77420 Champs sur Marne

(Auteur correspondant : jl.bodnar@univ-reims.fr)

Résumé

L'avancée des technologies conjuguées à un besoin de sécurité accru dans les aéroports conduisent au développement d'appareils de contrôle non destructif utilisant les infrarouges lointains (ondes térahertz). Ces ondes présentent en effet, l'avantage d'être relativement pénétrantes, tout en étant non ionisantes. Elle est donc potentiellement d'un apport intéressant dans le domaine du contrôle non destructif. Avec l'aide, de la société VISIOM, nous avons approché les possibilités de cette nouvelle méthode d'analyse en matière d'aide à la restauration des œuvres d'art du patrimoine. Ce sont des exemples de résultats obtenus dans ce cadre, que nous présentons ici et que nous comparons à ceux obtenus par thermographie infrarouge stimulée classique.

1. Introduction

La bande de fréquence des infrarouges lointains désigne les ondes électromagnétiques s'étendant environ entre 100 GHz et 30 THz, soit environ aux longueurs d'ondes variant entre 0,1 mm et 3 mm. Ces ondes électromagnétiques sont aussi connues aujourd'hui sous la terminologie de térahertz ou d'ondes T. Cette bande est intermédiaire entre les fréquences radioélectriques des micro-ondes et les fréquences optiques de l'infrarouge. Jusqu'à présent, elle a été peu explorée en raison de l'absence de sources de rayonnement et de détecteurs adaptés. Le besoin de sécurité grandissant dans les transports aériens, mais aussi l'avancée des technologies, fait que cette bande spectrale a été ces dernières années de nouveau considérée avec grande attention [1-6]. Ainsi de nouvelles sources sont maintenant disponibles dans les laboratoires scientifiques. On peut citer les sources mettant en œuvre des lasers à cascade quantique ou encore des diodes Gunn. De même, différents types de détecteurs sont disponibles. On peut citer des antennes classiques, mais, aussi des transducteurs térahertz / infrarouge thermique. Malgré la résolution latérale forcément limitée du fait de la longueur d'onde d'analyse (typiquement 200µm pour une longueur d'onde de 2 mm), cette gamme de fréquence présente de nombreux atouts. Tout d'abord comme les infrarouges, les rayons térahertz peuvent être mis en forme optiquement. Ensuite, comme les micro-ondes, ils possèdent un fort pouvoir de pénétration. Ils ne sont pas ionisants. Enfin, les ondes térahertz sont, via un transducteur, détectable à l'aide d'un détecteur thermique, telle une caméra de thermographie infrarouge. Ces atouts font qu'il nous a paru intéressant d'approcher les possibilités de cette bande spectrale en matière d'aide au contrôle non destructif.

Le dispositif expérimental que nous avons alors mis en œuvre est le portique « Provision 100 » de la société VISIOM. C'est un dispositif que l'on rencontre aujourd'hui classiquement dans les aéroports. A l'aide de ce dispositif industriel, nous avons analysé différents types d'œuvres d'art. Ce sont des exemples de résultats obtenus dans ce cadre, que nous présentons ici et que nous comparons à ceux obtenus par thermographie infrarouge stimulée classique [7-11].

2. Le système expérimental utilisé : Le système PROVISION 100

Le système expérimental que nous avons mis en œuvre lors de notre étude est le système PROVISION 100 de la société VISIOM (figure 1a). Ce système est un scanner térahertz classiquement utilisé dans les aéroports pour détecter des menaces tels que des armes à feu, des explosifs, des couteaux, des narcotiques, ... Il est composé d'environ 400 paires d'émetteurs (diodes Gunn) / récepteurs d'ondes térahertz (antennes). Ces sources d'émission / réception constituent deux bandes d'analyse d'environ 2 m de hauteur. Ces bandes permettent pour l'une, une analyse en face avant de l'échantillon étudié, pour l'autre une analyse en face arrière de ce dernier. L'analyse complète de l'échantillon étudié est obtenue par une rotation de 180 degrés de ce couple de bandes d'analyses (figure 1b)

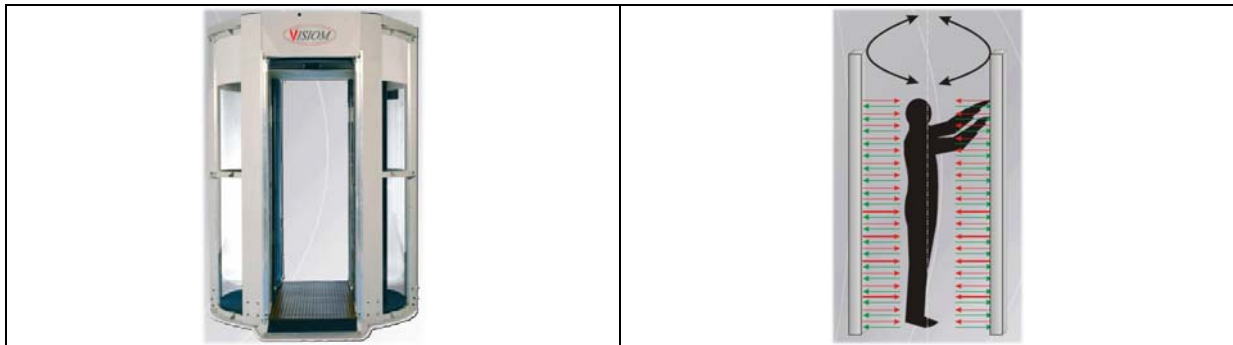


Figure 1 : Le système térahertz utilisé : Le système PROVISION 100 (à gauche) et son principe de fonctionnement (à droite)

La bande de fréquence utilisée par le système PROVISION 100 est 24 – 30 GHz. La durée d'une analyse complète est d'environ 2s. Cette durée est vraiment très faible, ce qui constitue un atout pour cette méthode de contrôle non destructif. La densité de puissance mise en œuvre par le système PROVISION 100 est, à une distance de 1 cm, d'environ $68 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Là aussi, cette valeur est très faible, comparée à celle obtenue à proximité d'un téléphone portable qui est typiquement 10 000 fois supérieure. Cette valeur semble donc bien conférer un aspect non destructif à la méthode. Enfin, le système PROVISION 100 utilise les propriétés d'absorption des ondes térahertz, présentées par les molécules polaires, tels que l'eau (l'atmosphère) ou les métaux et les propriétés de transparence (sur une épaisseur typique de 1cm) des textiles (vêtements), des mousses, du bois, du téflon, des plastiques, des textiles, du papier, des céramiques, du béton, ... L'analyse proposée par le système PROVISION 100 consiste alors à construire des images d'interférométrie holographique des ondes térahertz réfléchies ou non par l'échantillon étudié.

3. Exemples de résultats expérimentaux obtenus

3.1) Détection d'inclusions dans un échantillon de Chaux - plâtre déposé sur plâtre

La première étude expérimentale que nous avons menée, visait à étudier les possibilités des ondes térahertz en matière de détection de délaminages situés dans des peintures murales du patrimoine. Pour cela, nous avons réalisé un échantillon test, selon la technique des primitifs Italiens. Il s'agit d'un bloc de plâtre recouvert d'un mélange de chaux et de plâtre et contenant trois défauts, d'épaisseurs différentes, dans la couche de revêtement. La couche picturale déposée est composée de trois bandes de peintures, noires, vertes et jaune déposées « al fresco » (figure 2).



Figure 2 : L'échantillon étudié

Cet échantillon a été analysé à l'aide des systèmes PROVISION 100 et SAMMTHIR (Système d'Analyse des Matériaux Minces par THERmographie InfraRouge stimulée) de l'Université de Reims Champagne Ardenne. Dans le premier cas, la durée complète d'analyse a été d'environ deux secondes. Dans le cas de l'analyse photothermique, la durée d'excitation de type créneau, a été fixée à 10 s, la durée d'analyse à 60 s et la puissance d'excitation à $2 * 400$ W. Les figures 3 présentent deux exemples de résultats obtenus. La figure 3a, concerne l'analyse térahertz. Elle fait d'abord clairement apparaître, du fait de réflexions différentes, une signature térahertz plus importante à l'endroit des défauts. Cela montre donc les possibilités de la méthode térahertz en matière de détection d'inclusion d'air. Elle montre ensuite que la méthode térahertz ne semble pas sensible aux différences de couleurs de pigments utilisés. Cela constitue un atout important, car la méthode élimine par rapport à l'analyse photothermique une source d'artéfacts de détection (figure 3b). Elle montre enfin que cette configuration expérimentale, la méthode térahertz, ne semble pas sensible à l'épaisseur des inclusions d'air.

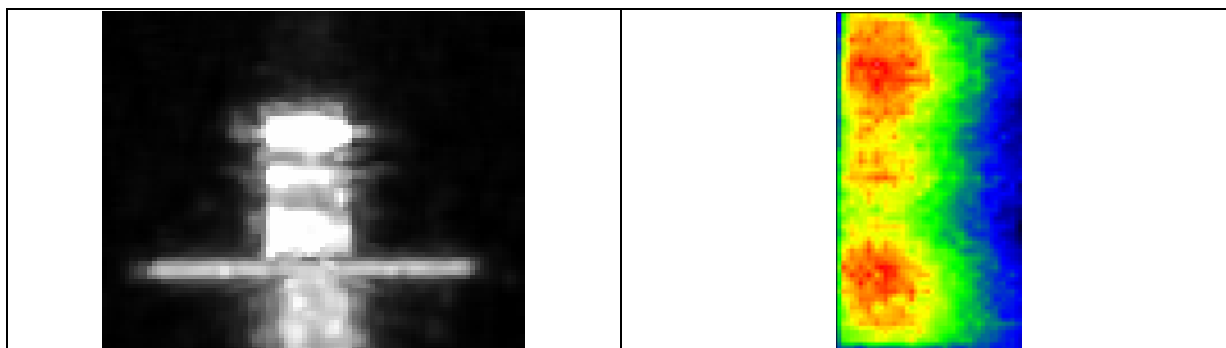


Figure 3 : Les images térahertz (à gauche) et photothermique (à droite) obtenues

3.2) Détection d'inclusions dans une fresque académique

A la suite de ces résultats encourageants, nous avons étudié une fresque académique. Cette dernière a été réalisée, comme l'échantillon précédent selon la technique des primitifs Italiens. Là aussi un substrat de plâtre a été recouvert d'un mélange de chaux et de plâtre. Le tout est ensuite recouvert d'une couche picturale réalisée « al fresco » et représentant l'enfant Jésus. Il s'agit d'une copie partielle de la peinture murale du « Saint Christophe » de la collection Campana du Louvre (figure 4a). Afin de tester les possibilités de la méthode térahertz en matière de détection de défauts situés à différentes profondeurs, Gabriela Szatanick, la restauratrice professionnelle qui a réalisée cette fresque, a introduit cinq inclusions de plastazote (matériaux dont les propriétés thermiques sont proches de celles de l'air). Parmi ces défauts, le défaut situé en bas à gauche de la fresque se trouve à une profondeur sensiblement constante de 3 mm. Le défaut situé en haut et à droite de la fresque se situe à une profondeur

sensiblement constante de 5 mm. Le défaut situé en bas et à droite de la fresque est incliné par rapport à la surface et sa profondeur varie entre 3 mm et 10 mm. Enfin les défauts situés en haut et à gauche de la fresque sont superposés. Le plus large est situé à environ 3 mm de profondeur. Le plus étroit est situé à 10 mm de profondeur et est donc partiellement masqué par le précédent (figure 4b).



Figure 4 : La fresque académique étudiée (à gauche) et la position des inclusions de plastazote (à droite)

Comme précédemment, cette fresque académique a été analysée à l'aide des systèmes PROVISION 100 et SAMMTHIR. Dans le premier cas, la durée d'analyse est là aussi d'environ deux secondes. Dans le second cas, la durée d'excitation là aussi de type créneau, a été fixée à 120 s, la durée d'analyse à 300 s et la puissance d'excitation à 500 W. Les figures 5 présentent deux exemples de résultats obtenus. La figure 5a, concerne l'analyse térahertz. Elle fait d'abord apparaître cinq signatures caractéristiques à l'aplomb des différents défauts, alors que la méthode photothermique n'en détecte que quatre (figure 5b). Cela confirme d'une part, les possibilités de la méthode térahertz en matière de détection de défauts situés dans des œuvres d'art. Cela montre d'autre part que la méthode térahertz permet la détection de défauts situés à différentes profondeurs dans l'échantillon analysé, y compris à 10 mm de la surface de l'œuvre d'art. Cela montre enfin, que la méthode térahertz permet aussi la détection d'un défaut « profondément » enfoui et masqué partiellement par un autre défaut. La figure 5a montre ensuite que la réponse térahertz ne semble là encore et contrairement à la méthode photothermique (figure 5b), pas sensible à la différence de couleurs des pigments constituant la couche picturale. Les figures 5 montrent enfin, que les deux méthodes font apparaître des formes géométriques de signatures térahertz proches des formes géométriques réelles des inclusions de plastazote.

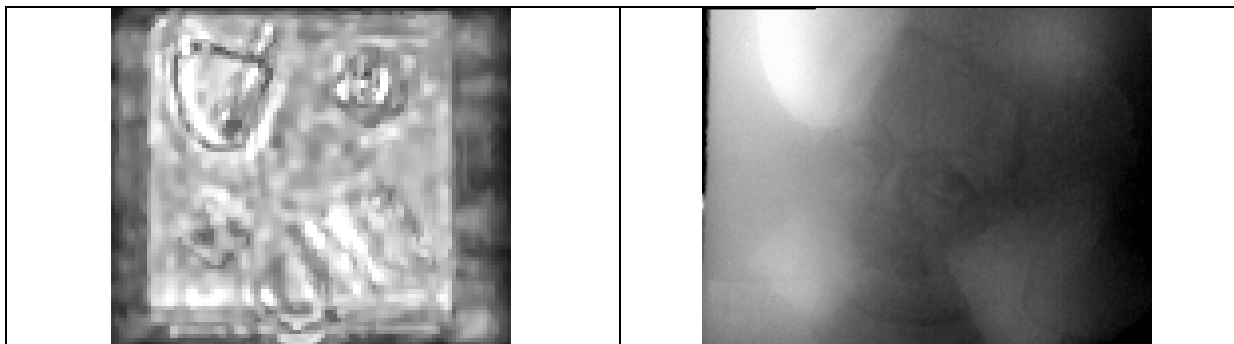


Figure 5 : Les images térahertz (à gauche) et photothermique (à droite) obtenues

3.3) Détection d'inclusions dans une fresque académique recouverte de « papier Japon »

A la suite de ces résultats positifs, nous avons voulu élargir l'étude à l'analyse d'une peinture murale recouverte de « papier Japon ». Ce cas de figure correspond à un cas d'étude couramment rencontré sur site. En effet, en attendant d'avoir le temps et les financements nécessaires à la restauration d'une peinture murale, il est classique que les restaurateurs du patrimoine consolident la couche picturale à l'aide de « papier Japon » (figure 6).



Figure 6 : Peintures murales de l'église de Bonnet Partiellement recouvertes de « Papier Japon »

Or cette couche de « papier Japon » est source de problèmes optiques (modifications des propriétés radiatives de façon inhomogène spatialement) et thermiques (ajout de résistances thermiques là aussi inhomogènes spatialement), pour l'analyse photothermique. Nous avons donc voulu aussi approcher les possibilités des ondes térahertz dans ce cas de figure. Nous avons alors recouvert notre fresque académique de « papier Japon » et procédé à une analyse térahertz à l'aide du système PROVISION100. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 7. Il montre que la présence de « papier Japon » sur l'œuvre d'art, ne perturbe en aucune manière la détection des inserts de plastazote.



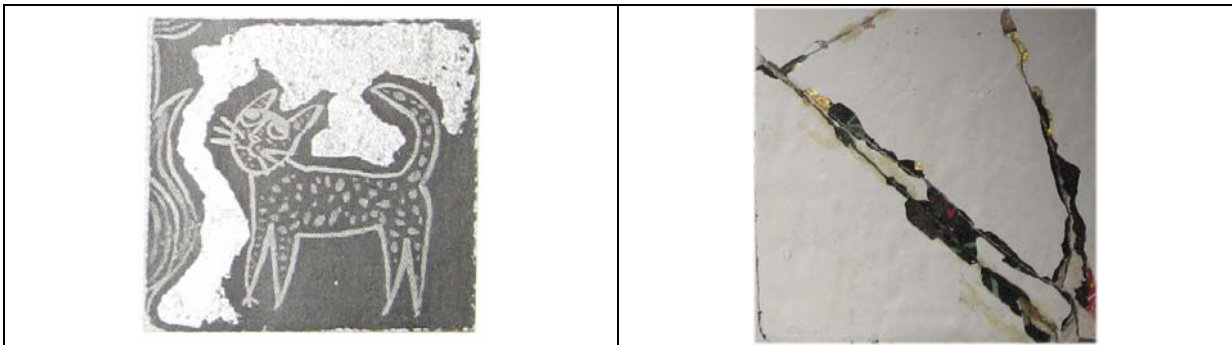
Figure 7 : Image térahertz de la fresque académique étudiée recouverte de « papier japon »

3.4) Détection de peinture murale sous une couche de badigeon

L'échantillon que nous avons ensuite étudié se rapporte aussi à un cas d'étude couramment rencontré sur site : Il s'agit de la détection de peinture murale recouverte de badigeon (couche de chaux grasse visant à dissimuler les œuvres d'art lors, par exemple, de conflits armés). Là encore, la présence de cette couche additionnelle met en défaut la méthode photothermique.

L'échantillon que nous avons étudié dans ce cadre, a été réalisé par Emilie Detalle restauratrice professionnelle du patrimoine. Elle a été réalisée dans un mortier de chaux et de sable coulé dans un cadre de bois de 15 cm de côté. La peinture murale déposée en surface de ce bloc de chaux et de sable, représente une copie du chat de Jean Cocteau peint à la chapelle de Milly la Forêt. Cette couche picturale est réalisée à l'aide de différents pigments : Le ciel a été réalisé en or en feuille sur miction. Le contour du chat a été réalisé en malachite. La plante

a été réalisée en lapis lazuli. Enfin les taches du chat ont été réalisées en vermillon (figure 8a). Cette couche picturale a été ensuite recouverte d'une couche de badigeon (figure 8b)



*Figure 8 : La couche picturale cachée sous la couche de badigeon
Et la peinture murale recouverte de badigeon étudiée*

Comme dans les cas précédents, cet échantillon a été analysé à l'aide du système Provisiom 100. La figure 9 présente un exemple de résultat obtenu. Elle fait apparaître une signature caractéristique à l'aplomb de la peinture à l'or. Cette signature entourant le chat de Jean Cocteau, permet de faire apparaître la présence d'une couche picturale sous la couche de badigeon. Cela montre alors l'intérêt de la méthode térahertz et sa supériorité, dans ce cas d'étude par rapport à la méthode photothermique.



Figure 9 : Image térahertz de la peinture murale recouverte de badigeon étudiée

3.5) Détection de déplacements et de galeries de vers dans une marqueterie.

Le dernier échantillon que nous avons étudié est une marqueterie représentant un échiquier (figure 10a). Cet échantillon est constitué d'une plaque de contre-plaqué dans laquelle nous avons supprimé localement une feuille de bois (figure 10b). Cela a conduit à la réalisation d'inclusions d'air rectangulaires de différentes étendues surfaciques (8 défauts) et d'inclusions d'air « sinusoïdales » visant à représenter des galeries d'insectes (3 défauts). Cette étude visait à approcher de façon comparative, les possibilités de la méthode térahertz en matière de détection de défauts de petites dimensions.



Figure 10: La marqueterie analysée et la position des déplacements et des galeries de vers

Comme précédemment, cet échantillon académique a été analysé à l'aide des systèmes PROVISION 100 et SAMMTHIR. Dans le premier cas, la durée d'analyse est toujours d'environ deux secondes. Dans le second cas, la durée du créneau était de 31 secondes, la puissance d'excitation lumineuse était de 1000 watts. La durée totale de l'analyse était de 512 secondes. Les figures 11 présentent deux exemples de résultats obtenus. La figure 11a, concerne l'analyse térahertz. Elle fait apparaître des signatures caractéristiques à l'endroit des défauts de dimensions géométriques importantes (déplacements). Cela montre alors les possibilités de la méthode en matière de détection de ces défauts. Cela montre aussi, les limites de la méthode en matière de détection de défauts de petites dimensions, limites que ne rencontre pas la méthode photothermique (figure 11b).

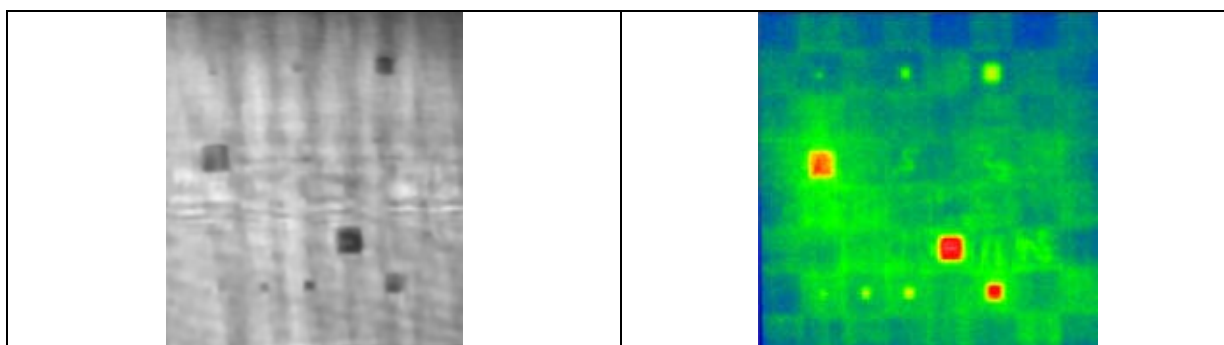


Figure 11 : Images térahertz (à gauche) et photothermique (à droite) de l'échiquier académique étudié

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons voulu approcher de façon comparative avec la thermographie infrarouge stimulée, les possibilités des ondes térahertz en matière d'aide à la restauration des œuvres d'art du patrimoine. Les aspects non destructifs, pénétrants et non ionisants de la méthode semblent en effet, constituer de sérieux atouts en matière de contrôle non destructif.

A l'aide du système industriel PROVISION 100 de la société VISIOM, nous avons alors montré d'une part que la méthode semble permettre la détection d'inclusions d'air situées dans des œuvres d'art.

Nous avons montré d'autre part, que la méthode semble permettre la détection de défauts situés relativement profondément (10 mm) et aussi de défauts potentiellement masqués par d'autres défauts, ce que ne permet pas, dans les conditions où nous l'avons mise en œuvre la thermographie infrarouge stimulée.

Nous avons montré dans un troisième temps, que la méthode ne semble pas sensible aux différents pigments constituant la couche picturale, ce qui constitue aussi un atout par rapport à la méthode photothermique.

Nous avons encore montré que la présence d'une couche de « papier Japon » ne perturbait pas l'analyse térahertz et que la méthode permettait la détection d'une couche picturale chargée en or sous une couche de badigeon, ce que ne permet là non plus, l'analyse photothermique.

Nous avons enfin montré que la méthode térahertz était limitée en matière d'analyse de défauts de petites dimensions, limites que ne rencontrent par la thermographie infrarouge stimulée.

En conclusion, il semble possible de dire que la méthode térahertz présente un certain nombre d'atouts en matière d'aide à la restauration d'œuvres d'art. Par rapport à la méthode photothermique, elle est plus rapide, plus pénétrante, peu sensible à la couche picturale, et permet l'analyse d'œuvres d'art protégées par du « papier Japon » ou par du badigeon. Elle semble donc d'un emploi fort prometteur dans le domaine de la conservation du patrimoine culturel. Par contre, la méthode térahertz est dans l'état actuel des choses peu portable, coûteuse, limitée en matière d'analyse de défauts de petites dimensions géométriques et d'analyses quantitatives, défauts que ne présentent pas la thermographie infrarouge stimulée. La méthode thermographique reste donc aussi d'un emploi très intéressant dans le domaine de la restauration des œuvres d'art.

Il y aurait maintenant à généraliser ces études sur site et à essayer d'associer les avantages des deux méthodes d'analyses en essayant de les mettre en œuvre de façon couplée. Des études allant dans ce sens sont en cours.

Références bibliographiques

- [1] P. Mounaix : Le nouveau monde des térahertz, Pour la science, mars 2010, n°389, pp 26-32.
- [2] F. Oliveira, R. Barat : Analysis of terahertz spectral images of explosives and bio-agents using trained neural networks, SPIE, 5411, 2011.
- [3] N. Raimondo, M. Gavalli, Q. Xu, R. Scopigno : Terahertz imaging and non disruptive inspection: A practical case, IRMMW – THZ, 2011.
- [4] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe : Non destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints, opt; 2003.
- [5] D. Zimdars, J.S. White, G. Stuk, A. Chemovsky, G. Fichter, S. Williamson : Large area terahertz imaging and non destructive evaluation applications, INSIGHT, Non destructive Testing, vol 48, n°9, sept 2006.
- [6] C. Jansen, S. Wietzke, O. Peters, M. Scheller, N. Vieweg, M. Salhi, N. Krumboltz, C. Jordens, T. Hochrein, M. Koch : Terahertz imaging : Applications and perspectives, applied optics, vol 49, 19, pp 48 -57, 2010.
- [7] Gabriela Szantanik : Etude et restauration d'une peinture murale représentant le Saint Christophe : Mise en œuvre de la radiométrie photothermique pour l'examen du support, INP, Sept 2004.
- [8] J.C. Candoré : Détection et caractérisation de défauts par thermographie infrarouge stimulée : Application au contrôle d'œuvres d'art, thèse de doctorat de l'université de Reims, 12 juillet 2010.
- [9] Jean Charles Candoré, J.L Bodnar, Vincent Detalle, Philippe Grossel : La thermographie infrarouge stimulée : un outil d'aide à la restauration d'œuvres d'art, Congrès thermogram 2007, Chalons en Champagne 13-14 décembre 2007
- [10] Jean Charles Candoré, J.L Bodnar, Vincent Detalle, Philippe Grossel : Non destructive testing of work of art by stimulated infrared thermography, European physical journal Applied Physics, fev 2012, vol 57, 02, pp 21002 -210011.
- [11] Jean Charles Candoré, J.L Bodnar, Vincent Detalle, Philippe Grossel : Characterization of defects situated in a fresco by stimulated infrared thermography, European physical journal Applied Physics, jan 2012, vol 57, 01, pp 11002 -11008.

Evaporation d'eau à basse pression par film ruisselant sur une plaque ondulée.

Armel GONDA^{1,2*}, Philippe LANCEREAU¹, Philippe BANDELIER¹, Lingai LUO², Yilin FAN², Sylvain BENEZECH³

¹ CEA de Grenoble / LITEN / DTS / LETH, 38054, 17 avenue des Martyrs, 38041 Grenoble, Cedex 9.

² LOCIE, Université de Savoie, Polytech'Savoie, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget-Du-Lac.

³ Alfa Laval Packinox, 71100 Chalon sur Saône.

*(auteur correspondant : armel.gonda@cea.fr)

Résumé – Cet article présente les premiers résultats expérimentaux d'un procédé d'évaporation d'eau à basse pression par film ruisselant sur une plaque ondulée représentant un échangeur de chaleur industriel. Un système de distribution du film liquide a été conçu afin d'assurer un bon mouillage de la plaque. L'hydrodynamisme du film est analysé de par les influences de la géométrie de la plaque et du débit de liquide. L'étude des performances thermiques a été engagée afin d'évaluer le coefficient global de transfert thermique ainsi que le débit de production de vapeur.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------|--------------------------------------------------------------|-------|----------------|
| C_p | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | | <i>Indices</i> |
| K | coefficient global de transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$ | c | chauffage |
| L_v | chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$ | e | entrée |
| P | pression, $mbar$ | ev | évaporation |
| Q | débit massique, $kg.s^{-1}$ | f | film |
| Q_v | débit spécifique, $l.h^{-1}.m^{-1}$ | p | préchauffage |
| S | surface d'échange, m^2 | s | sortie |
| T | température, K | sat | saturation |
| W | puissance thermique, W | | |
| ΔT_{mt} | différence moyenne de température logarithmique, K | | |

1. Introduction

L'évaporation d'eau à basse pression est une opération utilisée dans de nombreux procédés tels que le dessalement d'eau de mer ou la climatisation par absorption. Une machine à absorption, lorsqu'elle est utilisée pour la climatisation solaire, emploie généralement l'eau comme fluide de travail, notamment à travers le couple $H_2O/LiBr$. Pour les températures de travail de ces machines, l'utilisation d'eau induit de faibles niveaux de pression. Dans le cycle de fonctionnement, les opérations d'évaporation et d'absorption se déroulent à des pressions pouvant atteindre 10 mbar absolus. L'étude de l'évaporation d'eau à basse pression présente donc un intérêt pour cette application, dans la mesure où le procédé d'absorption est aujourd'hui sérieusement envisagé pour le stockage intersaisonnier de la chaleur solaire [1,2]. Basée sur le principe de fonction des ces machines, une installation expérimentale a été développée afin d'étudier l'évaporation d'un film d'eau ruisselant par gravité sur la surface d'une plaque ondulée d'un échangeur de chaleur industriel.

2. Moyens expérimentaux

Les performances thermiques d'une plaque d'échangeur industriel sont étudiées lors de l'évaporation d'eau par film ruisselant au sein d'une installation expérimentale permettant de reproduire différentes conditions opératoires.

2.1. Installation expérimentale

L'installation expérimentale, schématisée sur la figure 1, comprend deux zones principales : la zone d'évaporation et la zone de condensation. Ces zones sont matérialisées par des colonnes en verre de dimensions : L 1000 mm et Ø 600 mm. Ces deux zones sont reliées l'une à l'autre par l'intermédiaire d'une canalisation (Ø 300 mm) sur leurs extrémités supérieures. Cette canalisation permet le passage de la vapeur d'eau de la zone d'évaporation vers la zone de condensation. Chacune de ces zones est aussi reliée par l'intermédiaire de deux canalisations (Ø 10 mm) à un réservoir de liquide sur son extrémité inférieure. Ces deux réservoirs de liquide sont reliés l'un à l'autre par à une canalisation (Ø 20 mm). Le liquide contenu dans chaque réservoir est régulé en température par l'intermédiaire d'un serpentín interne à l'aide d'un bain thermostaté.

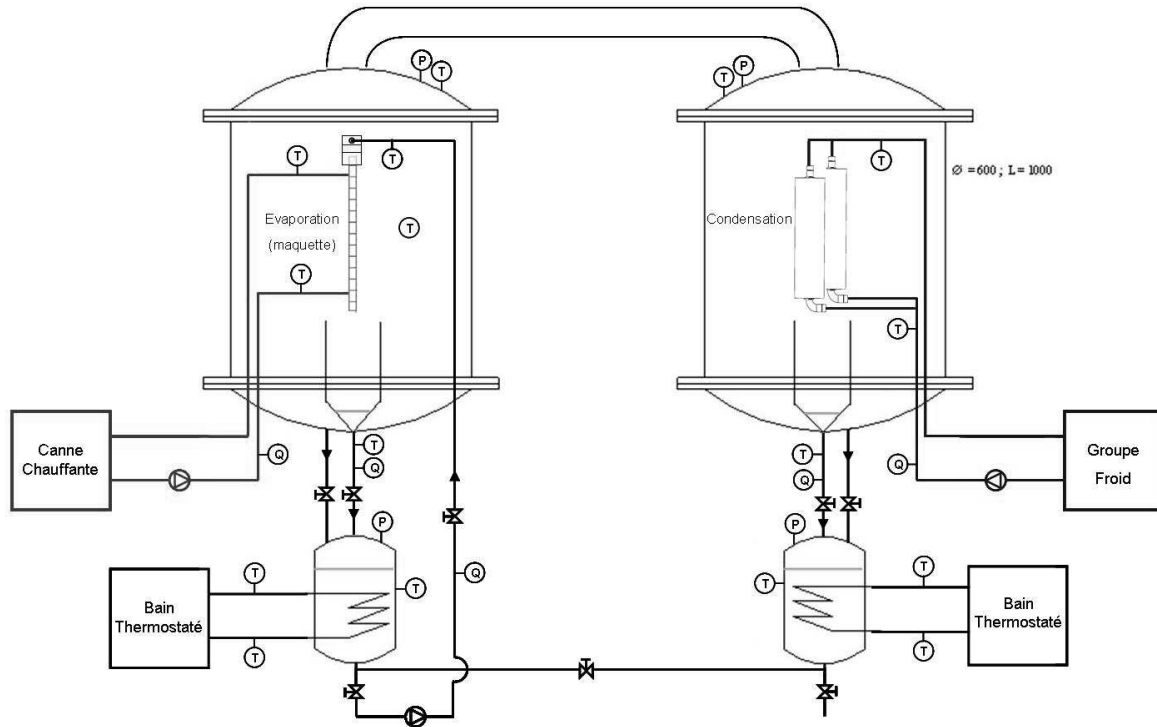


Figure 1 : Schéma de l'installation expérimentale

Dans la zone d'évaporation se trouve la plaque d'échangeur ZIEPACK, aussi appelée « maquette » (figure 2). Cette zone avec la maquette munie de son distributeur est la section d'essais. Les autres éléments de l'installation sont utiles pour créer et maintenir les conditions de fonctionnement souhaités au sein de cette zone. A l'intérieur des tubes de la maquette circule le fluide de chauffage dont la température est régulée à l'aide d'une canne chauffante de 12 kW. Un système de distribution (figure 4 et 5) emboîté sur l'extrémité supérieure de la plaque permet de créer le film liquide. Une petite pompe à engrenage alimente ce dispositif avec de l'eau provenant du réservoir inférieur. Du fait de la recirculation, une partie du liquide s'écoule par gravité le long de la plaque et retourne dans le réservoir, tandis que la vapeur produite par évaporation circule jusqu'à la zone de condensation. Cette vapeur va se condenser à la surface de deux échangeurs à plaques spiralées de marque SPIREC. Ces derniers sont alimentés par un fluide de refroidissement provenant d'un groupe froid. Les condensats, ainsi produits, s'écoulent par gravité et sont récoltés dans le second réservoir de liquide. Avec toutes les vannes d'isolement ouvertes, cette installation fonctionne en boucle fermée. Les capteurs de pression absolue (P), les thermocouples de type K (T) et les débitmètres massiques à effet Coriolis (Q) permettent le suivi des différents paramètres de l'installation.

2.2. Plaque d'échangeur ZIEPACK

Fabriquée par ZIEPACK (filiale de la société Alfa Laval Packinox), la plaque d'échangeur utilisée est en acier inoxydable 304 L. Elle est constituée de deux tôles soudées l'une à l'autre suivant des lignes horizontales et parallèles. La géométrie ondulée de la plaque est obtenue par l'introduction entre ces deux tôles d'un fluide sous pression déformant la structure par gonflement entre les cordons de soudure, de manière à définir des canaux dans lesquels circule le fluide caloporteur [3].

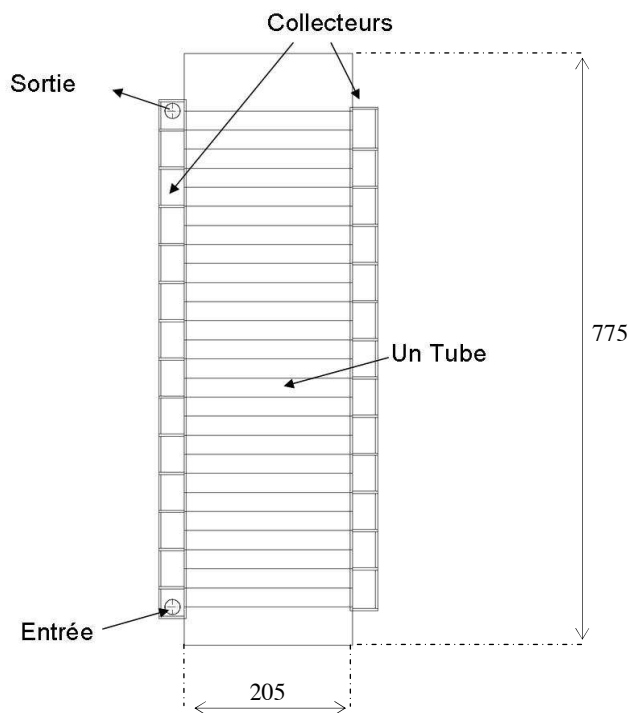


Figure 2 : Schéma de la maquette

Les deux collecteurs disposés de chaque côté de la plaque sont munis de chicanes qui imposent un sens de circulation au fluide caloporteur (figure 2). Ainsi, les 26 tubes de la plaque sont tous alimentés en série. La surface externe des tubes constitue la surface d'échange : $S = 0,27 \text{ m}^2$. Chaque tube possède une section de passage ayant la forme d'un œil (figure 3), ce qui confère à la plaque une géométrie extérieure ondulée.

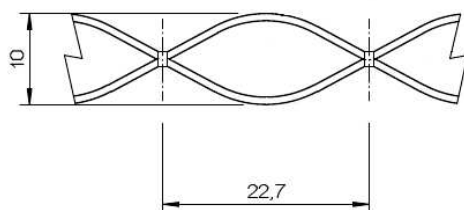


Figure 3 : Schéma de la vue de côté d'un tube

2.3. Système de distribution du film liquide

A l'aide d'un dispositif de distribution emboîté sur la partie haute de la maquette (figure 5), le film liquide est réparti sur la surface d'échange de part et d'autre de la plaque. Ce système de distribution, d'une conception assez délicate, joue un rôle important pour le mouillage de la plaque. Réalisé en polycarbonate, il se compose de deux parties : le distributeur et le redistributeur (figure 4 et 5). Le distributeur est percé de 13 trous verticaux disposés de chaque côté à intervalle régulier sur la longueur. Au dessus du distributeur se trouve une chambre de liquide. Le niveau du liquide dans cette chambre dépend directement du débit

d'alimentation. Le liquide s'écoule à travers le distributeur par des trous en forme de demi-cylindres. Le liquide ruisselle ensuite le long des deux extrémités du système jusqu'à atteindre le redistributeur. Ce dernier redistribue par débordement le liquide sous la forme d'un film ruisselant continu et homogène sur toute la largeur de chaque côté de la plaque. Le film liquide se forme donc sur la partie supérieure et lisse de la maquette. Enfin, par gravité, le film va s'écouler le long de la plaque.

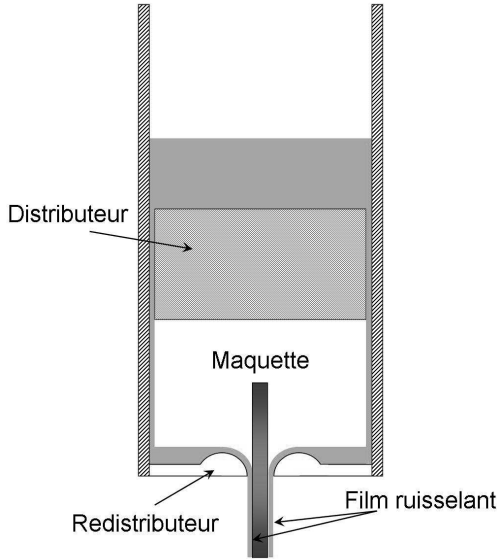


Figure 4 : Schéma de la vue de côté du système de distribution

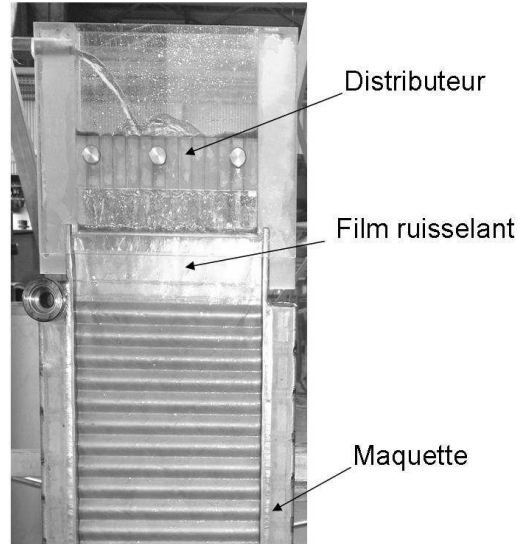


Figure 5 : Photo du système de distribution emboîté sur la maquette

3. Résultats et discussions

L'hydrodynamisme du film ruisselant sur la plaque est un point très important. En effet, il faut que le mouillage de la surface d'échange soit optimum. C'est pourquoi, des essais ont d'abord été effectués sur la plaque seule (figure 5), à la pression atmosphérique et sans circulation de liquide dans les tubes afin d'observer l'hydrodynamisme du film. Suite à ces observations, les premiers tests en évaporation et à basse pression au sein de l'installation expérimentale ont permis d'évaluer les performances thermiques de la maquette.

3.1. Résultats hydrodynamiques

3.1.1. Influence de la géométrie de la plaque

Dans le cas d'un écoulement par film ruisselant, l'amélioration du coefficient de transfert de chaleur nécessite un mouillage complet de la plaque, associé à un régime d'écoulement turbulent. Afin d'atteindre ces deux objectifs pour un écoulement sur une plaque lisse, des fils métalliques disposés horizontalement sur la plaque peuvent être utilisés. En passant sur un fil le film liquide est redistribué sur la largeur de la plaque. Cela améliore le mouillage de la plaque en évitant le déchirement du film et l'apparition de zones sèches. Ces fils métalliques agissent également comme des promoteurs de turbulence [4]. Des essais réalisés dans le cadre d'une autre étude [5] avaient montré qu'une plaque lisse verticale est encore très mal mouillée à un débit spécifique de $2500 \text{ l.h}^{-1}.\text{m}^{-1}$.

La géométrie ondulée de la plaque utilisée ici semble induire ces mêmes effets. En effet, l'observation par caméra rapide (figure 6) de l'écoulement du film sur cette plaque montre que sa géométrie particulière tend à redistribuer le liquide sur la largeur. Le film liquide passe successivement par un sommet puis par un creux de l'ondulation.

Cette alternance de sommets et de creux redistribue le film liquide présentant une surépaisseur à certains endroits. En effet, lorsque ces surépaisseurs atteignent la partie ascendante de l'ondulation, un impact se produit et le liquide est alors redistribué sur la largeur de la plaque sous la forme de petites vaguelettes. Ce phénomène peut être observé sur les deux images de la figure 6.

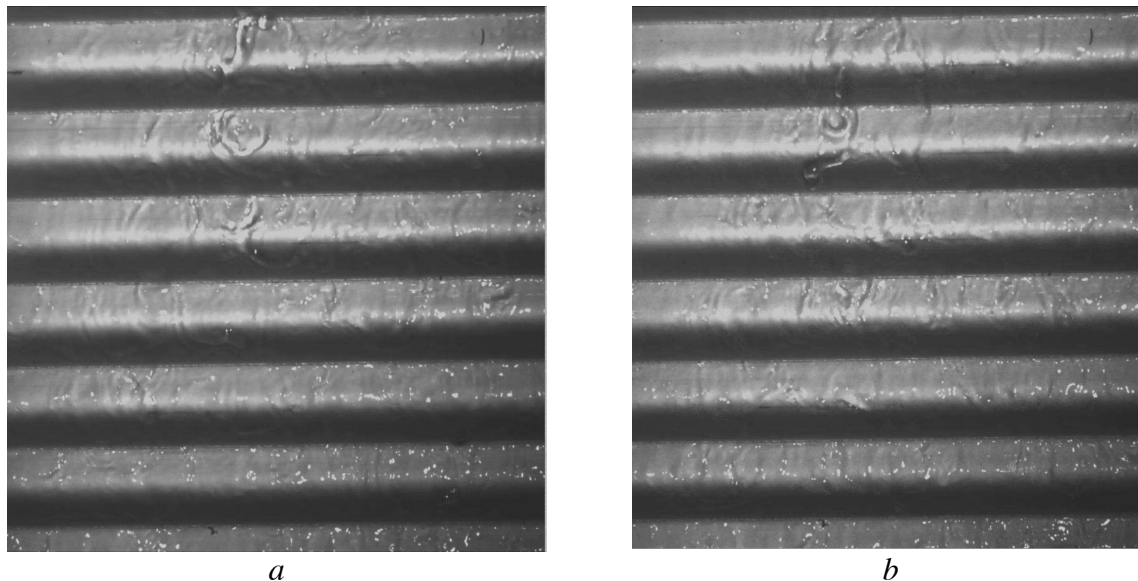


Figure 6 : Images du film ruisselant, extraites d'un enregistrement par caméra rapide
Record Rate (fps): 2000, $Q_v = 830 \text{ l.h}^{-1}.\text{m}^{-1}$

Sur la figure 6a on observe un filet liquide, présentant une surépaisseur, s'écoulant sur la première ondulation. Ce filet liquide va ensuite venir s'impacter sur la partie ascendante de la seconde ondulation juste après le cordon de soudure (figure 6b). La formation de vaguelettes se déplaçant à la surface du film dans le sens de la largeur est également visible sur ces deux images. Cette observation permet de conclure que la géométrie particulière de la plaque tend à redistribuer le film liquide de proche en proche sur la surface de la plaque. Cela a pour effet d'augmenter la surface mouillée.

D'autre part, après chaque ondulation l'écoulement est brassé du fait de la formation de ces vaguelettes. Par conséquent, le coefficient de transfert chaleur local s'en trouve amélioré.

3.1.2. Influence du débit

Le débit du film ruisselant est aussi un paramètre qui influence le mouillage de la plaque. Pour différentes valeurs du débit, une observation de la surface mouillée de la plaque a permis de tracer la courbe de la figure 7. Cette figure présente le pourcentage de la surface mouillée de la plaque en fonction du débit du film ruisselant. Ces essais ont été réalisés à la pression atmosphérique, à la température ambiante et sans transfert de chaleur. L'évaluation de la surface mouillée a pu être effectuée grâce à l'ajout d'un colorant alimentaire (bleu E133) en très faible quantité dans l'eau. Pour chaque débit des photos de la surface de la plaque ont été prises. Une analyse de ces images a ensuite permis de calculer la surface mouillée par le film liquide. Les deux courbes de la figure 7 montrent que le mouillage de la plaque augmente lorsque le débit augmente et qu'il apparaît un phénomène d'hystérésis. Lorsqu'on diminue progressivement le débit après avoir atteint un débit maximum de 843 l/h.m, on s'aperçoit que le pourcentage de surface mouillée demeure toujours supérieur, à débits identiques. Ainsi, pour un même débit de 88 l/h.m on obtient un pourcentage de surface mouillée égale à 30% lorsque le débit augmente, alors qu'il est de 84% lorsque le débit décroît. Ce résultat est intéressant dans la mesure où un mouillage correct de la plaque pour un faible débit permettra d'obtenir de meilleurs coefficients de transfert thermique. En effet, pour une plaque relativement bien mouillée, lorsque les débits du film sont faibles l'épaisseur du film est réduite. Or, plus le film sera mince, plus la résistance au transfert thermique à travers le film sera limitée.

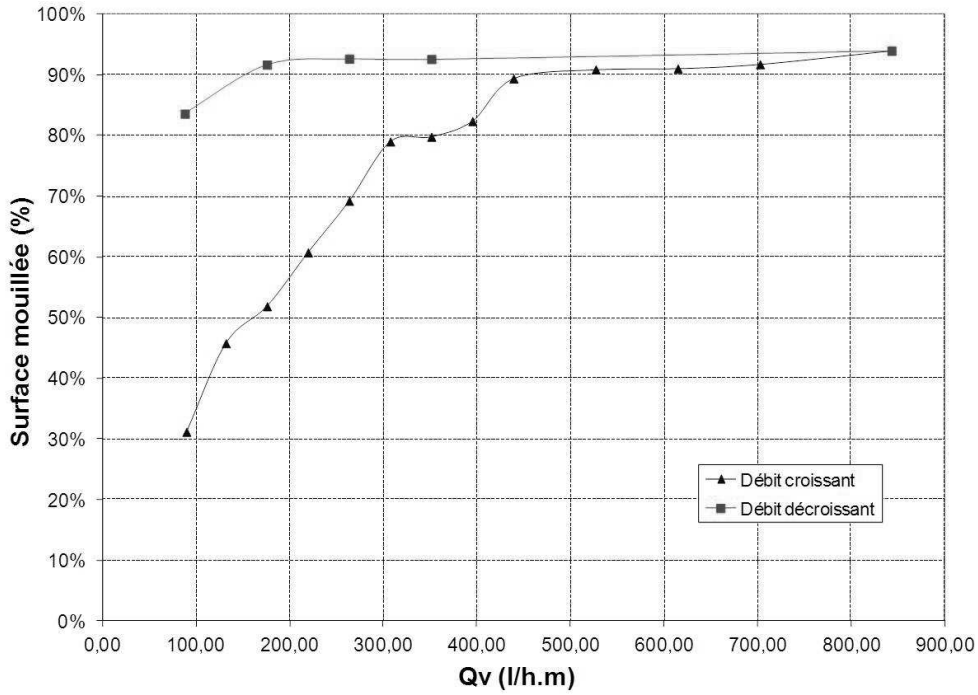


Figure 7 : Pourcentage de surface mouillée en fonction débit de film ruisselant

3.2. Résultats thermiques

Suite à ces résultats hydrodynamiques un tout premier essai en évaporation a pu être réalisé avec une condition de saturation : $T_{sat} = 296,6$ K, $P_{sat} = 29$ mbar absolu. Il est important de noter ici les difficultés rencontrées pour le maintien de telles niveaux de pression. En effet, une étanchéité quasi parfaite est nécessaire pour pouvoir travailler dans ces conditions. Cela étant très délicat, des problèmes de fuites liés à ces niveaux de pression sont inévitables. Ce sont ces difficultés qui obligent à bien choisir les paramètres mesurés afin d'assurer l'absence d'influence d'air piégé dans le circuit et également à assurer un tirage au vide en permanence aux points froids de l'installation pour assurer une purge continue de l'air.

3.2.1. Calcul des performances thermiques

La puissance thermique utilisée pour évaporer une portion du film ruisselant (W_{ev}) est calculée comme étant la différence entre la puissance totale consommée pour le chauffage (W_c) et la puissance de préchauffage (W_p). Cette dernière est utilisée pour préchauffer le film de la température d'entrée jusqu'à la température de saturation $T_{sat} = T_{fs}$:

$$W_{ev} = W_c - W_p \tag{1}$$

Avec :

$$W_c = Q_c . Cp_c . (T_{ce} - T_{cs}) \tag{2}$$

Et :

$$W_p = Q_{fe} . Cp_f . (T_{fs} - T_{fe}) \tag{3}$$

Les résultats présentés dans le tableau 1 nous permettent de négliger la puissance de préchauffage (W_p) par rapport à la puissance d'évaporation (W_{ev}).

La température du film ruisselant peut donc être considérée constante et égale à la température de saturation (T_{sat}). Ainsi la différence moyenne de température logarithmique (ΔT_{mi}) est calculée à partir de l'équation 4 :

$$\Delta T_{ml} = \frac{(T_{ce} - T_{sat}) - (T_{cs} - T_{sat})}{\ln \frac{T_{ce} - T_{sat}}{T_{cs} - T_{sat}}} \quad (4)$$

Le coefficient global de transfert thermique (K) peut être calculé à partir de la puissance de chauffage (W_c), de la surface d'échange (S) et de la différence moyenne de température logarithmique (ΔT_{ml}) d'après l'équation 5 :

$$K = \frac{W_c}{S \cdot \Delta T_{ml}} \quad (5)$$

3.2.2. Production de vapeur

Il a été observé que de la condensation parasite a lieu au sein de l'installation. De ce fait, les débits de condensats mesurés dans la zone de condensation sont inexacts. Cette mesure de débit n'a donc pas été prise en compte. Néanmoins, le débit de vapeur produit peut être calculé à partir de la puissance thermique d'évaporation (W_{ev}) et chaleur latente de vaporisation de l'eau (L_v), suivant l'équation 6 :

$$Q_{ev} = \frac{W_{ev}}{L_v} \quad (6)$$

Les mesures importantes, les données, les propriétés physiques et les résultats de calculs pour ce premier essai sont présentés dans le tableau 1. Ce tout premier essai sera prochainement complété par d'autres résultats.

| <i>Grandeurs</i> | <i>Valeurs</i> | <i>Unités</i> |
|--------------------|----------------|--------------------------------|
| T_{ce} | 308,92 | K |
| T_{cs} | 304,44 | K |
| T_{fe} | 294,98 | K |
| $T_{fs} = T_{sat}$ | 296,64 | K |
| Q_c | 0,2955 | $kg \cdot s^{-1}$ |
| Q_{fe} | 0,03712 | $kg \cdot s^{-1}$ |
| S | 0,27 | m^2 |
| Cp_c | 4179 | $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ |
| Cp_f | 4183 | $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ |
| L_v | 2447000 | $J \cdot kg^{-1}$ |
| W_c | 4300 | W |
| W_p | 258 | W |
| W_{ev} | 4041 | W |
| ΔT_{ml} | 10,26 | K |
| K | 1573 | $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ |
| Q_{ev} | 0,001651 | $kg \cdot s^{-1}$ |

Tableau 1 : Synthèse des données, des propriétés physiques et des résultats

4. Conclusion et perspectives

Dans ce travail, une étude expérimentale a été réalisée concernant l'évaporation d'eau à basse pression par film ruisselant sur une plaque ondulée d'un échangeur de chaleur industriel. L'étude de l'hydrodynamisme a permis de montrer que la géométrie ondulée de la plaque joue un rôle très favorable pour le mouillage de la surface d'échange. D'autre part une augmentation du débit suivie d'une diminution progressive permet de maintenir un taux de mouillage très correct, même pour de faibles débits, ce qui aura une influence favorable sur le coefficient global de transfert thermique. Les futurs travaux consisteront à faire varier le débit de film afin d'observer son influence sur la production de vapeur, ainsi que sur le coefficient global de transfert thermique. A termes, ces travaux permettront de modéliser les performances thermiques afin de développer un outil de pré-dimensionnement pour un échangeur de chaleur complet.

Références

- [1] N. Le Pierrès, L. Luo, K.E. N'Tsoukpoe, D. Mangin, L. Fan, P. Marty, C. Marvillet, C. Paulus, P. Lancereau, Procédé de stockage intersaisonnier de chaleur solaire pour le chauffage du bâtiment par procédé à absorption LiBr-H₂O, *congrès SFT 2010*, (Le Touquet, 25-28 mai 2010).
- [2] H. Liu, E. N'Tsoukpoe, N. Le Pierrès, L. Luo, Evaluation of a seasonal storage system of solar energy for house heating using different absorption couples, *Energy Conversion and Management*, 52 (2011) 2427–2436.
- [3] Echangeur de chaleur, et faisceau d'échange de chaleur, ainsi que procédés de soudage et de réalisation s'y rapportant, *International patent WO 1998/016786*.
- [4] F. Kafi, V. Renaudin, D. Alonso, J. Hornut, New MED plate desalination process: Thermal performances, *DESALINATION, ELSEVIER SCIENCE BV*, 166 (2004), 53-62.
- [5] P. Bandelier, G. Berrebi, P. Lancereau, Development of an innovative plate multi-effect evaporator for sea water desalination, Project EasyMED - System characterisation - *Progress report n° 1*(2003).

Remerciement

Ce travail a été réalisé sur une maquette mise à disposition par la société Alfa Laval Packinox.

Mesures de températures intrusives dans un écoulement d'élastomères.

Julien LAUNAY, Nadine ALLANIC, Pierre MOUSSEAU, Rémi DETERRE, Yannick MADEC

OPERP ERT 1086 GEPEA, Université de Nantes - IUT de Nantes, BP 539, 44475 Carquefou Cedex.

*(auteur correspondant : julien.launay@univ-nantes.fr)

Résumé - La maîtrise de la température dans les procédés d'injection et d'extrusion des matériaux polymères est essentielle, particulièrement pour les matériaux réactifs. Ce travail concerne la conception d'un dispositif expérimental original, constitué d'une instrumentation thermique intrusive. Le capteur thermique présent au cœur de l'écoulement permet d'obtenir un profil de températures. La modélisation associée montre l'intérêt de ce type de mesures dans l'analyse thermo-rhéologique d'écoulement d'élastomères. Une étude de sensibilité est présentée afin de quantifier les erreurs de mesure dues à l'aspect intrusif du capteur. Des essais expérimentaux préliminaires, réalisés sur une extrudeuse thermoplastique, sont exploités pour déterminer le profil de températures en entrée d'un canal droit.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|----------------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------------|
| C_p | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | λ | conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$ |
| t | temps, s | $\dot{\gamma}$ | taux de cisaillement, s^{-1} |
| V | vitesse, $m.s^{-1}$ | <i>Indices et exposants</i> | |
| T | température, $^{\circ}C$ | e | entrée |
| TH | thermocouples | ext | extérieur |
| <i>Symboles grecs</i> | | s | sortie |
| η | viscosité, $Pa.s$ | ac | acier |
| ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ | | |

1. Introduction

Dans les procédés d'injection et d'extrusion des polymères, le contrôle des températures dans l'écoulement est indispensable, particulièrement si le polymère est réactif. C'est le cas des caoutchoucs qui peuvent subir un déclenchement prématuré de la réaction de vulcanisation si l'historique thermique de l'écoulement n'est pas maîtrisé [1]. Les travaux menés précédemment sur les procédés de mise en œuvre des thermoplastiques ont permis de développer des mesures non-intrusives originales [2][3]. Couplées à des méthodes numériques inverses, ces mesures indirectes ont permis d'estimer un profil de température dans l'écoulement. Les limites de ces techniques sont imposées par les conditions de mise en œuvre, le débit notamment, qui ne sont pas toujours favorables à l'estimation. L'objet du travail présenté ici est d'évaluer l'apport de mesures de températures intrusives dans l'analyse thermique et rhéologique d'écoulement de polymères fondus dans des canaux de géométries diverses (canal droit, coude, bifurcation).

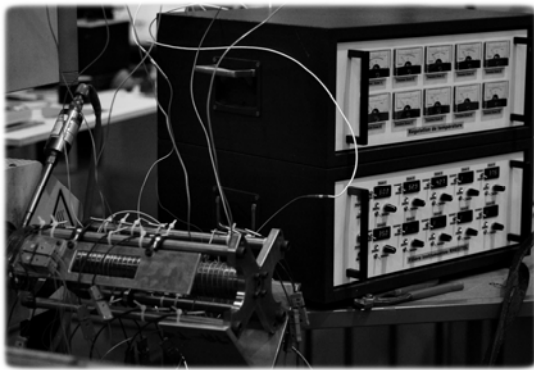
La communication présente les travaux menés sur le dimensionnement d'une cellule de mesure de températures (CMT) placée au cœur de l'écoulement. Basée sur la modélisation des transferts de chaleurs à proximité de la zone perturbée, l'analyse tient compte de la sensibilité des points de mesure et des perturbations induites sur le champ de vitesses, sur les flux de chaleur et les températures. Nous décrivons les étapes de la réalisation et de

l'instrumentation de la CMT. Plusieurs expérimentations menées sur une extrudeuse thermoplastique sont ensuite exploitées.

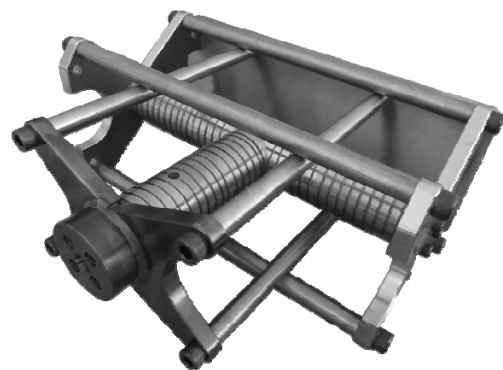
2. Dispositif expérimental

2.1. Géométrie et régulation du dispositif

La Figure 1 donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental. Fixé à l'extrudeuse ou à la presse à injecter par deux bouchons de fixation et quatre tirants, il est constitué d'un canal cylindrique de 300 mm de longueur, de diamètre extérieur 50 mm et de diamètre intérieur 10 mm. Pour de pouvoir étudier plusieurs géométries d'écoulement, le canal est scindé en trois parties. Les éléments d'entrée et de sortie de longueur 80 mm sont fixes alors que l'élément central est modulaire. La Figure 2 présente à titre d'exemple une seconde configuration possible du dispositif, permettant l'étude d'un diviseur de flux ou d'un coude, avec un système de fixation qui passe à trois bouchons de fixations et 8 tirants.



*Figure 1 : Dispositif expérimental
(configuration canal droit)*



*Figure 2 : Dispositif expérimental
(configuration diviseur de flux)*

Le maintien en température du dispositif est assuré par des fils chauffants de 2 mm de diamètre, fixés par matage au fond d'une rainure hélicoïdale de pas 8 mm, et délivrant au une puissance totale de 750W. Afin d'obtenir une régulation en température optimale, cinq zones de chauffage indépendantes sont réparties sur les trois éléments du canal (une zone de régulation au centre, et deux en entrée et sortie).

2.2. Instrumentation

L'instrumentation du canal est schématisée sur la Figure 3. En plus de leur rôle de fixation et de maintien du dispositif, les bouchons de fixation permettent de maintenir et de faire glisser au fond de gorges de diamètre 20 mm, deux cellules de mesure de températures intrusives, et d'amener le long de rainures les thermocouples qui y sont instrumentés. Deux capteurs de pression de 2,5 mm de diamètre sont placés en entrée et sortie de l'écoulement. Le canal est instrumenté de vingt-six thermocouples de 250 μ m de diamètre. Dix-huit sont introduits à 4,5 mm de la paroi extérieure et sont exploités pour la régulation du dispositif. Les autres thermocouples permettent une mesure de la température à proximité de la zone d'écoulement (à 1 mm de la paroi intérieure), et sont présents entre les deux CMT.

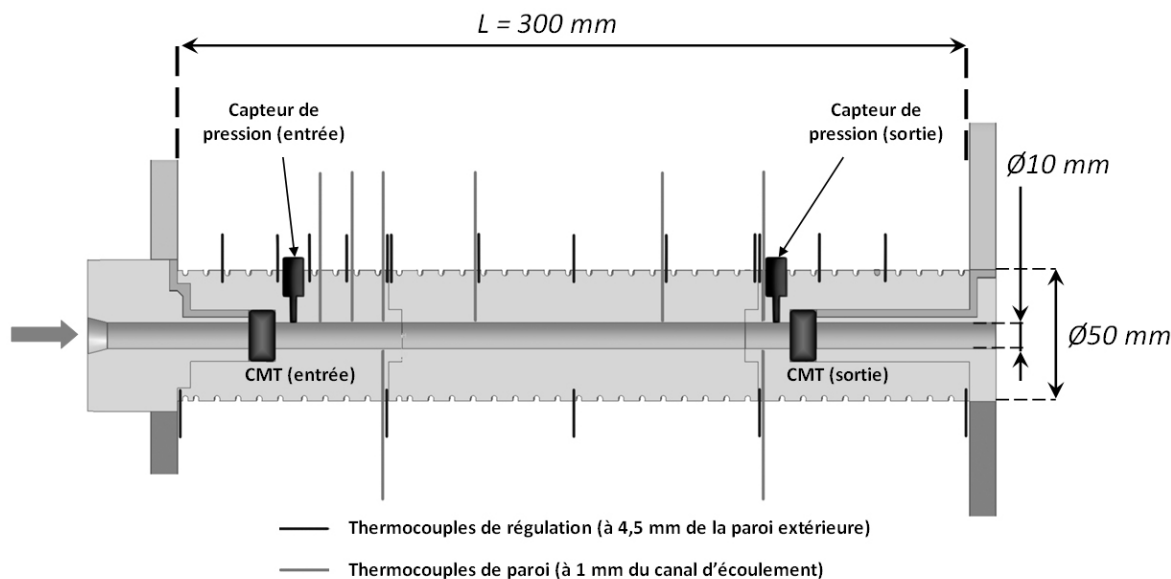


Figure 3 : Instrumentation du canal

3. Dimensionnement et conception de la cellule de mesure de températures

Dans cette étape, le principe de mesure thermique par la CMT est validé numériquement par une approche en régime stationnaire, correspondant à un procédé d'extrusion, dans lequel l'écoulement d'élastomère est considéré laminaire et incompressible [2].

3.1. Modélisation

La CMT, figure 8, est un anneau de diamètre intérieur équivalent au diamètre d'écoulement, 10 mm, et de diamètre extérieur 20 mm. La partie intrusive de la CMT a la forme d'un croisillon. Ses dimensions, en particulier la longueur et la largeur des ellipses, ont été déterminées par simulation mécanique, de façon à résister aux forces de pression mises en jeu dans l'écoulement tout en limitant les effets perturbateurs sur le champ de vitesses et de températures de l'écoulement. Sur le bouchon de fixation et de part et d'autre de la CMT, des rainures permettent la sortie des fils de thermocouples de 25 μm . Les thermocouples sont instrumentés dans des gorges de forme trapézoïdale usinées dans le croisillon.

La Figure 4 présente la géométrie retenue pour l'étude numérique de la CMT, comprenant le canal ainsi que la filière en acier. Une longueur d'écoulement de 5 mm en amont et en aval de la cellule est utilisée pour tenir compte de la perturbation de la CMT sur le champ de vitesses. L'application de symétries permet la réduction du modèle numérique à 1/8^{ème}. Celle-ci est instrumentée de quatre thermocouples par demi-axe.

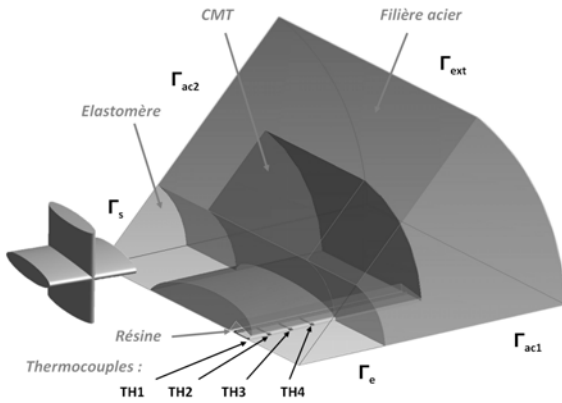


Figure 4 : Modélisation de la CMT

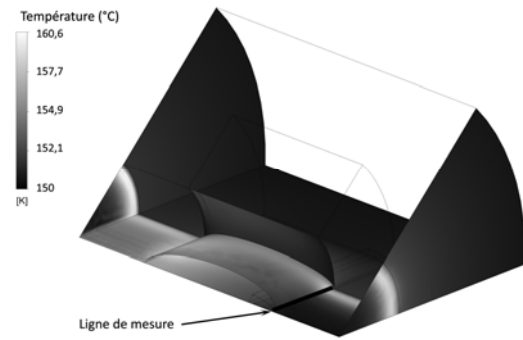


Figure 5 : Champ de températures à proximité d'une CMT en céramique

Le comportement rhéologique et thermique de l'élastomère est décrit par les équations de Navier-Stokes et de la chaleur [4] :

$$\rho(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \nabla \left[\eta \cdot \left(\overline{\nabla \vec{V}} + {}^t \overline{\nabla \vec{V}} \right) \right] \quad (1)$$

$$\rho C_p (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot T = \nabla \cdot (\lambda \overline{\Delta T}) + \eta \dot{\gamma}^2 \quad (2)$$

La viscosité est modélisée numériquement par une loi rhéologique de type loi puissance [5]:

$$\eta = \eta_0 (T) \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3)$$

En aval de l'écoulement (Γ_e), un débit de matière est imposé ainsi qu'un profil de température variable, dépendant du rayon, en sortie de l'écoulement (Γ_s) on impose une pression nulle. Une température, qui correspond à la température du dispositif est imposée sur le diamètre extérieur (Γ_{ext}) de la filière en acier. Les parois latérales (Γ_{ac1} et Γ_{ac2}) de la filière sont considérées adiabatiques et les contacts entre les sous-domaines parfaits.

3.2. Résultats numériques

Les simulations sont menées sur un élastomère de type EPDM classiquement utilisé (à 150°C, température moyenne d'extrusion, $\eta_0 = 56230 \text{ Pa.s}^n$, $n = 0,193$), présentant un échauffement conséquent lors de sa mise en œuvre. Les conductivités thermiques utilisées dans le modèle numérique pour les différents matériaux sont répertoriées dans le Tableau 1. Deux matériaux sont envisagés pour la conception de la CMT, une céramique (zircon blanc) et un acier de faible conductivité thermique.

| | Elastomère | CMT | | Filière acier | Résine | Thermocouples |
|--------------------------------------------------|------------|-----------|-------|---------------|--------|---------------|
| | | Céramique | Acier | | | |
| $\lambda \text{ (W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$ | 0,33 | 2,5 | 15 | 49 | 0,2 | 20 |

Tableau 1 . Conductivités thermiques des matériaux

La figure 5 présente les champs de température en entrée et sortie du modèle numérique, autour de la CMT, ainsi que sur un plan au niveau des thermocouples. La réduction de la section de passage occasionnée par la CMT est responsable d'un échauffement supplémentaire perturbant la mesure en amont, par conduction. Par ailleurs une partie de la chaleur est dissipée par conduction vers l'acier de la filière. Ces deux phénomènes dépendent fortement de la conductivité thermique utilisée pour la conception de la CMT. La ligne de mesure, utilisée pour étudier les résultats présentés dans les figures 6 et 7, se situe au niveau des soudures de thermocouples.

La figure 6 présente les résultats obtenus dans le cas où les températures imposées en entrée du modèle numérique correspondent au champ de températures obtenu suite à un écoulement droit de 200 mm. Un échauffement de 15K est relevé sur la ligne de mesure près de la paroi en raison des forts gradients de vitesse à cet endroit. Les profils de température obtenus en présence de CMT sont donnés pour la céramique, l'acier, ainsi qu'une CMT de la même conductivité que l'élastomère. Dans ce dernier cas la perturbation liée à la présence de la CMT est de 2K. L'augmentation de la conductivité thermique, à travers l'utilisation de la céramique puis de l'acier amplifie les perturbations : au niveau du pic de température, l'écart obtenu avec la céramique est de 4K contre 6K avec l'acier ; au centre de l'écoulement la perturbation (retour de flux par l'arrière de la CMT) engendre un écart de 1K avec la céramique contre 2K avec l'acier.

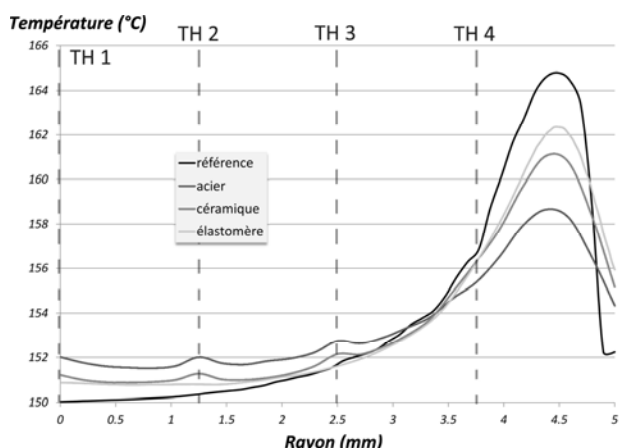


Figure 6 : Etude thermique de la CMT placée dans un écoulement d'élastomère ($Q = 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $T_{ext} = 150^\circ\text{C}$)

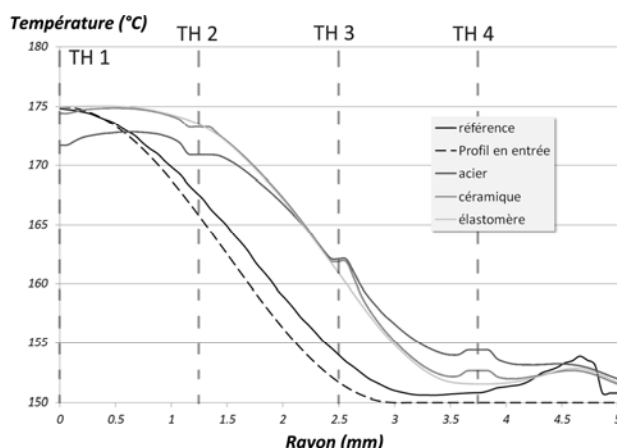


Figure 7 : Etude thermique de la CMT placée dans un écoulement d'élastomère « mélangé » ($Q = 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $T_{ext} = 150^\circ\text{C}$)

La figure 7 présente un cas d'étude correspondant à une température maximale au centre de l'écoulement. La conductivité importante de l'acier est responsable d'une dissipation importante de la chaleur du centre vers l'extérieur de la CMT. On remarque ainsi une différence de près de 3K au centre de l'écoulement, alors que la mesure réalisée avec la céramique est fidèle à la température relevée dans l'écoulement sans CMT. Par ailleurs, entre le profil de températures imposé en entrée du modèle numérique et donné sur la figure 7, et le profil de températures référence pris sur la ligne de mesure, un échauffement de 4K apparaît près de la paroi. Ce pic de température est atténué mais perceptible dans le cas de l'utilisation d'une CMT en céramique, alors que aucun pic n'est détecté avec une CMT en acier. Le peu de différence entre les profils de températures obtenus avec cellule de même conductivité que l'élastomère et une CMT en céramique, nous permet de conclure sur l'intérêt conséquent de l'utilisation de la céramique.

4. Essais préliminaires sur extrudeuse thermoplastique

4.1. Réalisation de la CMT

La CMT présentée sur la figure 8, a été réalisée en céramique par stéréolithographie [6] puis usinée pour obtenir l'état de surface recherché. La difficulté majeure lors de son instrumentation est de positionner les soudures de thermocouples dans la zone de contact entre la gorge et l'écoulement, de façon à obtenir les mesures de températures les plus proches de celles qui règnent au sein de l'écoulement, et éviter tout contact avec celui-ci. En effet, les soudures de thermocouples ainsi que les fils de 25 μm ne résisteraient pas aux forces visqueuses rencontrées lors de l'extrusion de l'élastomère.

Les thermocouples sont mis en forme avant leur insertion dans la gorge présentée Figure 9 et sont recourbés sur une distance de 2 mm (Figure 10), profondeur de la gorge. Cette procédure, associée à un remplissage en plusieurs étapes d'une résine polyépoxyde (ARALDITE LY 8615), permet d'une part de maintenir plus efficacement les soudures de thermocouples à l'endroit souhaité lors d'un premier remplissage, et d'autre part de les repositionner si besoin avant le remplissage total. A chaque étape d'insertion de la résine, on impose un cycle de cuisson visant à la faire réticuler est suivi : 1h30 à 80°C, 1h à 150°C et 1h à 180°C. Deux thermocouples en position sont visibles sur la Figure 8.

Lorsque les gorges ont été entièrement remplies, les cellules de mesure peuvent être introduites à l'intérieur du dispositif. Pour cela, les bouchons de fixations permettent, à l'aide d'une goupille, de les maintenir au fond d'un évidement en assurant un contact parfait avec la filière afin d'éviter toute fuite de matière (Figure 3).

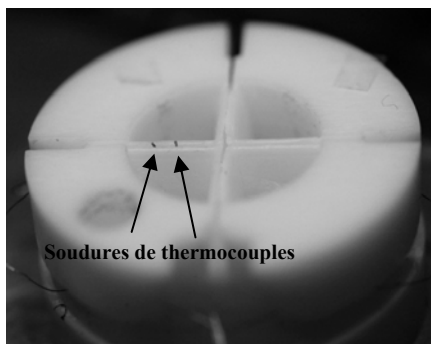


Figure 8 : Cellule de mesure de températures en céramique

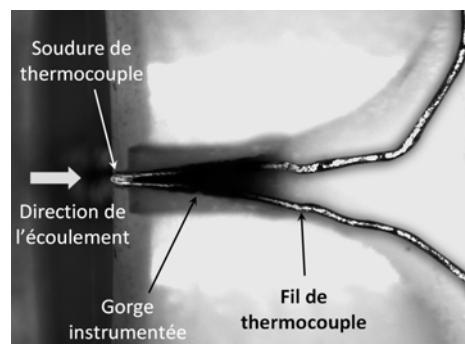


Figure 9 : vue latérale des gorges instrumentées de la CMT

Les premiers tests d'instrumentation de la cellule de mesure, ont permis la mise en place sur trois des axes de la croix de 6 thermocouples. La position de chacun d'entre eux est indiquée sur la Figure 11. Les thermocouples 2, 3 et 4 peuvent être associés à la même numérotation dans les figures 6 et 7.

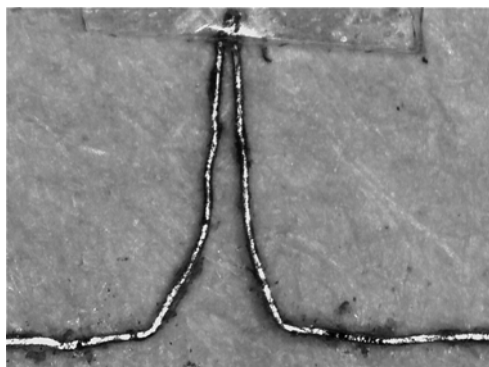


Figure 10 : Implantation des thermocouples dans la cellule de mesure de températures

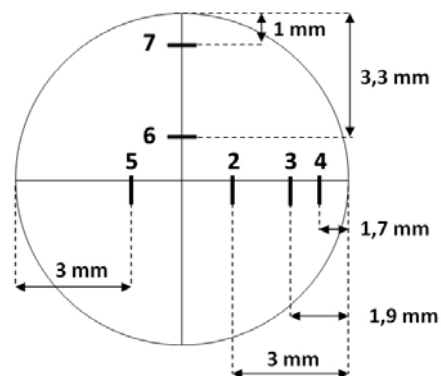


Figure 11 : Position des thermocouples dans la cellule de mesure de températures

4.2. Conditions expérimentales

Plusieurs essais préliminaires ont été réalisés en extrusion sur un thermoplastique élastomère (SARLINK 3190 B) dont les caractéristiques sont données dans le tableau ci-dessous.

| ρ kg.m ⁻³ | λ (180°C) W.m ⁻¹ .K ⁻¹ | C_p (180°C) J.kg ⁻¹ .K ⁻¹ | η_0 (180°C) Pa.s ⁿ | n |
|------------------------------|---------------------------------------------------------|------------------------------------------------------|---------------------------------------|-------|
| 940 | 0,165 | 2432 | 6625 | 0,204 |

Tableau 2 : Propriétés thermophysiques du thermoplastique élastomère SARLINK 3190 B

Le matériau thermoplastique choisi a une viscosité relativement peu élevée par rapport à celle des élastomères qui seront testés ultérieurement. L'objectif est de valider la conception et l'instrumentation de la CMT en limitant les contraintes. Lors des essais, la température de régulation a été fixée à 180°C dans l'ensemble de l'outillage. La succession des manipulations s'est faite par augmentation de débit, en augmentant la vitesse de rotation de la vis d'extrusion.

4.3. Analyse des résultats expérimentaux

La figure 12 présente le profil de températures en entrée du canal droit en fonction du débit d'extrusion. Chaque point présent sur les courbes correspond à un thermocouple instrumenté sur la CMT. L'augmentation du débit d'extrusion entraîne une augmentation non-négligeable de la température au centre de l'écoulement. Le passage à un débit de 10 kg.h⁻¹ amène une augmentation de plus de 15°C au centre de l'écoulement par rapport au premier essai réalisé. Par ailleurs le profil de température retrouvé à partir des six thermocouples révèle un profil analogue à celui testé lors des simulations numériques (voir Figure 7). A l'échauffement au centre de l'écoulement, généré par la vis d'extrusion, s'ajoute une dissipation visqueuse intervenant près de la paroi extérieure du canal d'extrusion, zone à très forts gradients de vitesse.

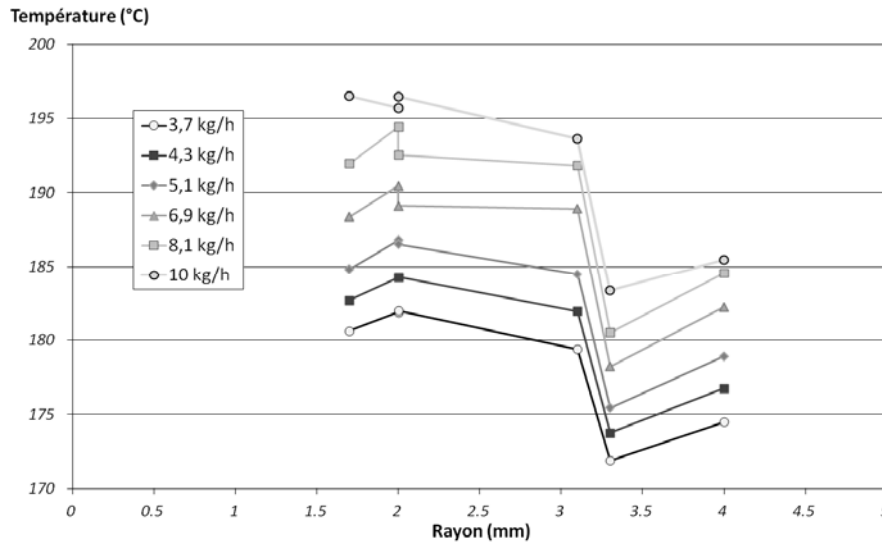


Figure 102 : Températures mesurées par la CMT à l'entrée du canal pour plusieurs débits d'écoulement

5. Conclusion

Les résultats numériques obtenus ont permis de mettre en avant l'intérêt de l'utilisation de la céramique pour la qualité des mesures grâce à sa faible conductivité thermique. Ils ont également permis d'évaluer les erreurs de mesure provoquées par la présence de la CMT dans l'écoulement. Les premiers essais expérimentaux réalisés sont prometteurs et ouvrent des perspectives intéressantes quant à l'utilisation de la CMT, dans la vérification de la thermique des outillages. Une instrumentation plus importante en thermocouples pourrait en outre améliorer la qualité des profils de températures relevés. Par ailleurs, l'ajout d'une seconde CMT en sortie de dispositif pourra permettre de déterminer l'influence de géométries modulaires sur les champs de températures dans l'écoulement.

Références

- [1] J. Launay, N. Allanic, P. Mousseau, R. Deterre, Etude numérique d'un canal instrumenté permettant l'analyse thermique et cinétique d'un écoulement d'élastomère, CFM 2011 (Besançon, 29Août-2 Septembre 2011)
- [2] M. Karkri, Y. Jarny, P. Mousseau, Inverse heat transfer analysis in a polymer melt flow within an extrusion die, *Inverse Probl. Sci. En*, 13-4 (2005), 355-375
- [3] Y. Wielhorski, P. Mousseau, Y. Jarny, D. Delaunay, N. Lefevre, Thermal balance between viscous heating and inlet thermal condition in non stationary polymer flow through a cylindrical die, *Int. J. Therm. Sci.*, 50-5 (2011), 769-778
- [4] R.B. Bird, W.E Stewart, E.N. Lightfoot, Transport phenomena, 2nd edition, J. Wiley & Sons, Inc, 2002
- [5] F. Dimier, Injection de systèmes réactifs: Détermination de lois cinétiques et rhéologiques et modélisation, Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure des mines de Paris, (2003)
- [6] C. Hinczewski, Stéréolithographie pour la fabrication de céramiques, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 1998

Modélisation dynamique, simulation et éléments de validation expérimentale d'une machine à absorption, utilisée dans une installation de rafraîchissement solaire

Olivier MARC*, Jean-Philippe PRAENE, Blaise LETEXIER,
Jean CASTAING-LASVIGNOTTES, Frantz SINAMA, Franck LUCAS

Laboratoire de Physique et Ingénierie Mathématique Appliquées à l'Energie et à l'Environnement (PIMENT) - Université de La Réunion : IUT Département Génie Civil 97410 Saint Pierre.

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

Résumé - Ce papier présente un modèle dynamique de machine à absorption simple effet, fonctionnant avec le mélange binaire bromure de lithium (absorbant) / eau (fluide frigorigène). Ce type de machine est de plus en plus utilisé dans les installations de rafraîchissement solaire appliquées aux bâtiments. Du fait de la grande variabilité de la ressource et du besoin, un modèle dynamique semble nécessaire pour évaluer précisément les performances de la machine en particulier lorsque l'installation fonctionne sans appoint de chaleur. Dans une première partie, le modèle dynamique de la machine est présenté. Les résultats de simulation sont ensuite confrontés aux données expérimentales extraites de notre installation et les erreurs sont calculées et analysées. Cette analyse nous permet de conclure que notre modèle prend bien en compte à la fois les régimes permanents et transitoires de la machine à absorption.

Nomenclature

| | | |
|-----------|-------------------------------------------------------|--------------------------------------------|
| Cp | chaleur massique, $\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | <i>Symboles grecs</i> |
| g | accélération de la <i>gravité</i> , m.s^{-2} | ζ coefficient de résistance |
| h | enthalpie, J.kg^{-1} | ρ masse volumique, kg.m^{-3} |
| M | masse, kg | <i>Indices et exposants</i> |
| \dot{m} | débit massique, kg.s^{-1} | e entrée |
| P | pression, Pa | env environnement |
| \dot{Q} | flux de chaleur, W | fc fluide caloporteur |
| S | surface, m^2 | s sortie |
| T | température, $^{\circ}\text{C}$ | sol solution |
| V | volume, m^3 | sort sortant |
| X | concentration | v vapeur |

1. Introduction

Les machines frigorifiques à absorption sont de plus en plus utilisées notamment dans les installations de rafraîchissement solaire appliquées aux bâtiments [1, 2]. Dans ce cas, elles sont alimentées par de l'eau chaude produite par un champ de capteurs solaires thermiques. Du fait de la grande variabilité de la source solaire, mais aussi des variations des charges dans le bâtiment, les températures des trois sources de chaleur de la machine (source chaude, source à température ambiante et source froide) peuvent varier sensiblement au cours de la journée en particulier lorsque l'installation ne possède pas de systèmes d'appoints (au niveau des sources chaude et froide). Ces

variations de température entraînent une modification des performances de la machine puisque ses conditions de fonctionnement s'éloignent du régime nominal. Un modèle dynamique semble donc nécessaire pour évaluer au mieux les performances de la machine à absorption en fonction des sollicitations extérieures.

Dans la première partie de ce papier, le modèle dynamique d'une machine à absorption simple effet, fonctionnant avec le mélange binaire bromure de lithium (absorbant) / eau (fluide frigorigène), est présenté. Des éléments de validation expérimentale sont proposés dans une seconde partie, pour valider le modèle sur deux journées types de fonctionnement : une journée avec un comportement « stable » et une journée « très variable ». Les données expérimentales sont issues de l'installation de rafraîchissement solaire de l'IUT de Saint Pierre à La Réunion [3, 4]. Enfin, l'analyse des erreurs commises sur l'évaluation des températures et des puissances simulées aux bornes de la machine est présentée.

2. Présentation du modèle

La machine à absorption que nous allons modélisée est de type simple effet, elle fonctionne avec le couple LiBr/eau et son schéma de principe regroupant tous ses principaux composants est présenté sur la Figure 1 :

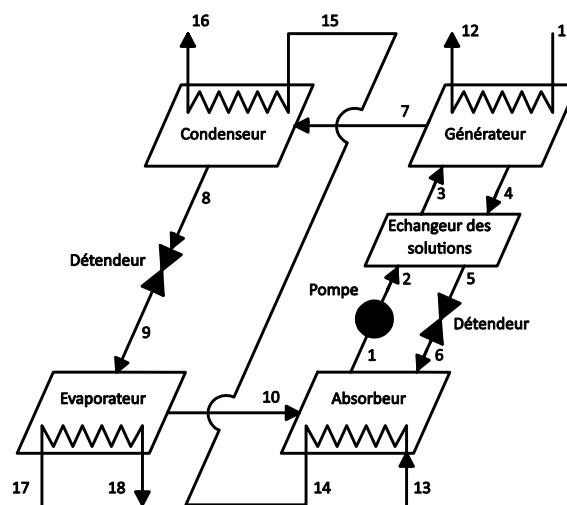


Figure 1 : Schéma de principe de la machine à absorption simple effet

Afin de simplifier la description mathématique de la machine à absorption les hypothèses suivantes sont faites [5, 6] :

- chacun des composants (générateur, condenseur, évaporateur et absorbeur) peut être représenté par les éléments suivants :
 - un réservoir : il contient la solution (ou l'eau pure),
 - un échangeur de chaleur : c'est l'intermédiaire entre la solution (ou l'eau pure) et la source de chaleur,
 - une paroi : c'est l'intermédiaire entre la solution et l'extérieur,
- le condenseur et l'évaporateur sont composés d'eau pure,
- le débit massique de la solution entre l'absorbeur et le générateur est constant,

- l'équilibre thermodynamique est atteint dans chaque composant,
- les coefficients d'échange interne et externe des échangeurs sont constants,
- les échanges convectifs et radiatifs entre le fluide frigorigène pur et la solution sont négligés,
- la température du fluide caloporteur sortant de l'absorbeur est égale à celle du fluide caloporteur à l'entrée du condenseur,
- la vapeur sortante de l'évaporateur est saturée,
- le terme de transport de la solution ou du fluide frigorigène dans les tuyauteries est négligé,
- toutes les variables thermodynamiques (T , P , $X...$) sont supposées uniformes dans l'espace dans chaque composant,
- la pression dans le générateur est égale à la pression dans le condenseur et de la même manière, la pression dans l'absorbeur est égale à celle de l'évaporateur,
- les détendeurs sont considérés isenthalpiques.

2.1. Générateur et absorbeur

Le générateur et l'absorbeur peuvent être représentés de la même manière. La Figure 2 représente le schéma du réservoir du générateur contenant la solution (indice sol) en bas et la vapeur d'eau au-dessus (indice v). En haut à droite se trouve la solution entrante (indice sol_e) et en bas la solution qui sort (indice sol_s). En haut du réservoir se trouve la vapeur d'eau sortante. Dans le cas du générateur, la solution entrante est pauvre en LiBr et la solution sortante est enrichie en LiBr, puisque la vapeur est désorbée (indice dés). Dans le cas de l'absorbeur, la vapeur est absorbée, la solution qui entre est donc riche et la solution sortante est pauvre. Un premier flux thermique s'établit à travers la paroi par conduction \dot{Q}_{sort} et un deuxième flux thermique s'établit entre l'échangeur et la solution \dot{Q}_{ent} . La Figure 2 représente le schéma simplifié du générateur.

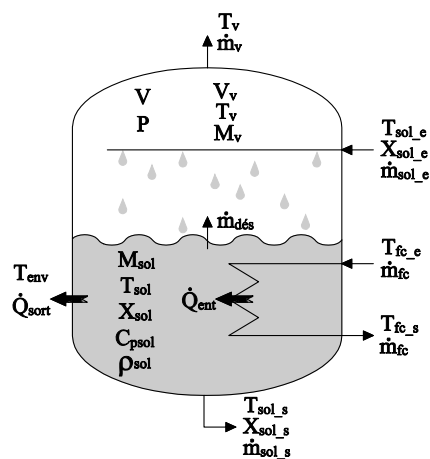


Figure 2 : Représentation du réservoir du générateur

Afin de simplifier la modélisation, certaines hypothèses sont faites :

- La température de la vapeur qui est désorbée $T_{\text{dés}}$ est égale à celle de la solution.
- La vapeur est surchauffée et ne contient pas d'eau liquide.
- Il n'y a pas d'échange thermique par convection ni par rayonnement entre la vapeur et la solution.
- La température et la concentration en LiBr de la solution sortante sont égales à celles de la solution dans le réservoir.

Le modèle du générateur (et de l'absorbeur) est basé sur les bilans massiques, thermiques, volumiques et le bilan des concentrations pour la solution ainsi que sur des bilans massiques, volumiques et de la loi des gaz parfaits pour la vapeur. Le bilan massique de la solution s'écrit :

$$\frac{dM_{sol}}{dt} = \dot{m}_{sol_e} - \dot{m}_{sol_s} - \dot{m}_{dés} \quad (1)$$

Ensuite, le bilan des concentrations en LiBr est donné par l'équation suivante :

$$\frac{d(M_{sol} \cdot X_{sol})}{dt} = \dot{m}_{sol_e} \cdot X_{sol_e} - \dot{m}_{sol_s} \cdot X_{sol_s} \quad (2)$$

Et le bilan thermique :

$$\frac{d(M_{sol} \cdot C_{psol} \cdot T_{sol})}{dt} = \dot{m}_{sol_e} \cdot h_{sol_e} - \dot{m}_{sol_s} \cdot h_{sol_s} - \dot{m}_{dés} \cdot h_{dés} + \dot{Q}_{ent} + \dot{Q}_{sort} \quad (3)$$

Les flux thermiques \dot{Q}_{ent} et \dot{Q}_{sort} se calculent dans les modèles de la paroi et de l'échangeur, présentés dans les paragraphes suivants.

Pour la vapeur au-dessus de la solution, le bilan volumique est :

$$V_V = V - V_{sol} = V - \frac{M_{sol}}{\rho_{sol}} \quad (4)$$

Ensuite, le bilan massique de la vapeur s'écrit :

$$\frac{dM_V}{dt} = \dot{m}_{dés} - \dot{m}_V \quad (5)$$

Avec la constante de gaz individuelle r_V et la loi des gaz parfaits, $P \cdot V_V = M_V \cdot r_V \cdot T_V$, nous arrivons à l'équation suivante :

$$M_V = \frac{P \cdot \left(V - \frac{M_{sol}}{\rho_{sol}} \right)}{r_V \cdot T_V} \quad (6)$$

2.2. Condenseur / Evaporateur

Comme pour le générateur et l'absorbeur, le modèle du condenseur peut être utilisé pour représenter l'évaporateur. La Figure 3 présente le schéma simplifié du condenseur. La vapeur surchauffée venant du générateur entre dans le condenseur avec la température T_V et le débit \dot{m}_V . L'eau du circuit refroidissement permettant la condensation de la vapeur dans le condenseur entre dans l'échangeur à la température T_{fc_e} , sort à la température T_{fc_s} et circule avec le débit \dot{m}_{fc} .

Les équations (1), (4), (5) et (6) peuvent être utilisées pour modéliser le condenseur en changeant les indices. La solution liquide qui sort du générateur sera dans ce cas remplacée par l'eau liquide

saturée qui sort du condenseur à la température T_{eau_s} et le débit \dot{m}_{eau_s} . De plus, la vapeur surchauffée sortante du générateur n'est pas prise en compte ici. Dans ce cas, les hypothèses sont les suivantes :

- L'enthalpie de la vapeur surchauffée qui entre est égale à celle de la vapeur qui sort du générateur.
- La vapeur et l'eau liquide présentent dans le condenseur sont à l'état saturé.

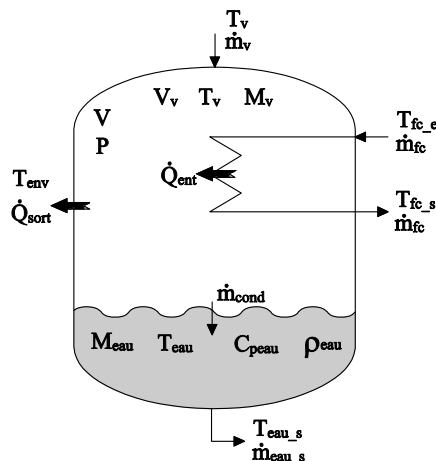


Figure 3 : Représentation du réservoir du condenseur

L'équation (3) peut être remplacée par l'équation (7) en prenant en compte la phase vapeur :

$$\frac{d(M_v \cdot C_{pv} \cdot T_v)}{dt} = \dot{m}_v \cdot h_v - \dot{m}_{\text{cond}} \cdot h_{\text{cond}} + \Phi_{\text{ent}} + \Phi_{\text{sort}} \quad (7)$$

On note que le débit d'eau condensée (\dot{m}_{cond}) est différent de celui qui sort du condenseur (\dot{m}_{eau_s}), par conséquent le niveau de l'eau liquide présente dans le condenseur varie en fonction du temps.

2.3. Echangeur de chaleur

Le modèle d'échangeur de chaleur permet d'évaluer les flux internes et externes dans les quatre principaux composants de la machine (solution/eau pour le générateur et l'absorbeur ; eau/eau pour le condenseur et l'évaporateur). La Figure 4 présente le schéma simplifié de l'échangeur.

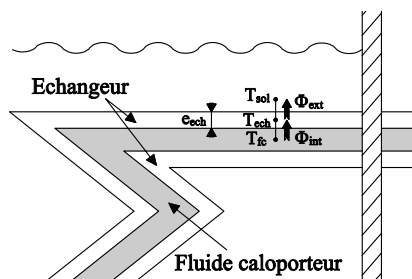


Figure 4 : Représentation d'un échangeur dans un réservoir

On introduit une température intermédiaire au niveau de l'échangeur (T_{ech}) ainsi qu'une capacité thermique (M_{ech}). L'équation (8) permet de calculer le flux interne échangé (Φ_{int}) entre le fluide caloporteur (eau) et l'échangeur et l'équation (9) permet d'évaluer le flux externe échangé (Φ_{ext}) entre l'échangeur et la solution ou l'eau pure.

$$\Phi_{int} = U_{int} \cdot S_{ech} \cdot \frac{(T_{fc_e} - T_{fc_s})}{\ln\left(\frac{|T_{fc_e} - T_{ech}|}{|T_{fc_s} - T_{ech}|}\right)} \cdot \frac{(T_{fc_e} - T_{ech})}{|T_{fc_e} - T_{ech}|} \quad (8)$$

$$\Phi_{ext} = -U_{ext} \cdot S_{ech} \cdot (T_{sol} - T_{ech}) \quad (9)$$

T_{fc_e} et T_{fc_s} sont respectivement les températures d'entrée et de sortie du fluide caloporteur qui circule dans l'échangeur. U_{int} et U_{ext} sont respectivement les coefficients d'échanges globaux interne et externe. Le bilan énergétique de l'échangeur est donné par :

$$M_{c_{ech}} \cdot \frac{dT_{ech}}{dt} = \Phi_{int} + \Phi_{ext} \quad (10)$$

Enfin, l'équation (11) est nécessaire pour calculer la température de sortie du fluide caloporteur en exprimant une seconde fois le flux interne échangé :

$$\Phi_{int} = \dot{m}_{water} \cdot c_{water} \cdot (T_{fc_e} - T_{fc_s}) \quad (11)$$

2.4. Détendeur

Le modèle de détendeur est basé sur les travaux de Kohlenbach et Ziegler [7, 8]. La pompe de solution permet de faire circuler la solution diluée de l'absorbeur au générateur avec un débit constant et connu. La circulation de la solution concentrée provenant du générateur et allant à l'absorbeur se fait par gravité et par différence de pression entre les deux composants. Les pertes de charge de la tuyauterie et de l'échangeur sont considérées constantes et peuvent être décrites par un coefficient de résistance ζ , par conséquent le débit de la solution concentrée dépend uniquement de la différence de pression entre l'absorbeur et le générateur et de la hauteur de la solution à l'entrée de l'échangeur.

Ce débit est donné par l'équation (12) :

$$\dot{m}_{sol} = C_d \cdot A_t \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \rho_{sol} \cdot [(p_{gen} - p_{abs}) + \rho_{sol} \cdot g \cdot (h + z_i)]}{\zeta}} \quad (12)$$

Cette même équation (21) peut être utilisée pour calculer le débit d'eau allant du condenseur à l'évaporateur. Dans cette équation C_d and A_t sont respectivement le coefficient de décharge et la section du tuyau. p_{gen} et p_{abs} sont les pressions qui règnent à l'intérieur du générateur et de l'absorbeur. Le niveau z_i dépend du niveau de la solution dans le réservoir et de la distance h entre la sortie du générateur et l'entrée de l'absorbeur qui est constante. g est la gravité et ρ_{sol} la masse volumique de la solution.

3. Eléments de validation expérimentale

Nous proposons maintenant des éléments de validation expérimentale pour notre modèle dynamique de machine à absorption. Pour cela, les données expérimentales extraites de notre installation sont confrontées aux résultats de simulation sur deux journées types : une journée « stable » et une journée « très variable ». Les entrées du modèle sont les températures et les débits des fluides caloporteurs à l'entrée du générateur, de l'absorbeur et de l'évaporateur. Les sorties du modèle sont les températures de sortie et les puissances aux bornes du générateur, du circuit de refroidissement (absorbeur et condenseur) et de l'évaporateur.

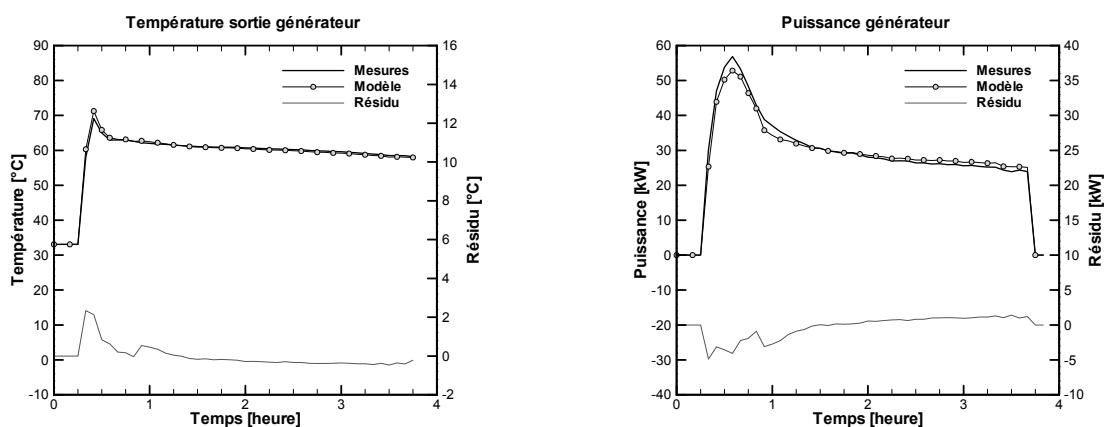


Figure 5 : Comparaison entre les températures de sortie (à gauche) et les puissances (à droite) simulées et mesurées aux bornes du générateur pour la 1^o journée étudiée (stable)

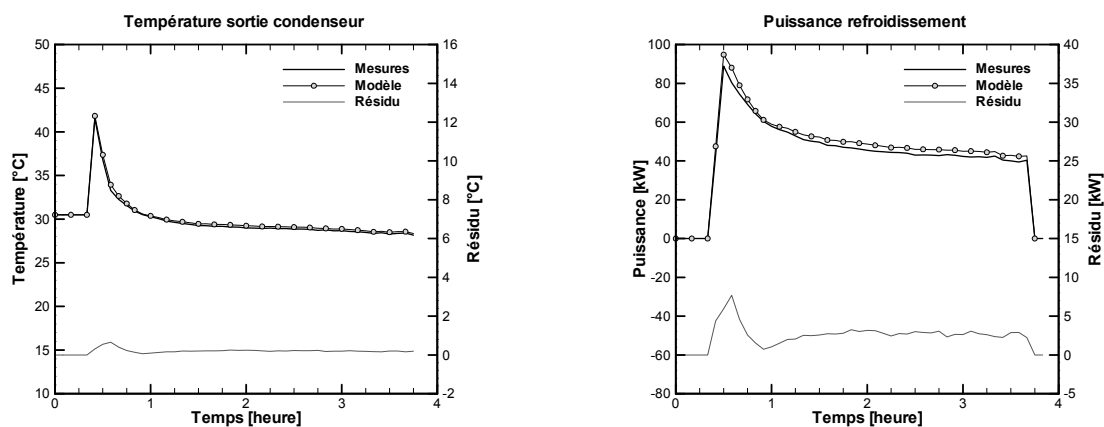


Figure 6 : Comparaison entre les températures de sortie (à gauche) et les puissances (à droite) simulées et mesurées aux bornes du circuit refroidissement pour la 1^o journée étudiée (stable)

En observant les évolutions des températures et des puissances simulées et mesurées aux bornes du générateur, du circuit de refroidissement et de l'évaporateur (Figures 5 à 7), on constate que les valeurs simulées suivent relativement bien les mesures même lors de la phase de démarrage. Les erreurs maximales (en valeurs absolues) commises sur les températures de sorties sont de 2,3°C pour le générateur et 0,7°C pour les deux autres composants. Ces erreurs maximales apparaissent lors de la phase de démarrage et sont tout à fait acceptables avec toutefois une valeur légèrement plus élevée au générateur. Les valeurs maximales des puissances thermiques sont de 4,9 kW (soit 15 % en valeur relative) pour le générateur, 7,7 kW (soit 15 %) pour le circuit de refroidissement et

3,1 kW (soit 17 %) pour l'évaporateur. Ces valeurs sont encore une fois très raisonnables et assez proches de l'incertitude de mesure.

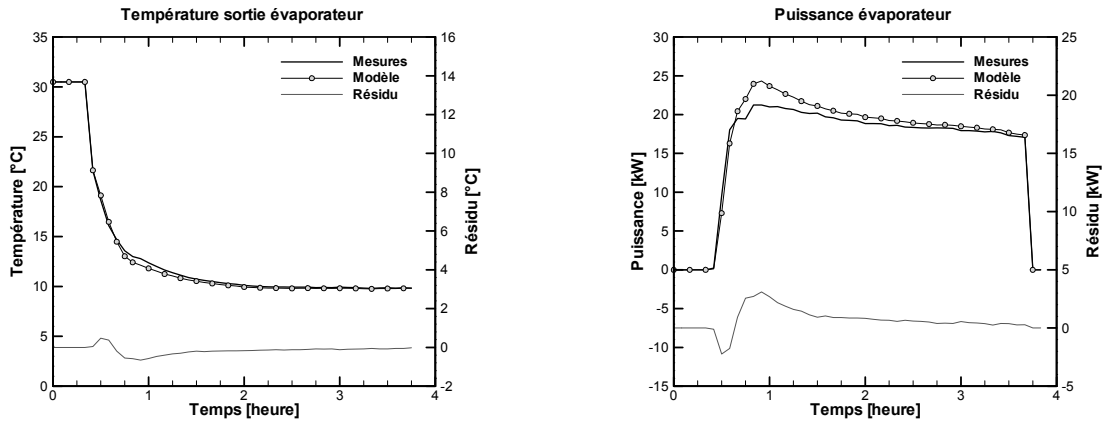


Figure 7 : Comparaison entre les températures de sortie (à gauche) et les puissances (à droite) simulées et mesurées aux bornes de l'évaporateur pour la 1^o journée étudiée (stable)

La prochaine étape de validation consiste à étudier quel est l'impact d'une variation importante de la température d'une des sources de chaleur (à l'entrée de la machine) sur la prédiction des températures de sortie de la machine. En effet, le fait de faire varier une des sources de chaleur va permettre de vérifier si notre modèle est capable de prédire les performances de la machine dans des conditions transitoires. Pour cela, nous allons faire varier la température d'entrée de l'absorbeur entre 33 et 36°C. Les résultats de simulation sont comparés aux données expérimentales et présentés sur les Figures 8 à 10.

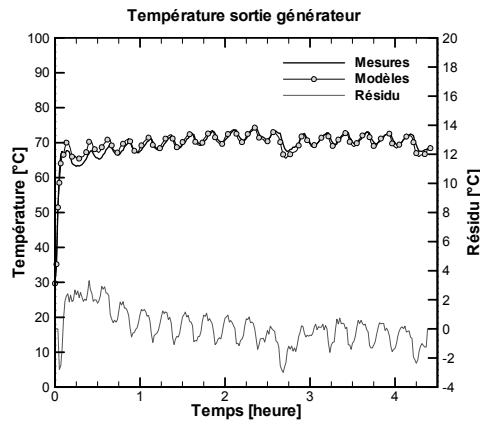


Figure 8 : Comparaison entre les températures de sortie simulées et mesurées aux bornes du générateur pour la 2^o journée étudiée (journée « très variable »)

Au vu des résultats présentés sur les Figures 7 à 9, on remarque que le modèle arrive à prédire correctement l'évolution des températures de sortie des trois principaux composants tout au long de la journée. Les erreurs maximales absolues sont de 3,3°C pour le générateur, 2,6°C pour le condenseur et 3,6°C pour l'évaporateur et interviennent essentiellement lors de la phase de démarrage. Les erreurs moyennes absolues sont de 0,9°C pour le générateur et 0,6°C pour le condenseur et l'évaporateur. En ce qui concerne l'évaluation des énergies (consommées par le générateur, produite par l'évaporateur et extraite par le circuit refroidissement), les erreurs

moyennes absolues sont de 4,3% pour le générateur, 5% pour le circuit refroidissement et 3,7% pour l'évaporateur.

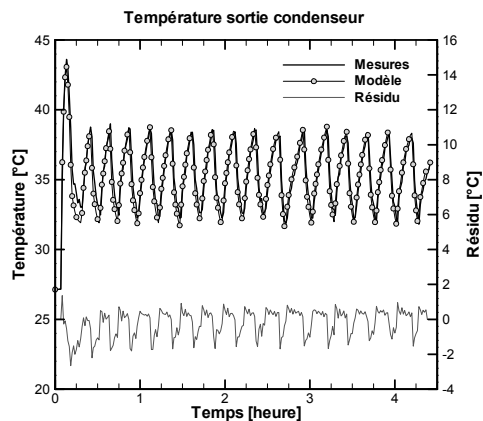


Figure 9 : Comparaison entre les températures de sortie simulées et mesurées aux bornes du circuit refroidissement pour la 2^o journée étudiée (journée « très variable »)

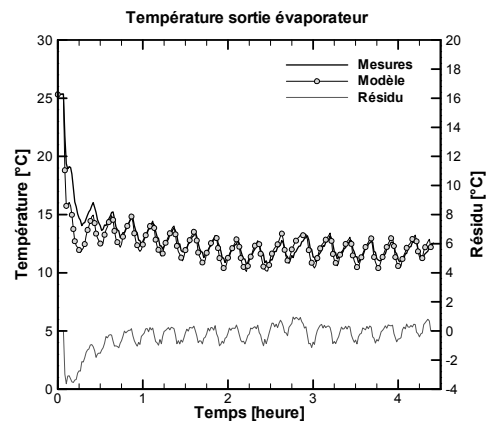


Figure 10 : Comparaison entre les températures de sortie simulées et mesurées aux bornes de l'évaporateur pour la 2^o journée étudiée (journée « très variable »)

Compte tenu de ces résultats, nous pouvons affirmer que notre modèle est capable de prédire le comportement de la machine à absorption à la fois en régime transitoire et permanent avec des erreurs relativement faibles.

4. Conclusion

Le travail présenté dans ce papier porte sur la modélisation et la simulation dynamique d'un refroidisseur à absorption simple effet, fonctionnant avec le couple thermodynamique : bromure de lithium (absorbant) / eau (fluide frigorigène). Les résultats de simulation ont été confrontés aux données expérimentales et il apparaît clairement que le modèle arrive à prédire avec une bonne précision les performances de la machine. Les suites à ce travail sont nombreuses et concernent notamment l'optimisation du fonctionnement du refroidisseur à absorption à charge partielle en ciblant soit le coefficient de performance thermique (COP_{th}) soit l'efficacité exergetique en ajoutant au modèle les bilans exergetiques sur les différents composants de la machine.

Références

- [1] Balaras, C. A., G. Grossman, H. M. Henning, C. A. I. Ferreira, E. Possesser, L. Wang, E. Wiemkan (2007). "Solar air conditioning in Europe - an overview." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 11: 299–314.
- [2] Henning, H. M. (2007). "Solar assisted air conditioning of buildings - an overview." *Applied Thermal Engineering* 27: 1734–1749.
- [3] Marc, O., F. Lucas, F. Sinama, E. Monceyron (2010). "Experimental investigation of a solar cooling absorption system operating without any backup system under tropical climate." *Energy and Buildings* 42(6): 774-782.

- [4] Marc, O., J.-P. Praene, A. Bastide, F. Lucas (2011). "Modeling and experimental validation of the solar loop for absorption solar cooling system using double-glazed collectors." *Applied Thermal Engineering* 31(2-3): 268-277.
- [5] Castaing-Lasvignottes J., Marc, O., Franquet, E., Gibout, S. (2008). Modélisation et simulation dynamique d'une machine frigorifique à absorption H₂O/LiBr : Application solaire
- [6] Castaing-Lasvignottes J., Belhani M., Strub F., Gibout S., Alaphilippe M. Modelling and experimental validation of the dynamic behaviour of a liquid absorption chiller. 3rd Int. Heat Powered Cycles Conference. October 11-13 2004, Larnaca, Cyprus.
- [7] Kohlenbach, P., F. Ziegler (2008a). "A dynamic simulation model for transient absorption chiller performance. Part I: the model." *Int. J. Refrigeration* 31(2): 217-225.
- [8] Kohlenbach, P., F. Ziegler (2008b). "A dynamic simulation model for transient absorption chiller performance. Part II: Numerical results and experimental verification." *Int. J. Refrigeration* 31(2): 226-233.

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 MEGAPICS n°ANR-09-HA BISOL-007).

Etude thermique du processus d'adhésion caoutchouc/métal.

Anouar SOUID*, Rémi DETERRE, Eric LEROY, Alain SARDA

ERT OPERP/GEPEA

LUNAM, Université de Nantes, IUT de Nantes

2 avenue Jean Rouxel – 44475 Carquefou

*(Auteur correspondant : anouard.souid@univ-nantes.fr)

Résumé - Le travail présenté dans ce document porte sur l'amélioration de la connaissance thermique du processus d'adhésion caoutchouc/métal. Cette technique, couramment utilisée dans l'industrie du caoutchouc, permet l'assemblage de pièces fabriquées en matériaux métalliques et élastomères. Dans ce travail nous proposons une méthode pour la détermination des cinétiques de vulcanisation du caoutchouc et de durcissement de la colle. Nous proposons aussi un modèle thermique simplifié qui nous a permis de dimensionner un outillage instrumenté pour l'étude du phénomène dans des conditions de mise en œuvre réelles.

Nomenclature

| | |
|-------|-----------------------------------------|
| C_p | Capacité calorifique, $J.g^{-1}.K^{-1}$ |
| t | temps, s |
| e | Epaisseur, m |
| P | Pression, Pa |
| T | température, K |
| E | énergie d'activation, J/mol |
| i | indice |

Symboles grecs

| | |
|------------|-------------------------------------------|
| α | Avancement de la réaction |
| φ | Densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$ |
| ΔH | Enthalpie de réaction, J/kg |
| λ | Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| ρ | Masse volumique, $kg.m^{-3}$ |

1. Introduction

Le procédé dit « d'adhésion » est utilisé pour la réalisation d'assemblages collés caoutchouc/métal. Ce procédé consiste à mouler le caoutchouc sur une pièce métallique sur laquelle a préalablement été déposée une couche d'adhésif, puis à vulcaniser le caoutchouc, la réaction d'adhésion ayant lieu dans le même temps [1]. Les unités collées caoutchouc/métal qui en résultent sont présentes dans de nombreuses applications (e.g. : l'isolation du bruit et de vibrations [2]). Cette technique est particulièrement prisée par l'industrie du caoutchouc. Cependant, la maîtrise du procédé d'adhésion, reste empirique du fait de sa complexité.

En effet, du point de vue physico-chimique, l'adhésion fait intervenir plusieurs processus réactionnels et diffusionnels interdépendants, représentés sur la figure 1[3]. L'étude de l'effet des différents paramètres sur l'adhésion a fait l'objet de relativement peu de travaux publiés. Parmi ces études, Fernando et al. [4] ont étudié l'influence de la température de moulage sur la résistance au pelage d'un joint collé de caoutchouc naturel avec le soufre comme système de vulcanisation. Une augmentation de la force de pelage avec la température de réaction a été observée. On peut aussi citer les travaux d'Ansarifar et al. [5] sur les propriétés d'adhésion du caoutchouc sur des substrats d'acier, d'aluminium et de polyamide 6,6. Les résultats de tests ont montré que les alliages d'aluminium et le polyamide 6.6 peuvent remplacer l'acier dans des applications de collage de caoutchouc-métal sans compromettre l'intégrité et la résistance du collage.

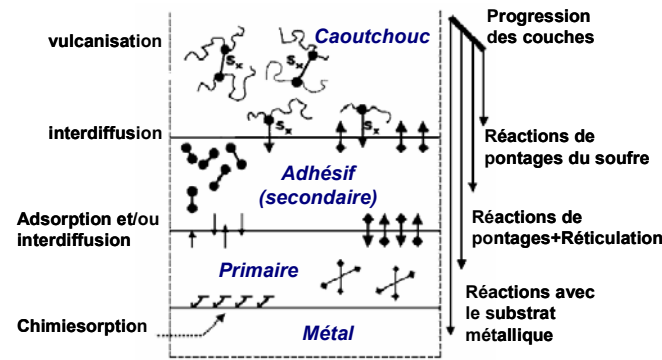


Figure 1 : Schéma du processus d'adhésion lors de la vulcanisation[3]

Soo Jeon et al. [6, 7] ont étudié l'effet de la durée et de la température du cycle de cuisson d'un composé en caoutchouc sur son adhérence à un cordon en acier revêtu de laiton. La formation, le développement et la dégradation de l'interphase d'adhésion entre le caoutchouc et l'acier ont été observés ainsi que la formation d'une faible couche limite dans le caoutchouc près de l'interphase. Lorsque le temps de cuisson est progressivement augmenté la force de rupture après vulcanisation augmente de manière significative jusqu'à une valeur maximale, puis diminue lentement (ce qui est peut-être lié à un phénomène de rétrogradation). Parallèlement, l'étude de l'effet de la température de vulcanisation montre que dans la force d'arrachement après adhésion diminue linéairement avec la température, contrairement aux travaux de Fernando et al. [4]. D'après les auteurs, cette diminution à haute température peut être expliquée par la limitation du transfert des agents de vulcanisation dans l'interphase et/ou dans le caoutchouc, qui entraîne un déficit de soufre du fait de la vulcanisation rapide du caoutchouc qui retarde considérablement la diffusion des différentes espèces chimiques.

Lors de ce travail nous présentons une méthode pour la détermination des cinétiques de vulcanisation et durcissement pour le caoutchouc et la colle. Nous proposons aussi un modèle thermique simplifié qui nous a permis de dimensionner un outillage instrumenté pour l'étude du phénomène dans des conditions de mise en œuvre réelles.

2. Détermination des cinétiques chimiques et des propriétés thermiques

Pour déterminer les modèles phénoménologiques des cinétiques chimiques participant au processus d'adhésion nous avons effectué une étude rhéologique à l'aide de deux appareils de rhéométrie rotationnelle en mode dynamique :

Le premier appareil est un rhéomètre RPA (Rubber Process Analyser) à chambre oscillante de marque *Alpha Technologie*TM [8]. Cet appareil fonctionne uniquement en mode isotherme. Le mélange est positionné dans une chambre constituée de deux cônes striés préalablement chauffée à la température de l'essai. Cette technique de mesure fait référence dans l'industrie du caoutchouc (norme ISO 6502 :1991).

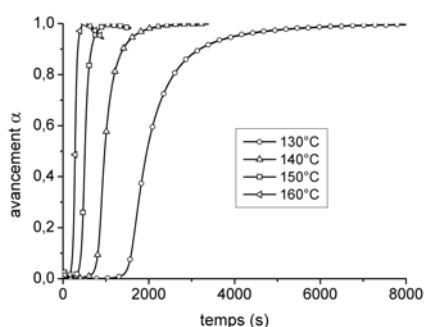
Le second rhéomètre utilisé est un modèle MARS III (*Haake, Thermofischer*) [9]. Il est équipé d'un four à effet Peltier permettant de contrôler finement la température entre 0 et 200°C. L'étude du comportement rhéologique est réalisée en utilisant une géométrie plan-plan. On impose une déformation angulaire de 7.10^{-3} rad (0,7%) et une force normale de 3N. Le protocole concernant le cycle de température utilisé est le suivant : la température initiale du four est préalablement imposée puis l'échantillon est déposé sur les plateaux à la température ambiante.

Pour déterminer les capacités calorifiques et les énergies de transformation des matériaux nous avons utilisé un calorimètre différentiel. Le modèle *DSC1* de *Mettler Toledo* [10] équipé d'un groupe froid. Le capteur installé est le modèle FSR5. Nous utilisons des creusets équipés d'un picot de centrage permettant de garantir le positionnement de ceux-ci par rapport aux

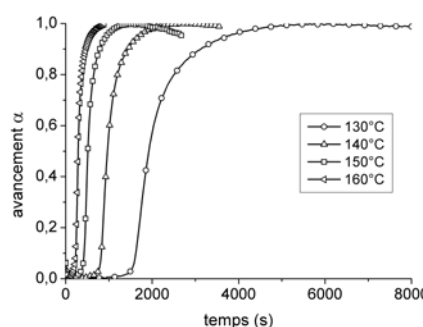
thermocouples du capteur permettant d'assurer une bonne qualité et la répétabilité des mesures. La conductivité et la diffusivité thermique des matériaux sont mesurées à l'aide de la technique *HotDisk* (système TPS 2500 commercialisé par HotDisk) [11] présentée par Gustafsson [12] et utilisant la norme (ISO 22007-2 :2008(F)).

2.1. Etude du caoutchouc

Le caoutchouc utilisé pour notre étude est un mélange à base caoutchouc naturel, sa formulation est donné par El labban [13]. La cinétique de vulcanisation du caoutchouc a été déterminée à l'aide des deux rhéomètres. L'étude est effectuée en isotherme. L'avancement de la réaction est calculé en considérant un avancement nul initialement et un avancement de 100% pour la valeur maximale atteinte par le module [14]. Nous observons à partir des courbes obtenues (Figure 2) trois zones dans l'évolution de la cinétique chimique. La première correspond à la phase d'induction, la seconde à la réaction de vulcanisation et la dernière au phénomène de réversion (Figure 3)



Cinétique chimique du caoutchouc obtenue avec le rhéomètre MARS III



Cinétique chimique du caoutchouc obtenue avec le rhéomètre RPA

Figure 2 : Cinétiques déterminées avec la rhéométrie

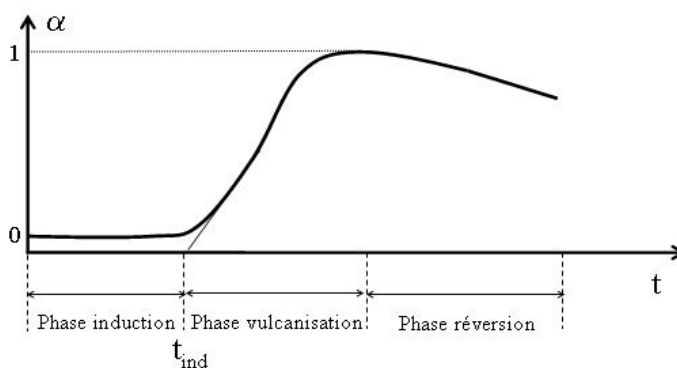


Figure 3: Phases de la réaction de vulcanisation

Nous avons retenu les modèles suivants pour modéliser les deux premières phases. La phase de réversion n'est pas prise en compte lors de cette étude.

Pour la phase d'induction on utilise le modèle isotherme donné par l'équation (1):

$$t_{ind} = k_{ind0} \exp\left(\frac{E_{ind}}{RT}\right) \tag{1}$$

Les paramètres de la cinétique du temps d'induction sont donnés dans le tableau 1 : On observe très peu de différence entre les valeurs obtenues par les deux méthodes.

| | Rhéomètre MARS III | Rhéomètre RPA |
|----------------------------------------|--------------------|---------------|
| Constante de vitesse k_{ind0} (s) | 1,48E-09 | 8,7E-10 |
| Energie d'activation E_{ind} (J/mol) | 92718 | 94521 |

Tableau 1 : paramètres de la cinétique de la phase induction

Nous utilisons le modèle développé par Isayev et Deng [15] sous sa forme différentielle décrite par l'équation (2) :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = n k^n \alpha^{(n-1)} (1-\alpha)^{(n+1)} \text{ avec : } k = k_0 \exp\left(\frac{E_{act}}{RT}\right) \quad (2)$$

Les coefficients de la loi cinétique de vulcanisation du caoutchouc sont présentés dans le tableau 2 : Contrairement aux paramètres décrivant le temps d'induction, les paramètres cinétiques obtenus sont très différents, notamment l'énergie d'activation. Cela est en particulier dû au fait que les courbes expérimentales obtenues avec les deux rhéomètres présentent des différences significatives pour des degrés d'avancement supérieurs à 70%.

| | Rhéomètre MARS III Four Peltier | Rhéomètre RPA |
|-------------------------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| Constante de vitesse : k_0 (s ⁻¹) | 8,1 10 ³¹ | 7,3 10 ¹⁶ |
| Energie d'activation : E_{act} (J/mol) | 286692 | 165681 |
| Ordre de la réaction : n | 1,98 | 1,84 |

Tableau 2 : paramètres de la cinétique de la phase vulcanisation

L'étude de la cinétique de vulcanisation est plus complexe avec la calorimétrie différentielle. En effet l'énergie de vulcanisation produite est relativement faible (quelques 1000 J/kg). Les signaux obtenus en isotherme sont difficiles à exploiter [13, 14]. Nous retiendrons de cette étude, l'énergie de vulcanisation libérée et la mesure de la capacité calorifique du caoutchouc ($\Delta H_{vulc} = 8960$ J/kg).

L'évolution de la capacité calorifique du caoutchouc, donnée sur la figure 4 a été déterminée par calorimétrie différentielle à modulation de température en utilisant un échantillon de saphir comme référence. Nous utilisons plots en caoutchouc dont l'avancement de la vulcanisation est porté à un niveau donné. Des échantillons sont découpés avec un emporte pièce et épouse la géométrie du creuset utilisé dans le calorimètre DSC1.

La variation de la conductivité thermique en fonction de l'avancement de la réaction de vulcanisation a été déterminée par Cheheb [16].

2.2. Etude de la colle

Le système de colle est constitué d'un primaire (Chemosil 211) et d'un secondaire (Chemosil 425) distribué par la société LORD® [17]. La colle se présente sous forme liquide à base de solvant, le Méthyléthylcétone (MEC) et le toluène pour le primaire et le secondaire respectivement.

Les pastilles de colles utilisées dans la mesure rhéométrique sont obtenues en découpant à l'emporte pièce de diamètre 20mm, une galette préalablement séchée sous hotte à température ambiante (18 à 22°C) pendant 24h. Ces pastilles ont une épaisseur d'environ 0,5mm, cette dimension correspond à la mesure de l'entrefer plan-plan indiquée par le rhéomètre.

L'étude en isotherme de la cinétique (Figure 5) de la colle montre l'absence de phénomène d'induction. Le même modèle décrit précédemment pour la phase de vulcanisation du caoutchouc est utilisé pour modéliser cette cinétique.

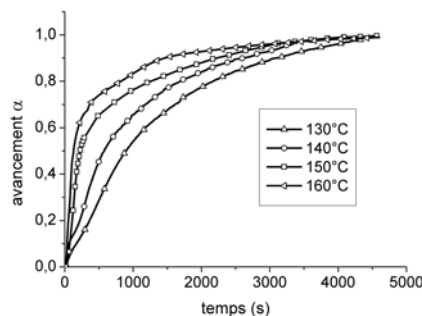
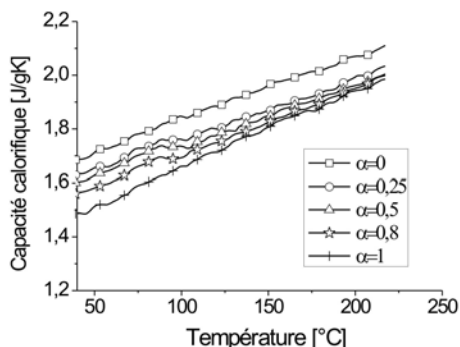


Figure 4 : Evolution de la capacité calorifique en fonction de la température Figure 5 : Evolution de la cinétique de la colle en fonction du temps et de température

Les coefficients du modèle de la cinétique chimiques identifiés par les mesures rhéométrique et l'énergie de réaction de la colle déterminée par calorimétrie différentielle sont donnés dans le tableau 3.

| | |
|-----------------------------------------------|-------------------|
| Constante de vitesse : k_{ind0} (s) | $1,37 \cdot 10^5$ |
| Energie d'activation : E_{ind} (J/mol) | 63261 |
| Ordre de la réaction : n | 1,415 |
| Energie de réaction : ΔH_{ret} (J/kg) | 5000 |

Tableau 3 : paramètres de la cinétique de la colle

3. Modélisation simplifiée du phénomène d'adhésion

Nous considérons un modèle monodimensionnel composé d'assemblage de trois matériaux isotropes. Nous prenons en compte les énergies libérées lors des réactions chimiques. La mise sous pression des matériaux lors de la mise en œuvre nous permet de considérer un contact thermique quasi-parfait entre les matériaux (Figure 6). L'effet de la pression sur les propriétés des matériaux est aussi négliger.

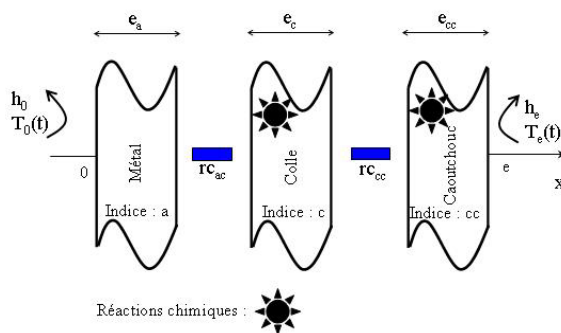


Figure 6 : Schéma de la modélisation de l'assemblage

L'équation de la chaleur sous sa forme générale est donnée par l'équation (3) :

$$\rho_i(T_i, \alpha_i) C_{pi}(T_i, \alpha_i) \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_i(T_i, \alpha_i) \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial x} \right] + \rho_i(T_i, \alpha_i) \Delta H_i \frac{\partial \alpha_i(x, t)}{\partial t} \quad (3)$$

La forme de cette équation sera simplifiée en fonction des propriétés du matériau utilisé et des réactions chimiques intervenant en son sein.

On utilise des conditions aux limites de troisième espèce aux frontières de l'assemblage décrites par l'équation (4).

$$\begin{aligned}
 -\lambda_a \left[\frac{\partial T_a(t,x)}{\partial x} \right]_{x=0} &= h_0 [T_0 - T_a(t,x=0)] \\
 \lambda_{cc}(T_{cc}, \alpha_{cc}) \left[\frac{\partial T_{cc}(t,x)}{\partial x} \right]_{x=e} &= h_e [T_e - T_{cc}(t,x=e)]
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

On impose la température mesurée au niveau du système de régulation thermique de l'outillage en utilisant un coefficient d'échange très élevé.

Pour les conditions aux limites internes nous considérons que la pression exercée sur le caoutchouc garantit un bon contact mécanique entre les matériaux et assure une résistance thermique de contact faible.

Les profils de températures initiaux (équation (5)) dans tous les matériaux sont uniformes et égaux.

$$\begin{aligned}
 t &= 0 \\
 \forall x \in [0, e_i], \quad T_i(0,x) &= T_{ini}
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Les propriétés thermo-physiques des matériaux sont regroupées dans le tableau 3 :

| | ACIER | CAOUTCHOUC | COLLE |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|---------------------------------------------------------------------------|----------|
| Conductivité thermique (W/mK) | 42 **** | $\lambda(T) = (1-\alpha)\lambda_{cru}(T) - \alpha\lambda_{vul}(T)$ * [16] | 0,18 * |
| Capacité calorifique (J/kgK) | 460 **** | $C_p(T) = (1-\alpha) C_{p\ cru}(T) - \alpha C_{p\ vul}(T)$ ** | 1800 *** |
| Masse volumique (kg/m ³) | 7850 **** | $\rho(T) = (1-\alpha) \rho_{cru}(T) - \alpha \rho_{vul}(T)$ *** | 1650 *** |
| Enthalpie de réaction (J/kg) | Sans objet | 8960 ** | 5000 ** |
| * mesure par Hot Disk, ** mesure par DSC 1, Mettler Toledo *** données distributeurs, **** Base matériaux CES Granta Design | | | |

Tableau 3 : propriétés des matériaux

Sur la Figure 7 on présente l'évolution de l'avancement de la réaction de la colle pour une rampe de température à 10°C/min jusqu'à 150°C suivit d'un palier à 150°C. Le modèle proposé permet de reproduire la cinétique de la colle.

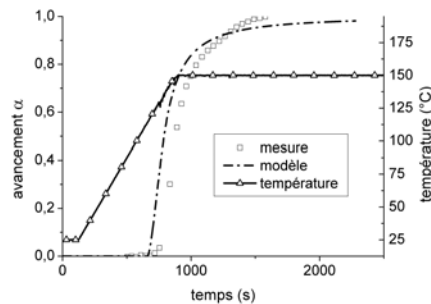


Figure 7 : Evolution de la cinétique de la colle à 150°C

L'évolution des deux cinétiques, de la colle et du caoutchouc, pour différentes températures (140,150 et 160°C) sont données sur la Figure 8, d'après la littérature [2] une bonne

adhésion sera obtenu si au moment du contact du caoutchouc avec la colle son taux de vulcanisation est inférieur à 5%.

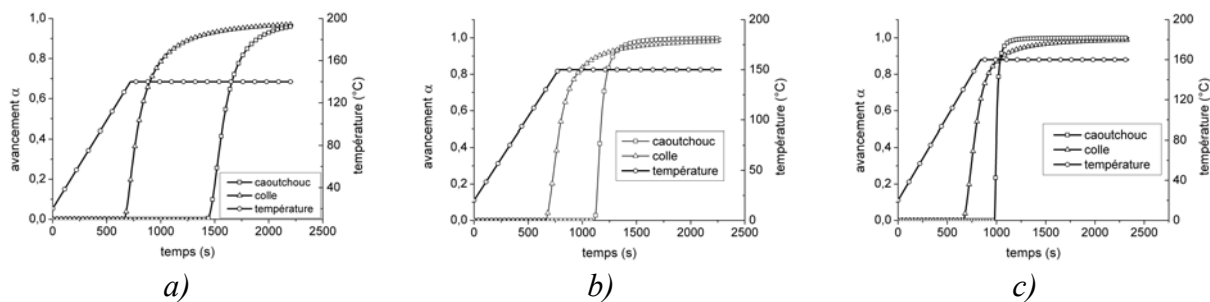


Figure 8 : Cinétique de la colle et du caoutchouc en fonction du temps et de la température a) 140°C, b) 150°C et c) 160°C

On représente sur la Figure 9 l'évolution de l'avancement de la colle correspondant à 5% de celui du caoutchouc pour les trois températures (140, 150 et 160°C). On remarque une diminution linéaire du taux d'avancement avec l'augmentation de la température.

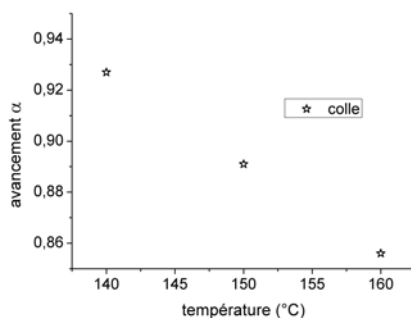


Figure 9 : Avancement en fonction de la température pour $\alpha_{caoutchouc}=0,05$

4. Etude expérimentale

Nous avons réalisé des éprouvettes destinées à des essais mécaniques de pelage (Figure 10) suivant la norme (ISO813).

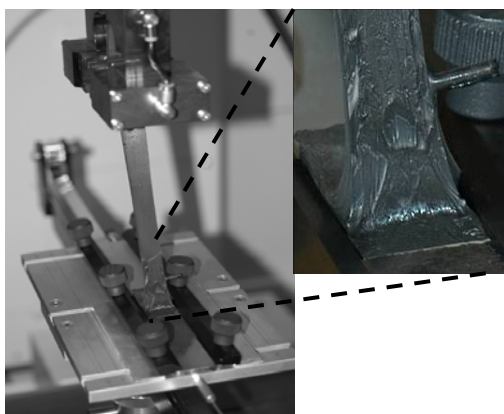


Figure 10 : montage de pelage à 90°

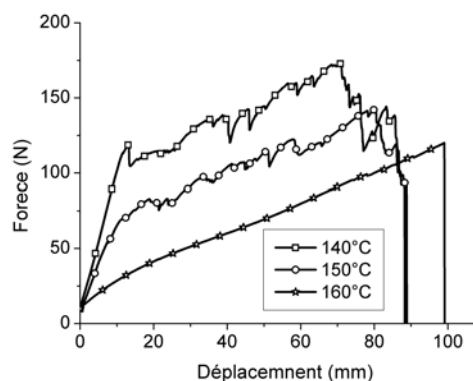


Figure 11 : Evolution de la force en fonction de la température et le déplacement

Nous avons utilisé une presse à compression et réalisé des cycles de cuisson comprenant une montée en température à 10°C/mn puis une isotherme (140, 150, 160 °C). Les essais de pelage (Figure 11) confirment la diminution des performances mécaniques [7] de

l'assemblage avec l'augmentation de la température. Le critère défini à l'aide des simulations pourrait constituer une base à l'optimisation des cycles de cuisson.

5. Conclusion et perspectives

Dans cette étude nous avons proposé une modélisation thermique du processus d'adhésion. Les analyses rhéologique et calorimétrique nous ont permis de déterminer les cinétiques des réactions chimiques, les énergies dégagées lors des transformations. Le modèle thermique que nous avons développé permet de définir un critère d'acceptabilité pour la qualité de l'adhésion. La confrontation avec les premiers résultats expérimentaux confirme les observations de la littérature et nous permettent de définir un critère pour une future optimisation. Un outillage plus performant en régulation thermique et finement instrumenté est en cours de réalisation. Un des objectifs de cet outillage sera la mesure des températures et flux de chaleur à proximité de la surface de collage afin de valider le critère d'adhésion par des mesures thermiques.

References

- [1] B. Crowther, *The handbook of rubber bonding*, Rapra Technology Ltd., Shawbury, U.K. (2003).
- [2] D. E. Packham, *Handbook of Adhesion*, Wiley, Hoboken, NJ, USA (2005).
- [3] B. G. Crowther, *Rubber to Metal Bonding*, Smithers Rapra (1996).
- [4] M. S. D. Fernando, P. E. F. Cudby and S. Cook, *KGK Kautschuk Gummi Kunststoffe* **53**:(2000).
- [5] M. A. Ansarifar, J. Zhang, J. Baker, A. Bell and R. J. Ellis, *International Journal of Adhesion & Adhesives* **21**:12 (2001).
- [6] G. S. Jeon and G. Seo, *The Journal of Adhesion* **76**:223-244 (2001).
- [7] G. S. Jeon and G. Seo, *The Journal of Adhesion* **76**:201-221 (2001).
- [8] *RPA2000* Available from : <http://www.alpha-technologies.com/>.
- [9] *Haake MARS III* Available from : <http://www.thermoscientific.com>.
- [10] *Mettler Toledo* Available from : <http://fr.mt.com/fr/fr/home.html>.
- [11] *Hot Disk* Available from <http://www.hotdisk.se/>.
- [12] S. E. Gustafsson, *The Rigaku Journal* **4**:(1987).
- [13] A. ELLABBAN, Optimisation du cycle de cuisson d'une pièce moulée en élastomère. Université de Nantes, Nantes (2008).
- [14] F. Dimier, Injection de systèmes réactifs : Détermination de lois cinétiques et rhéologiques et modélisation, in *Cemef*. Mines Paristech, Sophia - Antipolis (2003).
- [15] J. S. Deng and A. I. Isayev, *Rubber Chemistry and Technology* **64**:296-324 (1991).
- [16] Z. Cheheb, P. Mousseau, A. Sarda and R. Deterre, *Macromolecular Materials and Engineering* (2011).
- [17] *Lord corporation* Available from : <http://www.lord.com/>.

Remerciements

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet "Thermel", soutenue par du pôle de compétitivité "Elastopôle", nous tenons a remercier tous nos partenaires pour leurs soutiens.

Caractérisation expérimentale du comportement thermique de différents matériaux soumis à une fontaine ultrasonique

Florian TINGAUD^{1*}, Stéphane COLASSON¹, Sébastien FERROUILLAT²,
André BONTEMPS²

¹CEA Grenoble, LITEN, DTS, Laboratoire des Échanges Thermiques, 38054 Grenoble cedex 9.

²Université Joseph Fourier, Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), BP 53, 38041 Grenoble cedex 9.

*auteur correspondant : florian.tingaud@cea.fr

Résumé – Le but de cette étude est de caractériser le comportement thermique de différents matériaux soumis à une fontaine à ultrasons créée par un disque piézo-électrique. Des mesures par caméra infrarouge sont menées afin de déterminer la température de la surface de la plaque étudiée. Les différents matériaux polymères étudiés ont montré une augmentation rapide de leur température, au-delà de 200°C. Une comparaison avec une plaque d'aluminium dont la température n'augmente que faiblement, a été effectuée afin de mieux comprendre les différents phénomènes qui entrent en compte.

Nomenclature

a distance liquide-plaque, cm

b hauteur d'eau, cm

c célérité du son, $m.s^{-1}$

R coefficient de réflexion

T coefficient de transmission

X position sur plaque, mm

z avancement, cm

Z impédance acoustique, $kg.m^{-2}.s^{-1}$

Symboles grecs

α coefficient d'absorption, $dB.cm^{-1}$

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

1. Introduction

Nous avons développée un banc expérimental comprenant une section d'essai qui a été construite de telle façon que des générateurs d'ultrasons sont intégrés avec la puissance suffisante pour créer une fontaine ultrasonique. Cette section d'essai est transparente afin de permettre la visualisation du fluide et évaluer l'influence des ultrasons. Différents plastiques transparents ont été proposés pour satisfaire nos demandes. Cependant avec un écoulement diphasique, la quantité de liquide varie avec le temps et la fontaine liquide peut interagir avec les parois de la section d'essai, conduisant à des dégâts importants. Cet article se concentre sur la réaction de différents matériaux soumis à l'impact d'une fontaine à ultrasons.

2. Remarques générales

Grâce à l'utilisation d'un générateur à ultrasons, une vibration acoustique peut être produite au sein d'un fluide, ce qui produit une onde de pression acoustique qui est transmise à travers ce milieu. Le résultat de la présence d'un nébuliseur à ultrasons dans un milieu liquide est la formation d'une fontaine à ultrasons à la surface libre. Ceci est dû l'onde de pression agissant sur cette surface. Cependant si le jet de la fontaine rentre en contact avec une surface solide, il a été montré qu'un échauffement important de ce solide pouvait être observé [1]. Le niveau de température atteint dépend notamment des caractéristiques des

ultrasons et de la capacité du matériau à absorber cette onde d'énergie et à dissiper la chaleur. Afin d'étudier l'interaction entre la fontaine à ultrasons et une surface solide, nous avons testé cinq matériaux avec des propriétés acoustiques et thermiques différentes. Quatre plaques de différents polymères et une en aluminium ont été mises en contact avec la fontaine à ultrasons.

3. Dispositifs expérimental

Les vibrations ultrasoniques peuvent être générées par différentes technologies. La solution retenue pour générer les ondes ultrasoniques parmi les différentes technologies est celle du nébuliseur à ultrasons qui permet une concentration des ondes. Sur la figure 1 le dispositif expérimental est schématisé, le nébuliseur (tension d'entrée : 24 V, 1.7MHz) est localisé au fond d'un récipient rempli d'eau. La puissance ultrasonore est choisie pour provoquer la formation de la fontaine à la surface et les tests se déroulent en plaçant la plaque testées perpendiculaire et en contact avec la fontaine. La surface opposée au jet est observée par une caméra infrarouge (FLIR Thermacam SC3000). Cette caméra permet de mesurer les valeurs de la température du matériau ainsi que sa distribution sur la surface.

L'eau utilisée pour les expériences est de l'eau déminéralisée, comme recommandé par le fabricant du nébuliseur. Les essais sont effectués sur différents matériaux et également sous différentes conditions expérimentales. Deux paramètres géométriques sont modifiés afin d'observer leur influence sur le phénomène étudié. Le premier est la distance a entre la surface plane de l'eau et la surface inférieure de la plaque. Il faut noter que si la fontaine ne touche pas la plaque, aucun échauffement ne se produit sur celle-ci. Le second paramètre est la hauteur b de l'eau au dessus du nébuliseur. Cependant ce dernier a une limite car l'eau absorbe l'onde acoustique, au-dessus d'une certaine valeur (dépendant de la puissance du nébuliseur), la fontaine à la surface n'est plus visible.

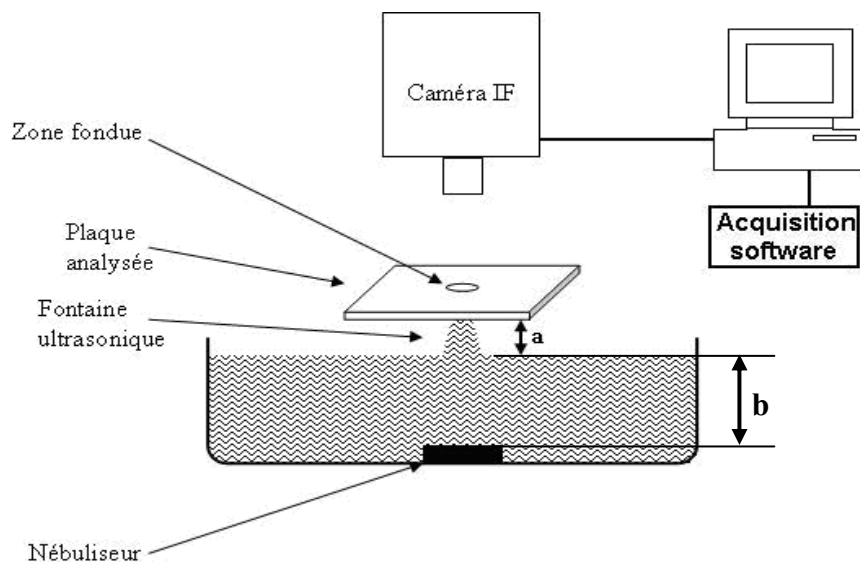


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

4. Résultats expérimentaux

Des tests préliminaires ont montré un effet significatif des ultrasons sur différents matériaux polymères. Une déformation apparaît sur la surface opposée à la fontaine seulement

quelques secondes après le début de l'exposition à celle-ci. Quatre types de polymères ont été testés : le PolyMethylMethAcrylate (PMMA), le PolyEthylène Téréphtalate Glycol (PETg), le PolyVinyle Chloride (PVC) et le PolyCarbonate (PC). Ces analyses qualitatives ont montré des comportements différents pour chacun. En particulier, dans les mêmes conditions expérimentales, la déformation est moins importante pour le PMMA que pour les trois autres échantillons. Plusieurs essais ont été réalisés afin d'observer la reproductibilité de ces déformations. Une déformation est la conséquence d'un essai, les différentes plaques après plusieurs essais sont présentées sur la figure 2. Ces photos de la face opposée à la fontaine ont été prises après des expositions de l'ordre d'une minute à la fontaine à ultrasons.

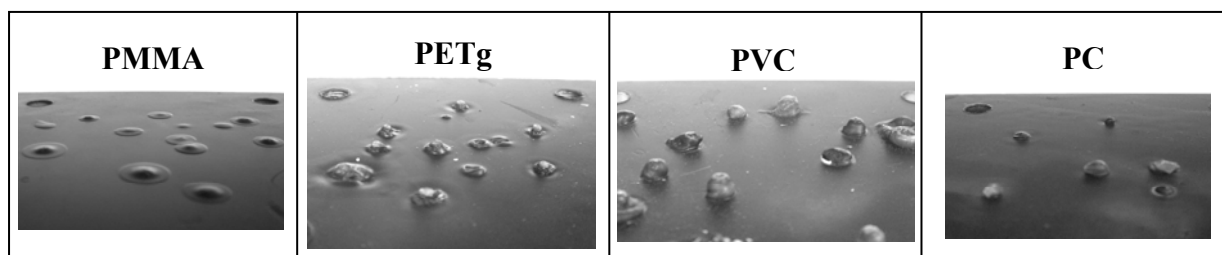


Figure 2: Photos des surfaces opposées à la fontaine à ultrasons

4.1 Intensité des ultrasons et profil de température

L'interaction de l'onde avec le matériau s'effectue en trois étapes clés : la première concerne la transmission de l'énergie incidente à la plaque. La deuxième est la capacité du matériau à absorber cette onde d'énergie sous forme de chaleur. La dernière concerne la capacité de la plaque à diffuser cette chaleur [2], [3], [4], [5] et [6].

Dans cette optique, le premier paramètre d'intérêt est l'impédance acoustique Z_0 , propriété intrinsèque d'un milieu. Dans un milieu au repos, sa valeur est donnée par le produit de la masse volumique du matériau ρ et de la célérité du son c dans celui-ci.

$$Z_0 = \rho c \quad (1)$$

A partir des impédances acoustiques des milieux considérés, la transmission de l'onde incidente d'un milieu à un autre peut être déterminée. Lorsqu'une onde incidente est normale à une interface entre deux milieux avec respectivement les impédances acoustiques Z_1 et Z_2 , le coefficient de réflexion est donné par la formule suivante.

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2)$$

L'intensité est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde. L'intensité réfléchie est alors déduite de la relation (2) pour déterminer le ratio de l'onde réfléchie :

$$R_I = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \quad (3)$$

L'intensité transmise peut alors être déduite de la précédente relation pour le coefficient de transmission T :

$$T_I = 1 - R_I \quad \text{et} \quad T_I = T^2 \quad (4)$$

Le dernier phénomène à considérer est l'absorption de l'énergie dans le milieu. Pour une onde plane progressant suivant l'axe z , l'intensité au point z est :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (5)$$

I_0 étant l'intensité pour $z = 0$ (dans notre cas, cela correspond à la surface du nébuliseur) et α le coefficient d'absorption qui dépend de la fréquence et qui dans les solides est relié aux constantes élastiques du matériau.

Afin de comprendre comment les matériaux sont affectés par les ultrasons, la fraction de l'énergie des ultrasons transmise a été calculée en fonction de la distance parcourue depuis le nébuliseur, jusqu'à la surface supérieure des échantillons étudiés (PMMA, PVC, PC, PETg et aluminium). Dans cette simulation, nous avons supposé que la surface inférieure de la plaque est en contact avec la surface de l'eau ($a = 0$). La hauteur d'eau au dessus du nébuliseur est de 4 cm et l'épaisseur de la plaque de 0,5 cm, sauf pour l'aluminium qui était de 0,2 cm. Les coefficients d'absorption et les impédances acoustiques sont donnés dans le tableau 1 et les formules (3) à (5) sont utilisées. Nous avons pu observer une diminution linéaire de l'intensité de l'onde lorsqu'elle progresse dans l'eau. A la surface entre l'eau et l'échantillon, l'intensité diminue encore, conséquence du coefficient de transmission. L'énergie transmise aux plastiques (environ 90%) est trois fois plus importante que celle transmise à l'aluminium (environ 30%). Pour les quatre plaques plastiques, une forte atténuation est observée lorsque l'onde les traverse, à tel point que l'intensité de l'onde n'est plus que de 1% ou moins lorsque celle-ci arrive à l'autre surface. Cela signifie que quasi toute l'énergie transmise a été absorbée par le polymère. Pour le cas de l'aluminium c'est l'effet inverse, seulement 30% de l'énergie est transmise, cependant, l'atténuation dans la plaque est faible, ce qui permet d'avoir une diminution de seulement 0,2% le long des 0,2 cm de l'épaisseur de la plaque.

| Matériau | Coefficient d'absorption | Impédance Z | Transmission à l'interface avec de l'eau | Diffusivité thermique | Conductivité thermique |
|-----------|--------------------------|-------------|------------------------------------------|------------------------|------------------------|
| | dB/cm | Mrayl | % | m ² /s | W/mK |
| PMMA | 6,4 | 3,1 | 88,10 | 1,22.10 ⁻⁰⁷ | 0,21 |
| PVC | 11,2 | 3,31 | 86,05 | 1,00.10 ⁻⁰⁷ | 0,16 |
| PC | 4,6 | 2,71 | 91,91 | 1,41.10 ⁻⁰⁷ | 0,20 |
| PETg | / | 2,86 | 90,46 | / | 0,42 |
| Aluminium | 0,02 | 17,1 | 29,82 | 8,30.10 ⁻⁰⁵ | 200,00 |
| Eau | 0,02 | 1,51 | 100,00 | 1,42.10 ⁻⁰⁷ | 5,90.10 ⁻⁰⁵ |

Tableau 1 : Propriétés acoustiques et thermiques des matériaux

L'absorption de l'onde incidente a un effet direct sur la température maximum du matériau à la zone de l'impact. Cependant, le faisceau des ultrasons est tridimensionnel et non unidimensionnel comme supposé dans les calculs précédents. Elle se présente en réalité avec une symétrie cylindrique et les profils de température orthogonaux à la direction du faisceau présentent eux-aussi une symétrie cylindrique. Les figures 3 et 4 montrent deux exemples de la distribution de la température mesurées sur la surface de la plaque opposée à l'impact de la fontaine. Deux matériaux sont étudiés sur ces figures, en premier le PMMA et en second le PETg. Deux comportements différents sont observés. Pour le PMMA, un seul point chaud est constaté au centre du faisceau d'ultrasons (Figure 3). Pour le PETg, la température maximale représente une zone annulaire (Figure 4). Une analyse en une dimension est alors réalisée en considérant la température le long d'une ligne passant à travers le profil de température. Pour le PMMA, la courbe de la température présente un seul maximum, tandis que pour le PETg, nous avons rapidement deux températures maximales qui se dégagent.

Le nébuliseur est un disque piézo-électrique d'un diamètre de 1,5 cm. Cette valeur correspond grossièrement à la largeur du profil de températures.

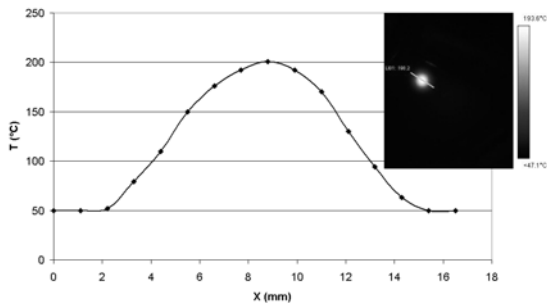


Figure 3 : Profil de température pour le PMMA.

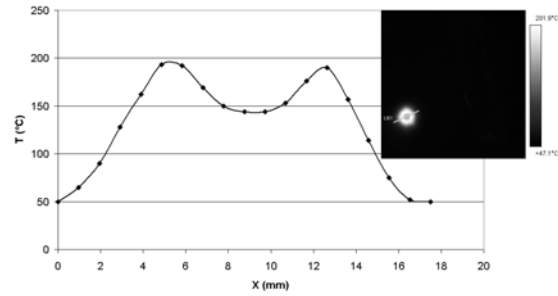


Figure 4: Profil de température pour le PETg.

4.2 Analyse dynamique

Des analyses quantitatives en fonction du temps ont été réalisées via la caméra infrarouge afin de mesurer les températures de la surface. Un point commun à tous les polymères est l'augmentation rapide de la température de la surface jusqu'à au moins 150°C en moins de 20 secondes et pouvant atteindre 280°C sous certaines conditions. Le jet de la fontaine à ultrasons est également constamment en contact avec la plaque tout au long de l'expérience.

La figure 6 présente pour trois conditions expérimentales différentes la température maximale pour le PMMA.

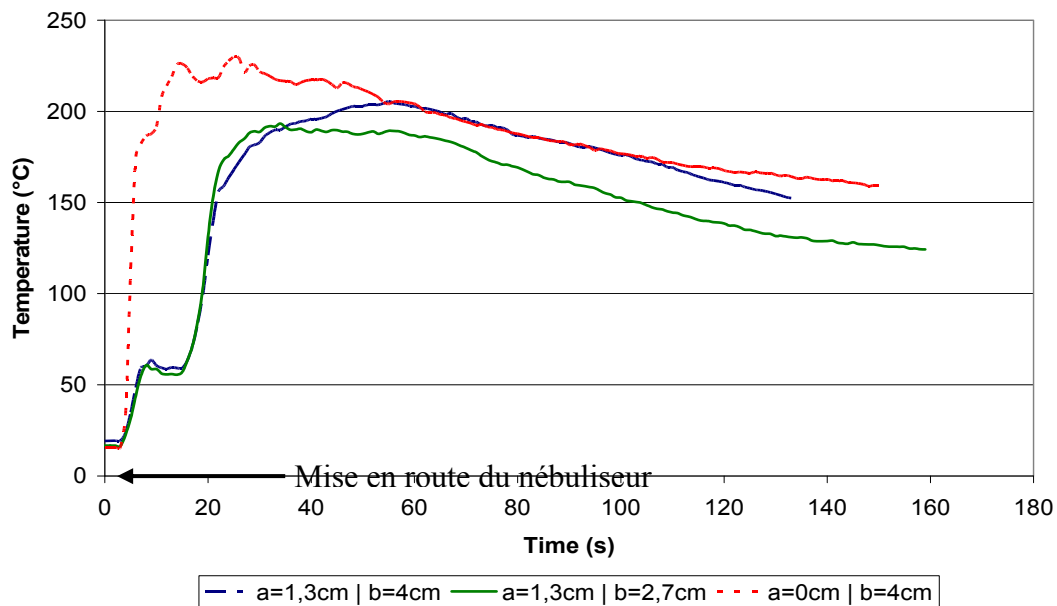


Figure 5 : Evolution de la température maximale sur la surface du PMMA

Nous pouvons observer une augmentation brutale de la température dès la mise en marche du nébuliseur. Pour $a = 0$, la plaque est en contact direct la surface de l'eau, la température s'élève quasi-instantanément aux alentours de 225°C. Après une minute d'exposition, une diminution de la température maximale est observée. Pour $a = 1,3$ cm nous observons pour les deux expériences, un plateau vers 55-60°C suivit d'une forte augmentation de la température jusqu'à un maximum de 185°C pour la plus faible hauteur d'eau ($b = 2,7$ cm) et de 205°C pour une hauteur d'eau $b = 4$ cm.

Des expériences similaires ont été effectuées avec les trois autres polymères. Des tendances similaires sont également observées. Une augmentation rapide de la température

dès les premières secondes, ensuite quelques oscillations apparaissent et le niveau de la température est plus ou moins constant, contrairement au PMMA pour lequel nous observons une diminution de la température. Pour ces trois autres plastiques, à l'inverse du PMMA, la surface observée présente de fortes déformations. Celles-ci sont liées au profil en col des températures (figure 4). Une fois que la température maximale est atteinte (au-delà de la température de fusion), une « cloque » apparaît à la surface. Ces « cloques » explosent comme des bulles à la surface de la plaque. Ceci peut être interprété comme un phénomène d'ébullition ou de sublimation qui refroidit le matériau au centre du faisceau d'ultrasons, faisant diminuer la température. Cela peut également causer des fluctuations de température.

Le comportement des plaques plastiques a été comparé à celui de l'aluminium pour les mêmes conditions expérimentales. La figure 6 ne montre aucune augmentation de la température pendant les premières minutes. Après 150 minutes d'exposition, la température atteint environ 28°C. Cette valeur est bien inférieure à celle observée pour les plastiques au bout de quelques secondes. Cette augmentation est également différente car aucun maximum de température n'est visible, l'augmentation se fait de manière faible mais constante après le début de l'exposition. Le second commentaire concerne l'homogénéité de la température sur la plaque. Pour les plastiques, les fortes températures sont très localisées, pour l'aluminium, la température a une bonne homogénéité, cependant, la différence entre le maximum et le minimum augmente en fonction du temps, ce qui tend à montrer une influence de la fontaine. Malgré cette augmentation, la différence n'est que de 1,5°C après deux heures d'exposition aux ultrasons.

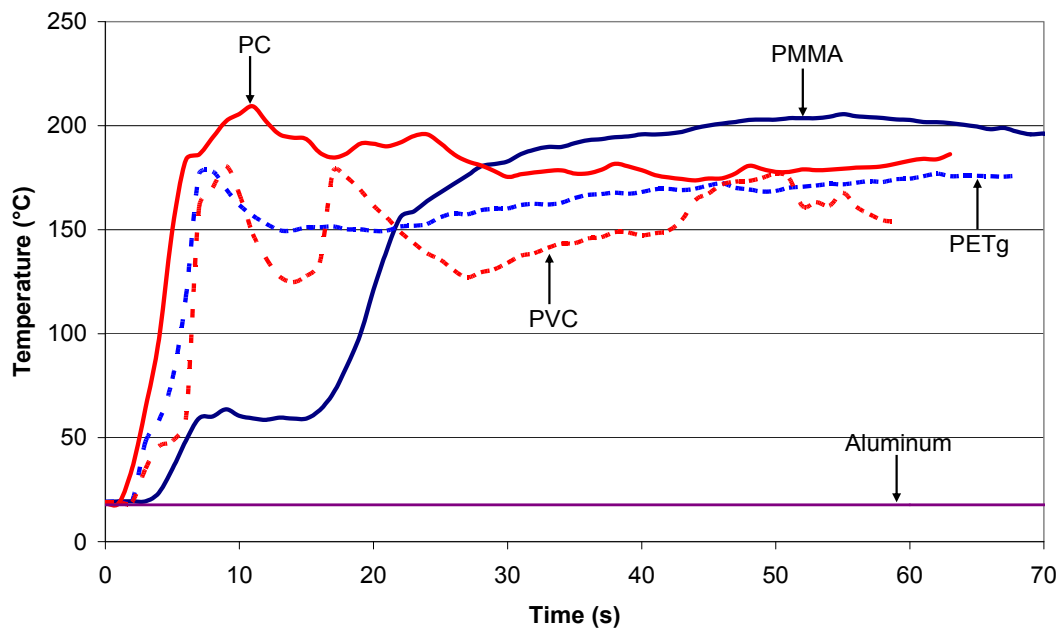


Figure 6: Comparaison des températures maximales pour les cinq matériaux

5. Discussion

Pour comparer les résultats obtenus avec les différents matériaux, nous suivons les mêmes étapes définies dans la partie 2. Afin de caractériser l'interaction entre les ultrasons et les plaques, nous prenons en compte les propriétés acoustiques notées sur le tableau 1 [7] et [8].

Une nette différence apparaît entre les polymères et le métal. En moyenne, 90% de l'énergie incidente est transmise lorsque l'interface se fait entre l'eau et un plastique, tandis que ce pourcentage descend à environ 30% avec l'aluminium. L'impédance acoustique de

l'air est très faible par rapport aux différents matériaux, ce qui résulte à une intensité transmise d'environ 0,05%. La transmission des ultrasons de l'eau vers l'air est donc négligeable. De ce fait, la présence d'air entre la fontaine et la plaque permet d'expliquer l'absence d'échauffement des plaques.

Le second point est la capacité du matériau à absorber l'énergie sous forme de chaleur. Les données sur les coefficients d'absorption sont valables à une fréquence de 5Mhz [7] et [8]. Cette fréquence est supérieure à celle utilisée par le nébuliseur lors des expériences, mais ces coefficients sont proportionnels à la fréquence. Nous pouvons supposer que les proportions reste les mêmes entre les différents matériaux. Les valeurs sont également regroupées dans le tableau 1.

En se référant aux coefficients dans le tableau 1 et en utilisant la formule (5), nous pouvons calculer que l'intensité de l'onde reçue par les plastiques à l'interface est complètement absorbée, alors que pour l'aluminium, seulement 0,5% des 30% transmis, est absorbé. De ce fait, l'échauffement des plaques est causé par la transmission puis l'absorption et non par l'impact de la fontaine.

Le dernier point concerne la capacité du milieu à diffuser cette chaleur, caractérisé par la diffusivité thermique (tableau 1) [9]. La différence est évidente entre l'aluminium et les autres matériaux testés, ce qui fait que non seulement l'aluminium absorbe moins sous forme de chaleur mais en plus il la diffuse mieux à travers l'intégralité du matériau. Au contraire, pour les matériaux plastiques, la chaleur est concentrée au niveau de l'impact de la fontaine et la diffusion thermique est faible et lente dans une direction perpendiculaire, comme illustré sur la figure 7. La température maximale diminue en fonction du temps, ce qui indique que soit le processus de diffusion de chaleur est plus rapide que la quantité absorbée soit que la déformation à la surface est le résultat d'une décomposition du matériau.

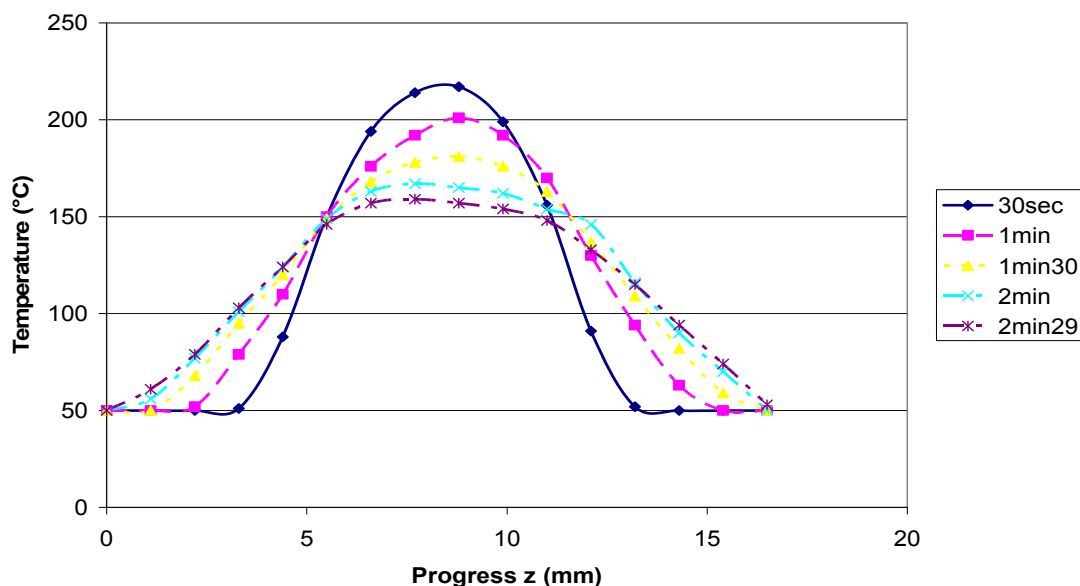


Figure 7: Evolution du profil transversal de température pour le PMMA ($a = 0$)

6. Conclusion

Le but de cette étude était de caractériser les réactions de différents types de polymères soumis à une fontaine à ultrasons. Des essais ont été réalisés sur quatre matériaux différents et une plaque en aluminium.

De manière globale, la plaque de polymère tend à chauffer rapidement en un point et peut atteindre des températures au-delà de 200°C. L'augmentation de la température dépend des conditions expérimentales, à savoir la hauteur d'eau au-dessus du nébuliseur et également la distance entre la surface plane de l'eau et la plaque étudiée ainsi que de la nature du polymère. La comparaison avec un échantillon en aluminium nous a permis d'avoir une meilleure compréhension du phénomène, lié à trois caractéristiques de l'expérience : la transmission de l'onde incidente, la capacité du matériau à absorber l'énergie sous forme de chaleur et enfin les propriétés thermique du matériau (sa diffusivité). Ces trois paramètres déterminent le comportement de la plaque quand elle est soumise à une fontaine à ultrasons.

Des essais complémentaires, notamment avec des échantillons plus épais sont en cours de réalisation.

References

1. Huamao Li , Yuhua Li , Zhouhua Li, *The heating phenomenon produced by an ultrasonic fountain*, Ultrasonics Sonochemistry 4 (1997) 217-218
2. Alan R. Selfridge, *Approximate Material Properties in Isotropic Materials*, IEEE TRANSACTIONS ON SONICS AND ULTRASONICS, VOL. SU-32, NO. 3, MAY 1985
3. Pétrier C., Gondrexon N., Boldo P., *Ultrasons et sonochimie*, Editions T.I. AF 6 310
4. Gazanhes C., Jessel M., *Ultrasons*, E 2690
5. Timothy G. Leighton, *What is ultrasound?*, Progress in Biophysics and Molecular Biology 93 (2007) 3–83
6. Victor F. Humphrey, *Ultrasound and matter—Physical interactions*, Progress in Biophysics and Molecular Biology 93 (2007) 195–211
7. D.L. Folds, *Experimental determination of ultrasonic wave velocities in plastics, elastomers and synthetic foam as a function of temperature*, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 56, No. 4, October 1974
8. Landolt-Bornstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series*
9. Société VINK

Modélisation du comportement thermique d'un mur à inclusions de MCP

Kamal EL OMARI^{1,*}, Yves LE GUER¹, Tarik KOUSKSOU¹, Youssef ZERAOU¹,
Javier MAZO², Pablo DOLADO²

¹Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au génie Électrique (SIAME), Fédération IPRA-CNRS, Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Bât. d'Alembert, Avenue Jules Ferry, 64075 Pau Cedex, France.

²Aragón Institute for Engineering Research (I3A), Thermal Engineering and Energy Systems Group, University of Zaragoza, Torres Quevedo Building, C/Maria de Luna 3, 50018 Zaragoza, Espagne.

*(auteur correspondant : kamal.elomari@univ-pau.fr)

Résumé - Nous présentons ici un modèle décrivant le comportement thermique d'un mur isolant composé d'une matrice solide contenant des inclusions de formes sphériques de petites tailles ($d \sim 100 \mu m$) renfermant un matériau à changement de phase (MCP). Le modèle couple le transfert thermique dans le mur à la cristallisation/fusion du MCP dans les sphères. Les deux processus sont modélisés par la méthode des volumes finis ainsi que par la méthode enthalpique pour le changement de phase. En faisant varier l'épaisseur du mur et sa fraction volumique de MCP, nous étudions l'évolution des températures dans le mur et le rôle du MCP dans l'amélioration de l'isolation thermique.

Nomenclature

| | | | |
|-------|-------------------------------------------------------|-------------|------------------------------|
| c_p | chaleur spécifique, $J kg^{-1} K^{-1}$ | T_f | température de fusion, °C |
| f | fraction liquide de MCP | ϕ | fraction volumique de MCP |
| h | coefficient de transfert convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$ | ρ | masse volumique, $kg m^{-3}$ |
| k | conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$ | \square_d | propriétés du MCP |
| L | épaisseur du mur, m | \square_m | propriétés de la matrice |
| L_f | chaleur latente de fusion, $J kg^{-1}$ | \square_i | ième volume de contrôle |

1 Introduction

L'intégration de matériaux à changement de phase (MCP) dans les bâtiments et particulièrement au niveau de leurs parois a fait l'objet d'un grand intérêt et d'un nombre important d'études. En effet, la consommation d'énergie pour le chauffage et le conditionnement d'air des bâtiments est un domaine où il est possible de réaliser une réduction substantielle des émissions de CO₂ dans l'atmosphère. Il y a plusieurs moyens possibles pour l'intégration des MCP dans les matériaux de construction : par imprégnation, par incorporation de micro-encapsulations ou par l'utilisation de macro-encapsulations sous forme de plaques par exemple [1, 2]. Le principal intérêt des MCP dans un bâtiment est l'augmentation de l'inertie thermique, surtout pour les constructions légères, afin de diminuer les fluctuations dans le temps de la température interne suite à la variation de la température et du rayonnement externes. En combinaison avec une isolation performante, l'intégration de MCP améliore ainsi le confort thermique. Plusieurs études expérimentales et numériques se sont penchées sur l'étude de ces solutions [3, 4, 5].

Cette étude s'inscrit dans un projet plus large pour le développement de matériaux composites isolants thermiques. Le projet consiste à développer des matériaux comportant une matrice polymère avec des inclusions de MCP. Le composite est obtenu à l'aide d'un procédé d'émulsification concentrée basse énergie [6]. Le MCP est dispersé dans une phase continue constituée d'une solution de polymères qui seront ensuite réticulés pour obtenir une matrice solide. Dans la présente étude nous proposons un modèle pour l'étude du comportement thermique de ce matériau lorsqu'il est utilisé comme isolant plan. Nous souhaitons étudier les effets du pourcentage de MCP sur l'efficacité de l'isolant, sachant qu'en général, la conductivité thermique du MCP est supérieure à celle de la matrice.

2 Système étudié et modèles

Dans le cadre de cette étude nous souhaitons étudier le comportement thermique d'un mur constitué d'une matrice solide contenant des inclusions (cavités) sphériques de très petites tailles ($d \sim 100 \mu m$) remplies d'un MCP schématisé sur la Figure 1. Nous considérons pour cela une plaque dont les dimensions transversales sont très grandes devant son épaisseur L . Ceci permet de l'étudier uniquement selon son épaisseur en utilisant un modèle unidimensionnel. Le modèle de transfert thermique utilisé doit tenir compte du changement de phase (fusion et/ou cristallisation) qui se produit dans les cavités. Ces cavités étant de petites tailles, nous négligeons la convection naturelle dans le MCP liquide.

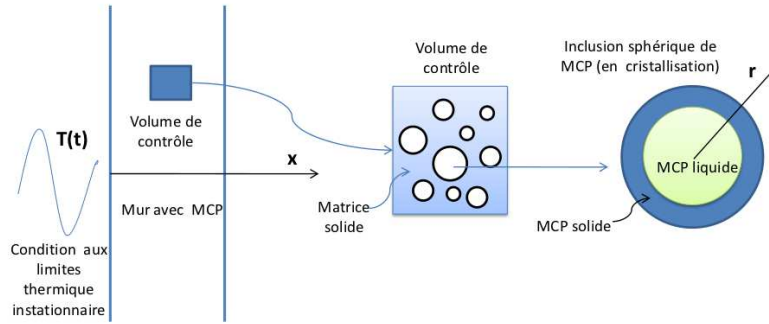


Figure 1 : Schéma du système modélisé : mur à inclusions sphériques contenant un MCP.

Au niveau de la matrice solide (le mur), nous écrivons l'équation de la chaleur avec un terme source :

$$\int_{V_i} (1 - \phi)(\rho c_p)_m \frac{\partial T}{\partial t} dV = \int_{S_i} k_{\text{eff}} \vec{\nabla} T \cdot \vec{d}S + \Phi_i \quad (1)$$

avec V_i un volume de contrôle délimité par une surface S_i . ϕ est la fraction volumique de MCP contenue dans un volume de contrôle V_i et Φ_i est un terme source qui représente la puissance échangée entre le volume de la matrice $(1 - \phi)V_i$ et les inclusions sphériques de MCP qu'il contient. Ce terme sera précisé plus loin. Les conditions aux limites pour cette équation sont une température instationnaire imposée d'un côté de la plaque (dit côté externe) avec une évolution en sinus autour de la température de fusion du MCP ($T_f = 20 \text{ °C}$) :

$$T(x = 0, t) = T_f - 10 \sin(2\pi t/\tau) \text{ avec } \tau = 1 \text{ jour.} \quad (2)$$

De l'autre côté du mur (dit côté interne), nous supposons un échange convectif représenté par un coefficient d'échange h avec le milieu interne à température $T_\infty = T_f$:

$$k_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_L = h[T_\infty - T(L, t)] \text{ à } x = L. \quad (3)$$

L'équation (1) est résolue par une méthode de volumes finis. L'épaisseur du mur est découpée en volumes de contrôle de tailles égales : $V_i = \Delta x_i = L/N$. Ainsi, le nombre de sphères dans un volume de contrôle est : $N_i = \frac{6\phi V_i}{\pi d^3}$, avec d le diamètre d'une sphère. Dans le cadre de cette première étude, nous considérons que les inclusions sphériques ont le même diamètre d .

Afin de calculer le terme source Φ_i de l'Eq. (1), le transfert thermique et le changement de phase dans les inclusions sont modélisés par une méthode de volumes finis dite « enthalpique », utilisant un maillage unique pour les deux phases liquide et solide. Nous considérons ici un modèle unidimensionnel pour les sphères. Ainsi, l'équation suivante est résolue :

$$\int_{v_i} (\rho c_p)_d \frac{\partial T}{\partial t} dv = \int_{s_i} k_d \vec{\nabla} T \cdot \vec{d}s + \int_{v_i} \rho_d L_f \frac{\partial f}{\partial t} dv \quad (4)$$

| | $k [W m^{-1} K^{-1}]$ | $\rho [kg m^{-3}]$ | $C_p [J kg^{-1} K^{-1}]$ | $L_f [J kg^{-1}]$ |
|------------------|-----------------------|--------------------|--------------------------|-------------------|
| Matrice isolante | 0,03 | 900 | 1200 | – |
| MCP liquide | 0,15 | 780 | 2200 | $2,3 \times 10^5$ |
| MCP solide | 0,20 | 780 | 2000 | – |

Tableau 1 : Propriétés des matériaux étudiés.

où v_i est un volume de contrôle délimité par deux sphères de rayons r_i et r_{i-1} , sauf le volume central ($i = 0$) qui est une sphère pleine. f représente la fraction de MCP liquide dans un volume de contrôle v_i de la sphère. Les propriétés du MCP dispersé sont calculés avec : $\square_d = f \square_{MCP}^{liquide} + (1 - f) \square_{MCP}^{solide}$. Pour l'estimation de la conductivité équivalente k_{eff} de la matrice dans l'Eq. (1) nous avons choisi le modèle de Maxwell :

$$k_{eff} = k_m \frac{k_d + 2k_m + 2\phi(k_d - k_m)}{k_d + 2k_m - \phi(k_d - k_m)}. \quad (5)$$

Le MCP considéré ici est un corps pur, et de ce fait, le front de changement de phase est une interface fine, dont le déplacement est calculé à l'aide de l'algorithme « new source » proposé par Voller [7]. Dans le cadre de cette étude, nous ne prenons pas en considération une éventuelle surfusion dans le MCP et toutes les inclusions sont supposées identiques : même MCP et même diamètre. Par conséquent, dans chaque volume de contrôle V_i de la matrice, une seule sphère est représentative des N_i sphères qu'il contient. De ce fait, le flux Φ_i est calculé par :

$$\Phi_i = N_i \varphi_i (\pi d^2). \quad (6)$$

L'algorithme global se déroule comme suit :

1. A chaque pas de temps dt , le modèle de changement de phase est avancé dans chacune des sphères représentatives des différents volumes de contrôle du mur. La condition aux limites utilisée pour les sphères à leur surface ($r = d/2$) est une température imposée égale à la température T_i du volume de contrôle.
2. La densité de flux φ_i à la surface des sphères est calculée avec :

$$\varphi_i = k_d \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=d/2} \quad (7)$$

3. Le terme source Φ_i est calculé par les Eqs. (6) et (7) et le transfert thermique dans le mur est avancé du même pas de temps dt à l'aide de l'Eq. (1). Les nouvelles températures T_i obtenues sont ensuite utilisées pour le pas de temps suivant (étape 1).

La discrétisation spatiale pour les deux Eqs. (1) et (4) est centrée avec pour l'Eq. (4) un découpage non uniforme permettant d'avoir le même volume de MCP par volume de contrôle. Les schémas temporels sont implicites du premier ordre et les systèmes d'équations linéaires à matrices tridiagonales obtenus sont résolus par l'algorithme de Thomas. La taille du pas de temps dt choisie est de l'ordre de 10^{-3} s. Cette faible valeur est nécessaire, compte tenu de la non linéarité du problème et du fort couplage entre les deux modèles de la matrice et des inclusions de MCP. Pour de très faibles diamètres de sphères, cette valeur doit être baissée. Dans tous les cas, il a été vérifié que la réduction de dt n'a pas d'effet sur les résultats. En outre, une étude de la dépendance des résultats à la taille du maillage nous a permis de choisir un découpage de l'épaisseur du mur en $N = 80$ volumes de contrôle pour une épaisseur de $L = 5$ cm. Le découpage dans les sphères en $M = 20$ volumes de contrôle s'est révélé suffisant. Initialement, le milieu est supposé à une température uniforme T_{ini} légèrement au-dessus de T_f , avec la totalité du MCP à l'état liquide.

Le modèle que nous avons décrit ci-dessus tient compte intrinsèquement des chaleurs latente et sensible dans le MCP. Afin de s'assurer de sa consistance, nous avons effectué le calcul de

vérification suivant : nous avons considéré un mur contenant des inclusions ($\phi = 20$) ayant les mêmes propriétés que le mur et nous avons comparé son comportement thermique à celui d'un mur plein ($\phi = 0$), lorsque la température de la paroi gauche varie dans le temps selon l'Eq. (2), mais sans passer par la température de fusion du MCP (qui a été modifiée à cet effet). Nous observons sur la Figure 2 une superposition parfaite entre les résultats des deux modèles.

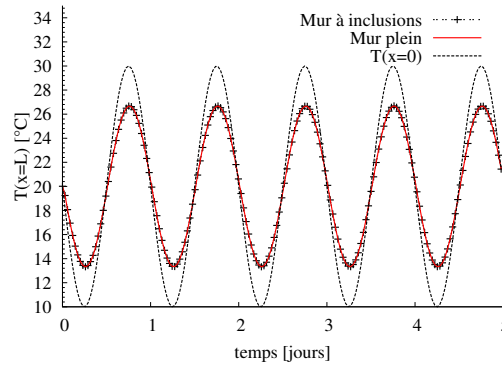


Figure 2 : Comparaison de l'évolution de la température de la paroi interne ($x = L$) d'un mur plein à celle d'un mur contenant des inclusions ayant les mêmes propriétés que le mur et ne changeant pas de phase. La température de la face externe ($x = 0$) est également représentée (Eq. 2).

3 Résultats

Dans le cadre de cette étude nous considérons une matrice solide composée d'un matériau isolant chargée d'un MCP de type paraffinique. Les propriétés de ces deux matériaux sont données sur le Tableau 1. Les sphères considérées ont un diamètre $d = 200 \mu m$. Nous étudions tout d'abord le comportement d'une plaque d'épaisseur modérée $L = 2 \text{ cm}$ soumise à la sollicitation thermique de l'Eq. (2) ayant une amplitude de variation de $10 \text{ }^\circ\text{C}$. Sur la Figure 3 nous présentons la température au centre ($x = L/2$) et à la surface interne du mur ($x = L$) pour différentes valeurs de la fraction volumique ϕ de MCP. Nous remarquons que la variation de la température au centre présente une amplitude d'environ $2,8 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un mur plein ($\phi = 0$) contre environ $1,6 \text{ }^\circ\text{C}$ pour $\phi = 0,5$. L'examen de la température de la paroi interne montre, que pour $\phi = 0,1$ et $0,2$, sa valeur dépasse celles obtenues pour un mur plein. Cela est dû à l'augmentation de la conductivité équivalente du milieu dont l'impact se fait surtout ressentir lorsque le totalité du MCP a terminé de changer de phase. Néanmoins, l'énergie traversant la paroi reste inférieure à celle d'un mur plein, car cette énergie est proportionnelle à l'aire sous la courbe de $T(x = L)$ (voir l'Eq. (3) pour le flux). Pour $\phi = 0,5$, l'effet isolant thermique de la plaque se renforce, et la température $T(x = L)$ reste une bonne partie du temps égale à T_{ini} . Pour cette fraction ϕ , le caractère asymétrique de la courbe de température est bien visible. Il est dû à la différence entre les propriétés du MCP à l'état liquide et solide (voir Tableau 1).

Sur la Figure 4 nous présentons les mêmes résultats que précédemment, mais pour un mur d'épaisseur $L = 5 \text{ cm}$. Au centre du mur, et au delà de $\phi = 0,1$, la température ne varie pas : toute l'énergie apportée ou extraite par le milieu extérieur, l'a été principalement sous forme latente. Ainsi, le front de changement de phase joue le rôle d'une barrière thermique au sein du mur tant que le MCP n'a pas encore complètement cristallisé/fondu. Ainsi, pour $L = 5 \text{ cm}$, ce front ne franchit jamais le mur, et comme on le voit sur la Figure 4, la température interne du mur reste inchangée pendant plusieurs cycles. Le flux traversant le mur à $x = L$ est en permanence nul. Il est clair que dans ces conditions une épaisseur de mur inférieure à 5 cm serait suffisante pour obtenir cet effet de barrière thermique surtout pour $\phi = 0,5$, ce qui représenterait un meilleur compromis entre efficacité et quantité de matériaux utilisé.

Sur la Figure 5 est représentée l'évolution de F_l , la fraction de MCP liquide globale dans le mur. On observe, en effet, que pour $L = 2 \text{ cm}$, le mur subit une cristallisation suivie d'une

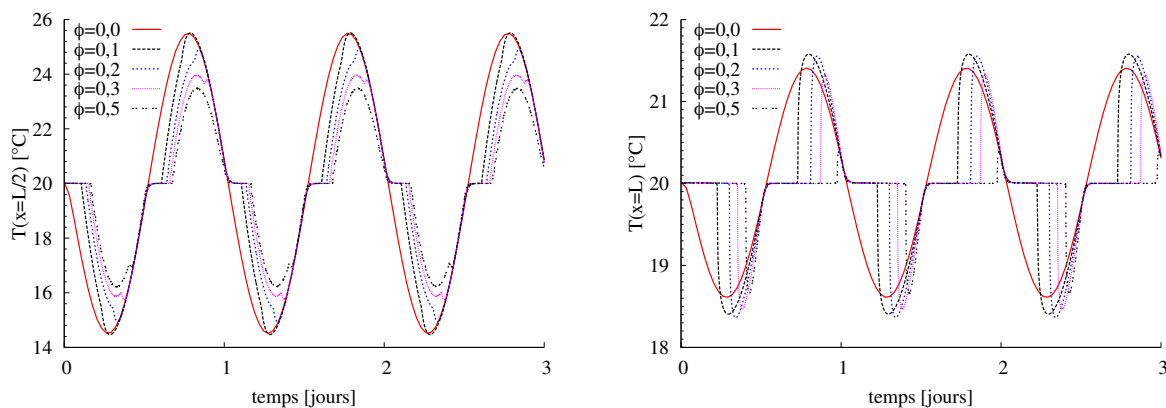


Figure 3 : Pour un mur d'épaisseur $L = 2$ cm. Evolution de la température au centre ($x = L/2$, gauche) et à la surface interne du mur ($x = L$, droite) pour différentes valeurs de la fraction volumique ϕ de MCP.

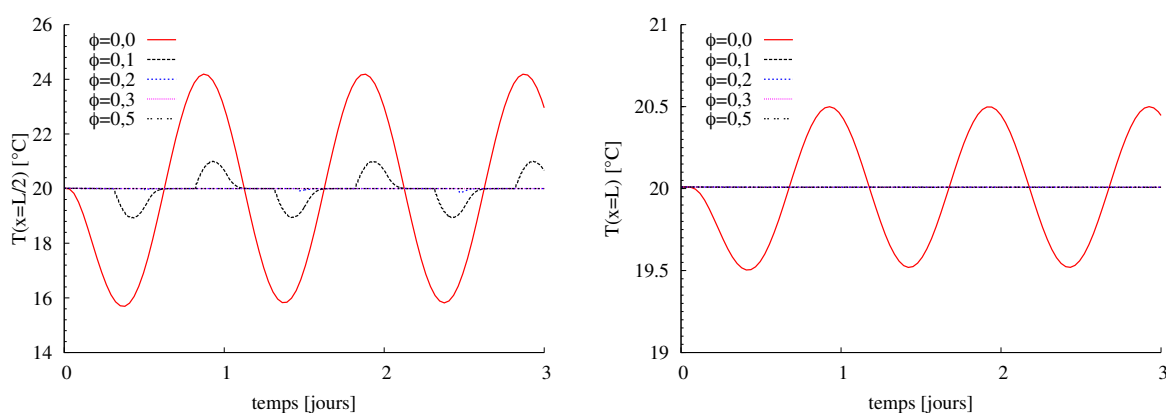


Figure 4 : Pour un mur d'épaisseur $L = 5$ cm. Evolution de la température au centre ($x = L/2$) et à la surface interne du mur ($x = L$) pour différentes valeurs de la fraction volumique ϕ de MCP.

fusion complètes pendant chaque cycle. Ce qui se traduit par l'apparition de températures différentes de T_f à $x = L$, comme observé sur la Figure 3. Pour $L = 5$ cm, la valeur minimale de F_l reste autour de 0,5 et le tout MCP ne change pas complètement de phase dans le mur. Nous remarquons également qu'à la fin du premier cycle, F_l ne revient pas à sa valeur initiale 1. Cela est dû, là aussi, à l'asymétrie entre les processus de cristallisation et de fusion qui se font avec des propriétés du MCP différentes entre les deux phases. En effet, après un processus de cristallisation, suivi d'une fusion, une zone de MCP solide subsiste au milieu du mur, alors qu'une nouvelle cristallisation a démarré au niveau de la surface externe. Ainsi, trois fronts de changement de phase sont souvent présents dans le mur pour $L = 5$ cm.

Il est important de préciser que même si ce modèle intègre parmi ses paramètres le diamètre d des inclusions de MCP, il ne permet pas de révéler un éventuel effet de ce diamètre sur le processus thermique. En effet, en étudiant des murs ayant la même fraction ϕ de MCP, mais distribuée dans des sphères de diamètres différents ($50 \mu\text{m} \leq d \leq 350 \mu\text{m}$), nous avons obtenu des courbes parfaitement superposées (non montrées ici). En effet, la cinétique de changement de phase dans les inclusions couplée à celle du transfert thermique dans le mur, s'adapte quel que soit le diamètre, afin de libérer la même quantité de chaleur latente par pas de temps. Nous pensons que si des différences devaient exister entre des matrices de différents diamètres d'inclusions, cela serait dû à une résistance thermique de contact entre MCP et matrice [8]. Nos futures investigations expérimentales et de modélisations vont être entreprises notamment dans cette direction.

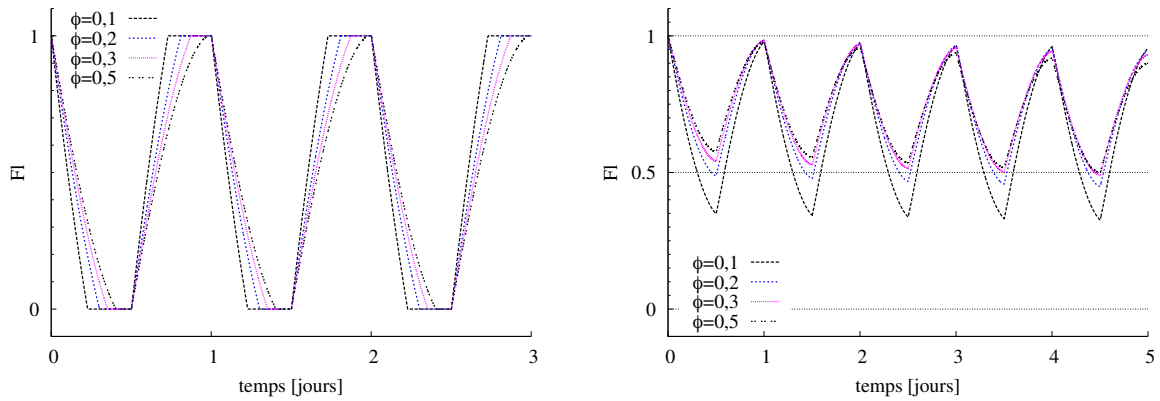


Figure 5 : Evolution de la fraction volumique globale du MCP liquide dans le mur pour différentes valeurs de la fraction volumique ϕ de MCP. $L = 2$ cm (gauche) et $L = 5$ cm (droite).

4 Conclusion

A l'aide du modèle proposé, couplant le transfert thermique et le changement de phase dans la matrice et le MCP, nous avons analysé l'impact de l'épaisseur du mur et du pourcentage de MCP sur le flux d'énergie traversant le mur. Nous avons observé que la présence des inclusions de MCP agit comme une barrière thermique, pourvu que le front de changement de phase soit présent au sein du mur. Ceci a été vérifié pour le signal de sollicitation thermique périodique que nous avons étudié. Si par contre, le MCP change totalement de phase, la résistance thermique du mur devient plus faible. Il faut donc adapter l'épaisseur du mur et la quantité de MCP en fonction des cycles de températures mis en jeu. Pour la suite de ce travail, nous envisageons de réaliser des études expérimentales permettant de vérifier ces résultats numériques et nous souhaitons également étudier l'impact de l'utilisation de deux MCP dispersés différents.

Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien du Fond Commun de Coopération Aquitaine-Aragon.

Références

- [1] F. KUZNIK, D. DAVID, K. JOHANNES et J.J. ROUX : A review on phase change materials integrated in building walls. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(1):379–391, 2011.
- [2] V.V. TYAGI, S.C. KAUSHIK, S.K. TYAGI et T. AKIYAMA : Development of phase change materials based microencapsulated technology for buildings : A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(2):1373–1391, 2011.
- [3] F. KUZNIK et J. VIRGONE : Experimental assessment of a phase change material for wall building use. *Applied energy*, 86(10):2038–2046, 2009.
- [4] M. AHMAD, A. BONTEMPS, H. SALLÉE et D. QUENARD : Experimental investigation and computer simulation of thermal behaviour of wallboards containing a phase change material. *Energy and buildings*, 38(4):357–366, 2006.
- [5] A. CASTELL, I. MARTORELL, M. MEDRANO, G. PEREZ et L.F. CABEZA : Experimental study of using pcm in brick constructive solutions for passive cooling. *Energy and Buildings*, 42(4):534–540, 2010.
- [6] S. CAUBET, Y. LE GUER, B. GRASSL, K. EL OMARI et E. NORMANDIN : A low-energy emulsification batch mixer for concentrated oil-in-water emulsions. *AIChE Journal*, 57(1):27–39, 2011.
- [7] V.R. VOLLER : Fast implicit finite-difference method for the analysis of phase change problems. *Numerical Heat Transfer Part B-Fundamentals*, 17:155–169, 1990.
- [8] JP DUMAS, Y. ZERAOULI et M. STRUB : Heat transfer inside emulsions. determination of the dsc thermograms. part 2. melting of the crystallized droplets. *Thermochimica acta*, 236:239–248, 1994.

Etude expérimentale d'un concentrateur solaire intégré au bâtiment

Arnaud JOURDAN^{1,2,*}, Jacky ASENSIO², Bruno BOUTEILLE², Bruno LADEVIE¹, Jean-Jacques BEZIAN¹

¹Université de Toulouse; Mines Albi; CNRS; Centre RAPSODEE, Campus Jarlard, F-81013 Albi CT cedex 09, France

²Société SIREA, 69 rue de l'industrie, 81100 Castres, France

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

Résumé – L'objectif de ce travail est d'étudier un concentrateur (collecteur optique et récepteur) solaire miniature, basé sur la technologie de la géométrie cylindro-parabolique. Pour cela, après avoir défini les contraintes d'encombrement, nous avons dimensionné et conçu un premier concentrateur afin de le caractériser expérimentalement et d'en améliorer son efficacité. Pour une production industrielle, plusieurs concentrateurs seront couplés en série. Après avoir présenté le prototype et les résultats expérimentaux, un modèle thermique simplifié et les bases du modèle de simulation sont exposés.

Nomenclature

| | | | |
|--------------|---------------------------------------------------|-----------------------|-------------------------------------------|
| C_e | concentration géométrique effective | V_{ren} | volume de fluide à renouveler, m^3 |
| C_p | capacité calorifique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | \dot{V}_{fluide} | débit du fluide caloporteur, $m^3.s^{-1}$ |
| E_{diffus} | éclairage diffus de la pupille, $W.m^{-2}$ | <i>Symboles grecs</i> | |
| E_{global} | éclairage global de la pupille, $W.m^{-2}$ | α_{rec} | absorptivité du récepteur (solaire) |
| E_{pup} | éclairage direct de la pupille, $W.m^{-2}$ | ϵ_{rec} | émissivité du récepteur (ambient) |
| Q_{conc} | puissance thermique du concentrateur, W | η | rendement global |
| S_0 | surface de pupille, m^2 | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| s_0 | surface absorbante, m^2 | ρ_{miroir} | réflectivité du miroir |
| t_{essai} | durée minimum de l'essai, s | | |

1. Introduction

La forte augmentation de la consommation d'énergie mondiale, la raréfaction des ressources énergétiques fossiles et la pollution environnementale conduisent notre civilisation à trouver des moyens de production énergétique décarbonnée. Les énergies dites « renouvelables » sont une partie de la solution à ces problèmes. L'énergie radiative du soleil est quant à elle, une voie très prometteuse.

L'énergie solaire est gratuite, présente sur toute la surface de la Terre et inépuisable. Le flux total reçu pendant une période de 50 minutes suffit à couvrir l'ensemble de nos besoins annuels mondiaux en énergie primaire[1]. Pour réussir à transformer cette énergie, la concentration du rayonnement solaire est particulièrement intéressante. Elle permet, entre autres, la production d'électricité à partir de chaleur à haute température (> 250 °C).

Plusieurs procédés de concentration solaire existent. Parmi ceux-ci, une technologie des plus matures est la concentration par miroir cylindro-parabolique. Depuis la fin des années 1980, elle est couramment utilisée avec des puissances installées dépassant maintenant les 2 GW [2].

A plus petite échelle, cette méthode de concentration a aussi été étudiée. Plusieurs fabricants proposent désormais des systèmes utilisant des miroirs avec une ouverture de

l'ordre de 50 à 100 cm. On se propose dans cette étude de travailler sur des concentrateurs miniatures (production d'énergie décentralisée) avec un facteur de concentration géométrique de l'ordre de 10 et une ouverture inférieure à 50 cm. Les longueurs ne dépassent pas 3 m, pour pouvoir être facilement intégrés en façade ou en toiture d'un bâtiment ou dans un jardin.

L'objectif de ce travail est d'étudier un concentrateur (collecteur optique et récepteur) solaire miniature, basé sur la technologie des miroirs cylindro-paraboliques. Pour cela, après avoir défini les contraintes d'encombrement, nous avons dimensionné et conçu un premier concentrateur afin de le caractériser expérimentalement et d'améliorer son efficacité. Pour une production industrielle, plusieurs concentrateurs seront couplés en série. Après avoir présenté le prototype et les résultats expérimentaux, un modèle thermique simplifié et les bases du modèle de simulation sont exposés.

2. Dispositif expérimental

Plusieurs définitions du coefficient de concentration d'un concentrateur existent [3]. Nous utilisons la concentration géométrique effective C_e , intrinsèque au système, et indépendante de l'effet cosinus. C'est le rapport de la surface de pupille S_0 à la surface absorbante s_0 . Pour ce premier prototype, la surface absorbante est de $0,03 \text{ m}^2$. La concentration géométrique n'excède pas 6,5.

$$C_e = S_0 / s_0 \quad (1)$$

Miniaturiser un concentrateur révèle d'importantes contraintes à différents niveaux (thermique, mécanique...). Tout d'abord, pour conserver un coefficient de concentration supérieur à 5 (contrainte fixée), lorsque la largeur du miroir est inférieure à 40 cm (contrainte fixée), le diamètre extérieur du tube récepteur doit être inférieur à 25 mm. Celui-ci doit résister au rayonnement ultraviolet et à la chaleur tout en conservant une forme parfaitement linéaire pour éviter les pertes à la réception.

Pour permettre une intégration sur un bâtiment (façade ou toiture), le suivi du soleil est effectué sur un seul axe. Nous avons choisi d'utiliser un suivi logiciel. L'ensemble des équations astronomiques [4] (position du Soleil simplifiée, nutation, précession, position de la Lune, parallaxe...) est intégré dans l'automate qui recalcule en permanence le meilleur angle de rotation. Les données d'entrée sont simplement la position terrestre, le temps, l'inclinaison et l'orientation. Lors d'un passage nuageux, le concentrateur continue sa course face au soleil.

La forme du miroir est étudiée pour minimiser le poids du système, mais aussi limiter les effets de bord (ombrage), qui par la réduction d'échelle, prennent de l'importance.

2.1. Descriptif du banc de test

Le banc de test est représenté sur la figure 1. Cette structure d'essai a été élaborée de façon à être évolutive et adaptable aux futurs prototypes et évolutions de concentrateurs. Grâce à son faible encombrement et son fonctionnement en quasi-autonomie (source d'électricité uniquement), les performances du concentrateur peuvent être évaluées en ensoleillement naturel ou artificiel. Les essais peuvent être menés à différentes pressions de fonctionnement, débit, orientation, inclinaison, température d'entrée.

Il fonctionne en circuit fermé. L'eau de la boucle en sortie du concentrateur est envoyée soit vers la branche chaude, et retourne directement à la pompe, soit vers la branche froide. Dans ce cas, elle traverse un échangeur pour être refroidie et s'accumule dans un petit stockage tampon. Celui-ci permet aussi de mettre l'installation sous pression, et donc d'élever la température d'ébullition du fluide. La répartition entre les deux branches se fait par une

vanne trois voies diviseuse. Le débit passant dans le concentrateur est réglé par un recyclage au niveau de la pompe à débit constant.

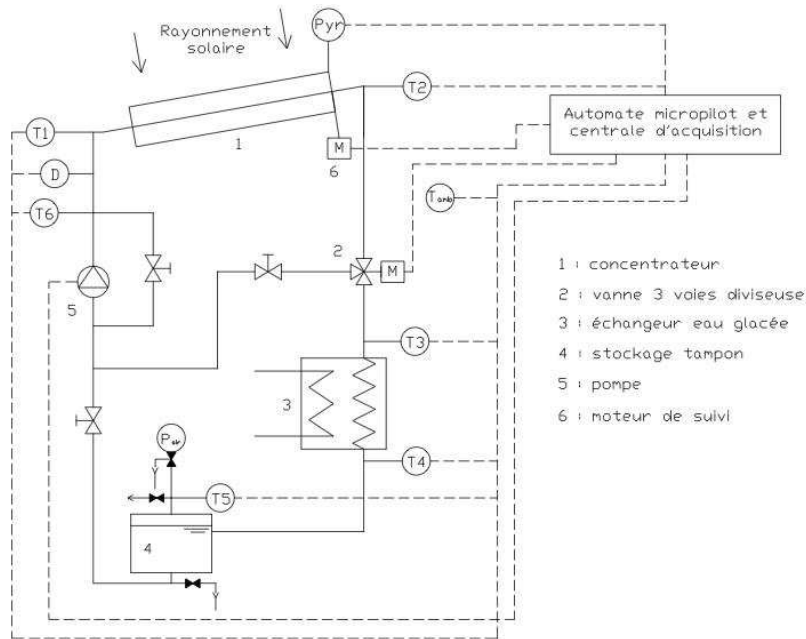


Figure 1 : Schéma de l'installation expérimentale

Différents capteurs de mesures sont placés tout au long du circuit d'eau. Les températures sont mesurées par des thermocouples. Un débitmètre volumique à palettes mesure le débit dans le concentrateur. Un pyromètre SpLite2 (Kipp & Zonen) permet d'enregistrer le rayonnement solaire global dans le plan de la pupille. Il est placé sur le même support que le concentrateur. Toutefois, pour remonter à l'éclairement solaire direct de la pupille, les tests sont effectués uniquement les jours de grand soleil en appliquant un cache du direct (2). Un manomètre analogique permet de régler la pression du circuit fluide.

$$E_{pup}(t) = E_{global}(t) - E_{diffus}(t) \tag{2}$$

L'ensemble de ce matériel est placé sous le support du concentrateur. Celui-ci est inclinable jusqu'à 60°. Pour le réglage de l'orientation, il suffit de placer le banc de test à l'angle souhaité. Le suivi du soleil se fait sur un seul axe. On utilise pour cela un moteur pas à pas.

Le système d'acquisition est un automate μ Pilot (avec mémoire) installé dans l'armoire électrique du banc de test. Il peut donc fonctionner en autonomie sans nécessiter la connexion d'un ordinateur. Cependant la supervision sur écran ouvre la possibilité de vérifier en temps réel les mesures et de faire varier certains paramètres.

2.2. Méthode d'essai

De manière à tester différentes configurations, les essais ont été effectués sur de courtes durées. Toutefois, les périodes de mesure sont suffisantes pour permettre d'atteindre le régime permanent. A partir de l'instant où le concentrateur est orienté face au soleil, nous pouvons considérer qu'une particule de fluide, entrant dans le récepteur, après qu'il ait déjà été balayé par le fluide (nous rajoutons une demi-période transitoire de sécurité), se trouve dans les

conditions de régime permanent. Ceci est valable seulement si l'incidence normale reste constante.

$$t_{essai} = 1.5 \frac{V_{ren}}{\dot{V}_{fluide}} + \frac{V_{ren}}{\dot{V}_{fluide}} \Big|_{E_{pup} = cste} \tag{3}$$

3. Résultats expérimentaux

Dans cette étude, on cherche à connaître l'influence du débit \dot{V}_{fluide} sur le rendement global η du concentrateur. C'est le rapport de la puissance réellement absorbée par le fluide caloporteur, au flux solaire direct incident sur la surface de pupille. Il tient compte de l'ensemble des pertes (radiatives : à la réflexion, à la réception, à l'absorption, par émissivité ; par convection naturelle autour du récepteur ; par conduction au niveau des supports).

$$\eta = \frac{Q_{conc}}{E_{pup} S_0} \tag{4}$$

$$\text{avec } Q_{conc} = \dot{V}_{fluide} \rho C_p (T_{sortie} - T_{entrée}) \tag{5}$$

Du fait de la petite taille du concentrateur, les débits testés sont faibles, pour obtenir des gains de température significatifs (contrainte : $\Delta T > 20 \text{ }^\circ\text{C}$). La figure 3 montre que le système satisfait à cette contrainte pour des débits inférieurs à 50 mL/min avec un maximum autour de 20 mL/min. Toutefois, le rendement augmente proportionnellement avec le débit. Ce phénomène s'explique par le nombre de Reynolds (tableau 1).

| | | | | | |
|--------------------|----------------------------|------|------|------|------|
| \dot{V}_{fluide} | <i>mL.min⁻¹</i> | 14.0 | 20.0 | 31.0 | 48.5 |
| Re | - | 67 | 95 | 148 | 231 |

Tableau 1 : Débits testé et nombre de Reynolds correspondant

L'écoulement reste pour tous les essais en régime laminaire (Re << 2000). La couche limite se forme et réduit les transferts par convection à l'intérieur du tube récepteur. Le flux conductif à travers la paroi du tube diminue, la surface extérieure s'échauffe et augmente ainsi les pertes vers l'environnement. Pour atteindre un Reynolds de 2000, le diamètre du tube devrait mesurer environ 2.6 mm.

Il y a peu d'influence de l'inclinaison sur le rendement global (augmentation de l'ordre de 2 %). En revanche, l'augmentation de température est significative. Pour une inclinaison de 30 °, le gain de température varie de 2 à 3.5 °C soit environ 10 %. Ceci s'explique par le fait que l'angle entre les rayons solaires et la normale du plan de la surface de pupille est plus petit.

L'ensemble des essais ont aussi permis de tester qualitativement la conception des différentes parties du concentrateur. Par exemple, l'augmentation des effets de bord dans l'optique du système avait été imaginée (perte par ombrage). Cependant, les pertes thermiques par transferts conductif et convectif au niveau des supports se sont révélées être non négligeables. Des modifications de conception sont donc à apporter.

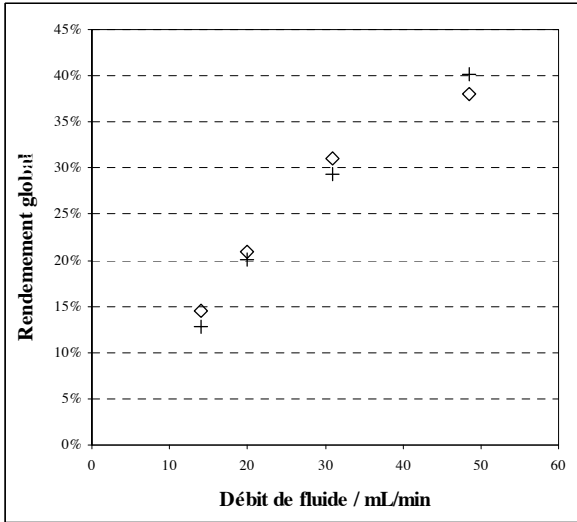


Figure 2 : Influence du débit sur le rendement du concentrateur orienté Sud le 5 juillet à Albi pour deux inclinaisons (+ horizontale ; losange 30 °)

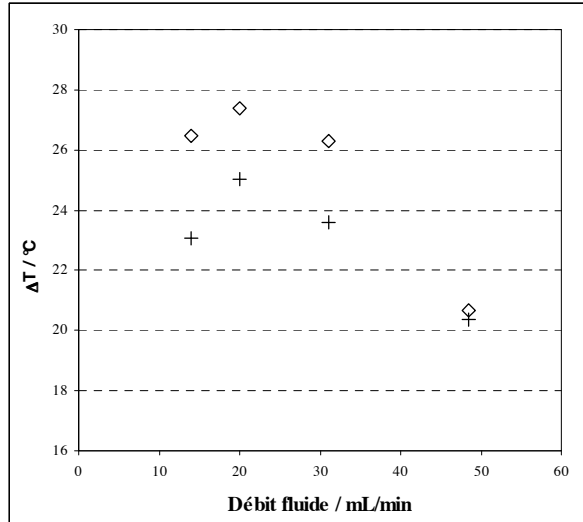


Figure 3 : Influence du débit sur l'augmentation de température du fluide ; concentrateur orienté Sud le 5 juillet à Albi pour deux inclinaisons (+ horizontale ; losange 30 °)

4. Modèle thermique

En première approximation, le modèle thermique radiatif peut être écrit de la manière suivante (6). Il prend en compte la réflectivité du miroir ρ_{miroir} , l'absorptivité solaire du récepteur α_{rec} , et son émissivité à basse température ϵ_{rec} . Les transferts conductif et convectif au sein du tube ne sont pas limitant. Les pertes par émissivité sont considérées à la température moyenne de surface du récepteur.

$$Q_{conc} = E_{pup} S_0 \rho_{miroir} \alpha_{rec} \dot{V}_{fluide} - \epsilon_{rec} \sigma (T_{surface})^4 \tag{6}$$

La modélisation des échanges radiatifs est, pour notre géométrie, trop complexe à résoudre analytiquement. Nous faisons appel à un outil logiciel développé au sein du laboratoire pour résoudre l'équation des transferts radiatifs, grâce à une méthode intégrale statistique de Monte-Carlo. La géométrie et les propriétés radiatives de chaque composant du concentrateur sont prises en compte. L'objectif de ce modèle est d'optimiser les dimensions et formes du collecteur, du récepteur ainsi que le positionnement des concentrateurs entre eux.

L'outil logiciel permet de déterminer l'ensemble des échanges radiatifs de la géométrie : pertes géométriques, pertes par ombrage, flux absorbé, transmis et réfléchi par chaque surface. L'outil donne aussi la possibilité de générer des images de la géométrie programmée.

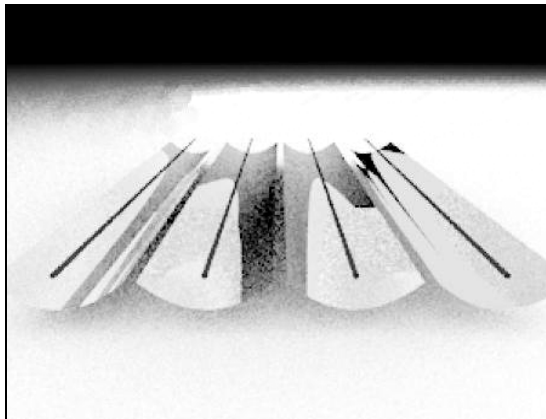


Figure 4 : Exemple de quatre concentrateurs miniatures accolés

5. Conclusion et perspectives

L'étude expérimentale d'un concentrateur solaire cylindro-parabolique miniature à permis de caractériser son comportement en conditions réelles. De manière quantitative, les débits étudiés sont trop faibles pour obtenir un gain de température supérieur à 20 °C avec de bons rendements.

En perspective, nous pouvons dire qu'il est possible de miniaturiser un concentrateur cylindro-parabolique en obtenant un rendement énergétique satisfaisant. Des efforts sont cependant à fournir quant à la conception de l'ensemble. Les améliorations porteront notamment sur l'utilisation de peintures sélectives[5], de matériaux isolants thermiquement pour le support. La modélisation radiative permettra d'optimiser les géométries.

Références

- [1] Agence internationale de l'énergie, Key world energy statistics, 82 p. (2011)
- [2] Fernandez-Garcia A., Zarza E., Valenzuela L., & Perez M., Parabolic-trough solar collectors and their applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 14, 1695-1721 (2010)
- [3] Pasquetti R., Chauffage de fluides par capteurs solaires à concentration. *Techniques de l'ingénieur*, 1-24 (1987)
- [4] Meeus J., *Calculs astronomiques à l'usage des amateurs*, Saint-Jean-de-Braye, Société astronomique de France, 151 p. (1986)
- [5] Kennedy C.E., & Price H., Progress in development of high temperature solar selective coating, *International Solar Energy Conference*, 1-7 (2005).
- [6] Steinfeld A., Palumbo R., Solar thermochemical process technology. *Encyclopedia of physical science & technology* 15, 237-256 (2001).
- [7] Adsten M., Helgesson A. & Karlsson B., Evaluation of CPC-collector designs for stand-alone , roof- or wall installation, *Solar Energy* 79, 638-647 (2005).

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une thèse Cifre en partenariat avec l'entreprise Sirea.

Refroidissement sec des centrales solaires thermodynamiques par sondes géothermiques

Régis OLIVES ^{1*}, Fabien DELALEUX ¹⁻², Xavier PY ¹, Antoine DOMINGUEZ ²

¹Laboratoire PROCédés Matériaux Energie Solaire PROMES-CNRS UPR 8521
 Rambla de la Thermodynamique, Tecnosud - 66100 Perpignan

²Dominguez-Energie
 18, rue des Martins Pêcheurs – 66700 Argelès sur Mer

* (auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - La source froide nécessaire à l'extraction de la chaleur fatale au condenseur des centrales solaires thermodynamiques est actuellement assurée soit par des aérothermes soit par des tours humides. La première technologie induit une réduction de la production électrique et une dépendance vis à vis de la température extérieure bien souvent élevée dans les régions très ensoleillées. La seconde technologie induit une forte consommation d'eau qui peut s'avérer compromettante pour les projets dans les régions arides. Ce travail s'attache à étudier la faisabilité de l'usage de sondes géothermiques afin d'éliminer les consommations d'eau et la dépendance à la température extérieure sur la base de la centrale Fresnel PE1 de Murcia en Espagne.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|-------------------------------------------------------|-----------------------------|-----------|
| d | diamètre, m | η | rendement |
| h | coefficient de transfert convectif, $W m^{-2} K^{-1}$ | <i>Indices et exposants</i> | |
| T | température, K ou °C | b | bentonite |
| <i>Symboles grecs</i> | | ext | extérieur |
| λ | conductivité thermique, $W m^{-1} K^{-1}$ | int | intérieur |

1. Introduction

Les procédés de production d'électricité par voie solaire thermique mettent en œuvre un cycle thermodynamique, pour transformer l'énergie solaire incidente en électricité. Un schéma du cycle thermodynamique du bloc électrique d'une centrale électro-solaire est décrit par la figure 1(a). Le diagramme thermodynamique correspondant est représenté par la figure 1(b).

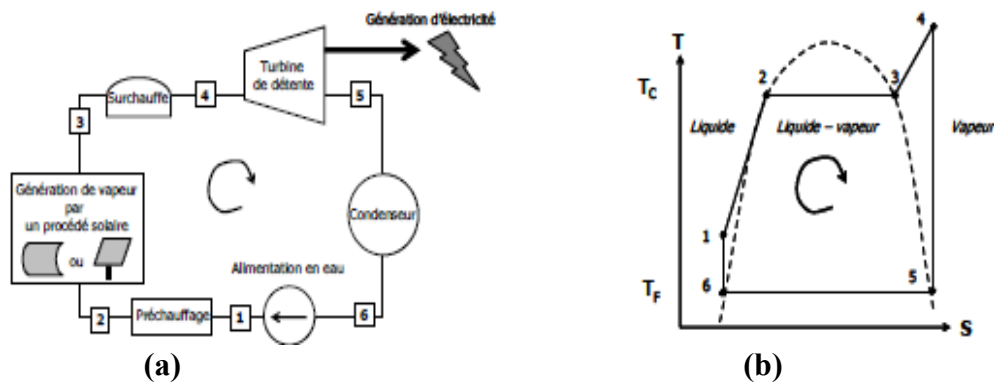


Figure 1 : (a) Schéma du cycle thermodynamique du bloc électrique d'une centrale électro-solaire, (b) diagramme thermodynamique

Le rendement de Carnot d'un tel cycle thermodynamique est défini par [1,2] :

$$\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_{froid}}{T_{chaud}} \tag{1}$$

Ce rendement est d'autant plus élevé que le système de concentration délivre une température chaude de fluide de transfert en sortie de champ élevée et dispose d'une température froide disponible au condenseur basse.

Actuellement, les centrales électro-solaires doivent résoudre la problématique du refroidissement de leur condenseur par des moyens propres, économiques et renouvelables pour remplacer les procédés existants qui sont coûteux et peu performants pour certains. En effet, le bloc électrique d'une centrale solaire à concentration doit évacuer environ deux fois plus de puissance thermique au condenseur que la puissance électrique qu'il produit. Cette puissance est assurée soit par des tours de refroidissement soit par des aérothermes. Ces deux systèmes ont chacun leur défaut : une forte consommation en eau pour le premier et une limitation en puissance aux heures les plus chaudes de l'année pour le second associée à une forte consommation électrique.

| | Condenseur | Déminéralisation | Stockage | Champ solaire | Fuites | Total |
|----------------------------------|------------|------------------|----------|---------------|--------|-------|
| m ³ MWh ⁻¹ | 3,3 | 0,21 | 0,11 | 0,05 | 0,03 | 3,7 |
| % | 89 | 5,7 | 3,1 | 1,2 | 1 | 100 |

Tableau 1 : Répartition de la consommation en eau des centrales SEGS [3]

Le Tableau 1 représente la consommation d'eau d'une centrale SEG (centrale industrielle de 360 MWe qui fonctionne depuis 30 ans aux USA). On constate que la part de consommation en eau du condenseur est de 89%. Concernant le procédé utilisant un échange direct avec l'air extérieur (aérotherme), la figure 2 nous montre que le gradient thermique disponible pour la dissipation de l'énergie nécessaire au refroidissement du condenseur, est limité aux heures les plus chaudes de l'année. Ceci entraîne une chute du rendement global de production de la centrale de l'ordre de 5 à 7%.

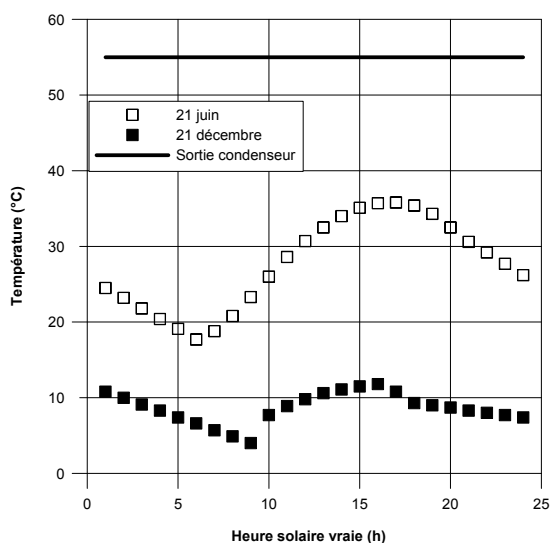


Figure 2: Température ambiante à Murcia en fonction de l'heure solaire vraie le 21 juin (□) et le 21 décembre (■) et température en sortie du condenseur (-)

Ce travail s'attache à étudier les moyens d'éliminer les consommations d'eau et la dépendance à la température extérieure sur la base de la récente centrale du type linéaire Fresnel de PE1 de Murcia en Espagne. Cette centrale produit 1,5 MWe et la puissance à évacuer au condenseur est de l'ordre de 3 MW_{th} à 60°C.

Pour cela, nous envisageons l'utilisation de sondes géothermiques. Leur implantation nécessite d'identifier tout d'abord les paramètres pertinents et d'établir les bases de leur dimensionnement.

2. Paramètres influents

2.1. Modèle numérique

L'étude de l'influence de certains paramètres comme la conductivité thermique du coulis de scellement entre une sonde géothermique et le sol (bentonite thermiquement dopée ou non) ou l'écartement entre les forages, a nécessité le développement d'un modèle numérique. Celui-ci a été réalisé sous Comsol® avec la géométrie décrite par la figure 3, tenant compte des paramètres décrits par le tableau 2.

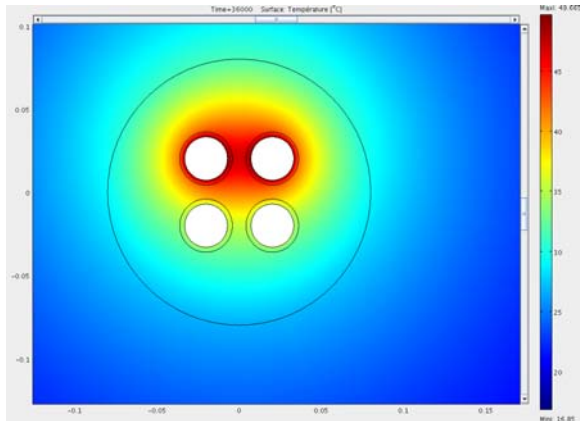


Figure 3 : Géométrie simulée sous Comsol®

| | | |
|---------------------------|------------------|----------------------------------------|
| Fluide (eau) | λ | 0,6 W m ⁻¹ K ⁻¹ |
| | T | 60°C |
| | h | 2500 W m ⁻² K ⁻¹ |
| Tube en PEHD | λ | 0,6 W m ⁻¹ K ⁻¹ |
| | d _{int} | 2,6×10 ⁻² m |
| | d _{ext} | 3,2×10 ⁻² m |
| Forage (bentonite) | λ | 1,5 W m ⁻¹ K ⁻¹ |
| | d | 0,16 m |
| Sol | λ | 3 W m ⁻¹ K ⁻¹ |
| | T | 15°C |

Tableau 2 : Paramètres utilisés lors de la simulation numérique

Ce modèle représente un forage comprenant une sonde géothermique classique en double U (en PEHD), l'espace compris entre la sonde géothermique et le sous-sol est colmaté par un coulis de bentonite. L'écoulement de fluide dans les tubes est simulé par une température de sortie du condenseur de la centrale solaire (60°C) avec un coefficient d'échange convectif entre le fluide et la paroi interne du tube estimé par la corrélation de Colburn (2500 W m⁻² K⁻¹). L'ensemble du forage est modélisé à l'aide d'une coupe en 2D tous les 10 mètres représentant ainsi une géométrie « 3D approchée ». Une gamme de valeurs de conductivité thermique de la bentonite pourra être testée afin d'en étudier son influence sur la dissipation d'énergie thermique dans le sous-sol.

2.2. Influence de la conductivité thermique de la bentonite

Une simulation numérique de l'évolution de la température d'un forage (à 100 m de profondeur et à l'interface bentonite/sol) en fonction des conductivités thermiques du sol ou de la bentonite, pour un cycle d'injection de chaleur le jour puis de relaxation naturelle la nuit a été réalisée. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 4. On observe l'évolution de la température du forage pour une circulation du fluide caloporteur à 60°C pendant 10 heures puis la relaxation naturelle du sous-sol, la température initiale du sol étant de 17°C. La

conductivité thermique de la bentonite couvre une gamme de valeurs comprises entre 1,5 et 7 $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ selon le dopage thermique considéré [4].

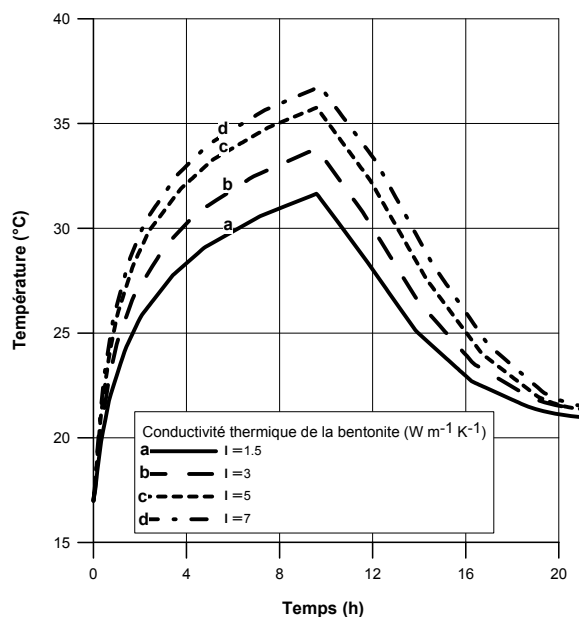


Figure 4 : Cycle d'injection d'énergie puis de relaxation naturelle du sol sur une journée en fonction du temps, pour différentes conductivités thermiques de la bentonite

On note que la température du forage évolue de sa valeur initiale 17°C jusqu'à atteindre des valeurs de 31 à 36,5°C en fin de journée. Les températures les plus élevées sont obtenues avec des valeurs de conductivité thermique de la bentonite les plus importantes. En effet, plus la conductivité thermique de la bentonite augmente, moins le transfert de chaleur entre le fluide et le sous-sol est limité par ce paramètre, entraînant ainsi une forte augmentation de température. La conductivité thermique de la bentonite influe donc sur la puissance que l'on peut dissiper dans le sous-sol.

2.3. Influence de l'écartement des forages

Un autre paramètre important dans le dimensionnement du champ de sondes géothermiques, est l'écartement entre les forages. En effet, il faut éviter que les différents forages aient une influence les uns sur les autres, pour continuer à bénéficier d'une température du sous-sol stable. Une simulation numérique représentant la dissipation d'énergie à 60°C pendant un mois sur deux forages simultanément a été réalisée. Différentes valeurs d'écartement entre les deux forages ont été simulées afin de déterminer l'écartement minimal à respecter pour notre application. Les résultats sont illustrés sur la figure 5. Dans le cas où la centrale ne bénéficie pas de stockage d'énergie, elle fonctionne uniquement le jour (Figure 5(a)). La dissipation de l'énergie thermique produite s'effectue la journée et le sous-sol se relaxe naturellement la nuit. La température initiale du sous-sol est fixée à 17°C, les conductivités thermiques du sol et de la bentonite sont respectivement de 3 et 1,5 $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$.

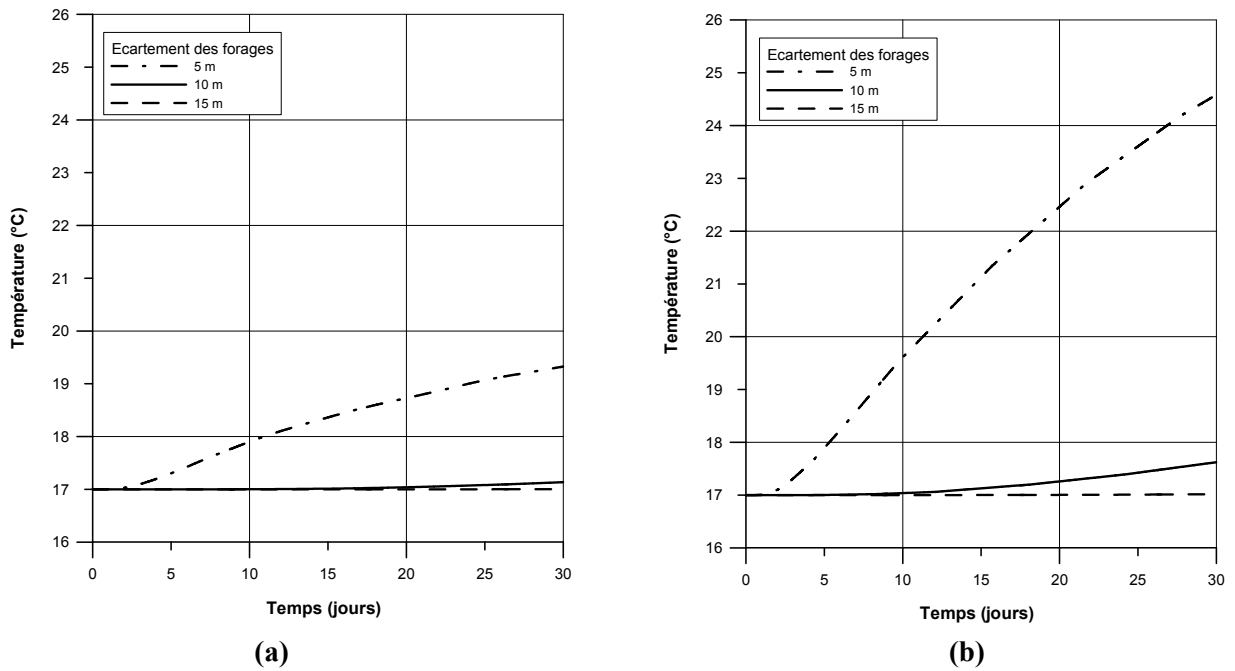


Figure 5 : Evolution de la température entre deux forages pour différents écartements en période de dissipation de chaleur pour deux cas différents : (a) fonctionnement de la centrale de type jour/nuit, (b) fonctionnement continue de la centrale (avec stockage)

On constate tout d'abord, que si les forages sont distants de 5 mètres, la température du sol entre ces deux forages atteint 19,5°C au bout d'un mois. Par contre, la température atteinte au bout d'un mois n'est que de 17,1°C avec un écartement de 10 mètres. On n'observe aucune évolution de la température du sous-sol dans le cas d'une distance entre les forages de 15 mètres ou plus.

Au vu des résultats, nous pouvons conclure que dans le cas de la centrale PE1, les forages géothermiques utilisés pour assurer le refroidissement du condenseur de la centrale (pour des bentonites non dopées), doivent être distants les uns des autres d'au moins 10 mètres et au mieux 15 m.

Les résultats simulés pour un deuxième type de fonctionnement de la centrale sont illustrés par la figure 5(b) pour des bentonites non dopées. Dans ce cas, la centrale possède un stockage d'énergie qui lui permet de produire de l'électricité en continu (ce qui est le cas de la centrale Gemasolar en Espagne avec 15h de stockage). Les besoins de refroidissement du condenseur et donc de dissipation d'énergie dans le sous-sol s'effectuent ainsi sans interruption. On constate qu'avec des forages distants de 5 mètres, la température du sol atteint quasiment 25°C au bout d'un mois, alors qu'elle est égale à 17,8°C dans le cas d'un écartement de 10 mètres. Par contre, aucune évolution de température n'est relevée pour une distance entre les forages de 15 mètres.

Dans ce cas là, nous pouvons conclure que la distance minimale à respecter entre les forages est de 15 mètres afin d'obtenir des performances optimisées.

3. Dimensionnement du champ de sondes géothermiques

3.1. Utilisation de bentonite dopée

Nous avons vu précédemment, que l'intensification de la conductivité thermique de la bentonite entraîne une meilleure dissipation d'énergie dans le sous-sol par les sondes géothermiques. Le modèle développé nous permet de tracer l'évolution de la puissance linéaire dissipée par un forage en fonction de cette valeur de conductivité (figure 6).

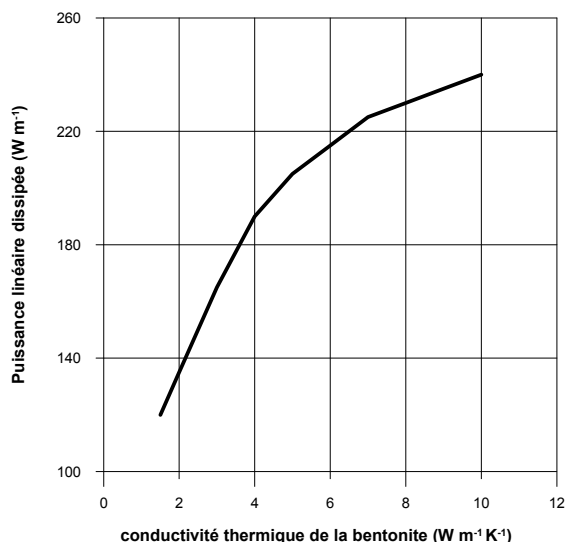


Figure 6: Puissance linéaire dissipée par géothermie en fonction de la conductivité thermique de la bentonite

On constate que pour une conductivité thermique classique comprise entre $1,5$ et $2 W m^{-1} K^{-1}$, la puissance dissipée dans le sous-sol est comprise entre 120 et $130 W m^{-1}$. En prenant une conductivité de $5 W m^{-1} K^{-1}$ obtenue au cours de travaux antécédents [4], nous trouvons une valeur de $200 W m^{-1}$. Par conséquent, pour évacuer $3 MW_{th}$ du condenseur de la centrale PE1 il faudrait mettre en œuvre entre $23\ 000$ et $25\ 000$ mètres linéaires de forage à bentonite classique (soit de 230 à 250 forages de $100m$ de profondeur). En comparaison, avec de la bentonite dopée à $5 W m^{-1} K^{-1}$, il faudrait $15\ 000$ mètres linéaires de forage soit 150 forages de $100 m$ de profondeur. Compte tenu de l'objectif visant à dissiper cette énergie dans le sol, l'espacement entre les forages devra être suffisamment important pour assurer une bonne relaxation thermique naturelle du terrain. La surface au sol qu'occupe le champ de miroirs plans est importante ($18\ 000 m^2$) et nécessite un ancrage au sol, on peut donc envisager d'implanter les forages sous les miroirs en profitant des ancrages existants.

3.2. Etude technico-économique

Une étude technico économique de cette approche a été réalisée afin de voir s'il est financièrement raisonnable d'utiliser un champ de sondes géothermiques. En effet, l'implantation de centaines de forages géothermiques a un coût qu'il faut quantifier en gardant à l'esprit que ceux-ci remplaceront les systèmes actuellement utilisés, et notamment les tours de refroidissement qui génèrent un surcoût de consommation en eau de l'ordre de 1 million de dollars par an pour les centrales SEGS [3]. De plus, pour améliorer les performances thermiques des échangeurs de chaleur enterrés que sont les puits géothermiques, la possibilité de doper thermiquement ces échanges en intensifiant la

conductivité thermique du coulis de scellement des forages a été étudiée au niveau technico-économique. Le dopage thermique va avoir deux effets antagonistes qui vont se répercuter sur le coût de l'installation ; l'ajout de graphite entraîne un surcoût dû au prix du graphite lui-même mais permet, en même temps, de réduire la profondeur de forage nécessaire et donc le coût total.

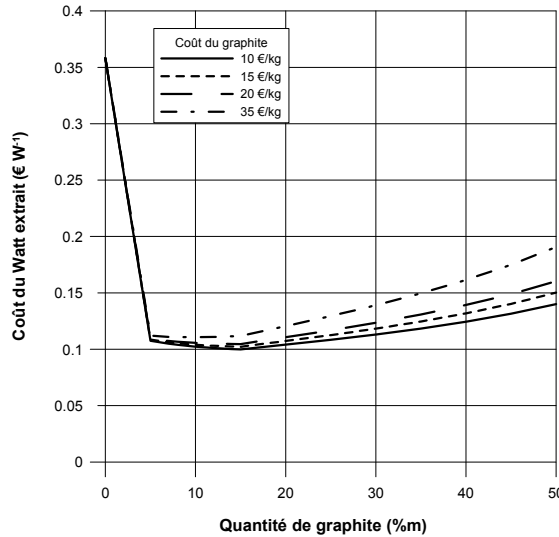


Figure 7: Coût de la puissance dissipée par géothermie en fonction de la teneur en graphite

La figure 7 montre qu'avec un forage contenant de la bentonite classique (de conductivité thermique 1,5 à 2 W m⁻¹ K⁻¹), l'investissement nécessaire pour la dissipation d'une puissance d'un Watt est de 0,35 €. En ce qui concerne les forages colmatés avec de la bentonite dopée au graphite, la courbe présente un optimum économique autour de 0,10 à 0,11 € par Watt dissipé, avec un taux de dopage compris entre 10 et 15 %m pour des prix de graphite de 10, 15 et 20 € kg⁻¹ ; tandis que cet optimum se trouve plutôt entre 5 et 10 %m pour de graphite coûtant 35 € kg⁻¹.

3.3. Comparaisons avec les procédés actuels

Pour dissiper 3 MW_{th} au condenseur d'une centrale solaire de type linéaire Fresnel, il faudrait donc investir dans un champ de 250 sondes géothermiques de 100 m de profondeur chacune avec de la bentonite classique à 0,35 € W⁻¹, soit 1 050 000€. En comparaison, en utilisant des forages dopés à 5 %m de graphite, il suffirait de 150 forages de 100 m de profondeur coûtant environ 0,10 € par watt dissipé, soit un total de 300 000 €.

Ces résultats peuvent être comparés au coût de revient d'un refroidissement sec en utilisant des aérothermes. Nous considérons pour la comparaison le coût d'investissement et le coût de la consommation électrique des dry cooler. Nous supposons que la mise en circulation des fluides consomme la même quantité d'énergie électrique dans les deux cas (dry cooler ou géothermie).

Afin de dissiper une puissance de 3 MW_{th}, nous nous basons sur quatre dry cooler pouvant dissiper une puissance thermique de 836 kW chacun tout en consommant 1,8 kW électrique chacun pour le fonctionnement des ventilateurs. Chaque aérotherme a un coût d'achat de l'ordre de 50 000 € soit un total de 200 000 € auxquels il faut rajouter le coût de l'électricité consommée. Les quatre dry cooler absorbent une puissance électrique totale de 7,2 kW, soit 0,5% de la production électrique de la centrale. Si l'on considère un fonctionnement de 12 heures par jour, cela revient à une consommation d'environ 35 000 kWh par an. Avec un coût

de l'énergie de $0,09 \text{ € kWh}^{-1}$, le fonctionnement des dry cooler revient à 3150 € par an soit environ 100 000 € sur l'ensemble de la durée de vie de la centrale estimée à 30 ans. Le coût total du fonctionnement des dry cooler sur 30 ans, comprenant la consommation électrique ainsi que l'investissement initial, est donc d'environ 300 000 €. Il faut comparer ce résultat au coût d'investissement d'un champ de sondes géothermiques utilisant de la bentonite dopée dimensionné pour dissiper la même puissance, qui est également de 300 000 €. La différence entre ces deux types de refroidissement sec (aérotherme et géothermie) se situe au niveau des performances du système, le premier étant limité par la température de l'air ambiant, alors que la géothermie bénéficie d'une température d'échange stable et plus basse entraînant ainsi des meilleures performances.

Il est également intéressant de réaliser une comparaison avec un refroidissement par tour humide. En effet, une tour humide consomme 3 m^3 d'eau par MWh électrique produit. Dans le cas de PE1 et en considérant un fonctionnement de la centrale 12 heures par jour, la consommation annuelle d'eau est de l'ordre de $20\,000 \text{ m}^3$. L'utilisation d'un système de refroidissement sec évite ainsi sur toute la durée de vie d'une centrale de type PE1, une consommation en eau d'environ $600\,000 \text{ m}^3$.

4. Conclusion et perspectives

Le dimensionnement du nombre de forages nécessaires au refroidissement du condenseur de la centrale PE1 nous donne 150 forages de 100 mètres de profondeur chacun. Le coût de réalisation est équivalent au coût d'investissement et de revient des dry cooler sur toute la durée de vie estimée de la centrale (30 ans). Cependant, pour un coût équivalent, la géothermie permet d'obtenir des performances améliorées et garanties tout au long de l'année puisque cette technologie est indépendante de la température extérieure. Grâce au modèle numérique établi, la configuration optimale (profondeur et écartement des forages) a pu être déterminée en fonction des propriétés thermiques du sol et de la bentonite colmatant le forage. En général, les forages doivent être distants les uns des autres d'au moins 10 mètres et de profondeur maximale 100 mètres. Il est cependant possible d'envisager la réalisation de forages plus courts et plus nombreux selon les applications pour, par exemple, profiter des ancrages au sol du champ de miroirs.

Références

- [1] Kelly B, Nexant parabolic through solar power plant systems analysis; Task 2 comparison of wet and dry Rankine cycle heat rejection, *Subcontract report NREL/SR-550-40163*, 2006.
- [2] Maulbetsch J.S, Di Filippo M.N, Cost and value of water use at combined-cycle power plants; *California Energy Commission, PIER Energy-related environmental research*, 2006.
- [3] Cohen G, Kearney D, Kolb G, Final report on the operation and maintenance improvement program for concentrating solar power plants, *Centrale SEGS*, 1999.
- [4] Delaleux F, Py X, Olivès R, Dominguez A, Enhancement of geothermal borehole heat exchangers performances by improvement of bentonite grouts conductivity; *Applied Thermal Engineering* 33-34 (2012) 92-99

Application de la thermographie infrarouge en tant qu'outil de diagnostic de l'arthrose du genou

Ahlem Arfaoui ^{1*}, Mohamed Amine Bouzid², Hervé Pron¹, Redha Tair², Guillaume Polidori¹

¹GRESPI / Thermomécanique, UFR Sciences,
Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims cedex 2, France

²UFR STAPS de Reims,
Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims cedex 2, France

*(auteur correspondant : ahlem.arfaoui@univ-reims.fr)

Résumé - Ce papier vise à étudier la faisabilité d'utiliser la thermographie infrarouge pour détecter l'arthrose du genou et comparer les distributions de températures cutanées d'une population saine et d'une population ayant l'arthrose. Douze participants sains et dix participants souffrant d'arthrose du genou ont participé à cette étude. Des questionnaires ont été utilisés et le niveau de la douleur a été enregistré en utilisant une échelle verbale analogique (EVA DI) de 0 à 4. Les résultats ont montré que la variation de température est en corrélation avec l'intensité de douleur pour les participants ayant l'arthrose.

1. Introduction

Par son implication dans la mobilité et la stabilité de l'être humain, le genou représente un élément important qui peut être facilement fragilisé et abîmé. Le genou est susceptible d'être le siège de nombreux problèmes et traumatismes directs et indirects pourvoyeurs de lésions ostéocondrales, méniscales ou ligamentaires multiples.

L'arthrose est la plus répandue des affections rhumatologiques. Elle est une usure du cartilage qui conduit à une destruction plus ou moins rapide du cartilage qui recouvre les extrémités des os. Cette destruction est accompagnée d'une prolifération osseuse sous le cartilage. Des petits morceaux de cartilage se détachent et flottent dans la poche articulaire, ce qui déclenche des inflammations se traduisant par une hypersécrétion de liquide et un gonflement de l'articulation.

Au cours des vingt dernières années, de nombreuses études ont porté en partie sur l'effet de certains facteurs de risque tels que le sport, l'âge, le surpoids [1-5] mais aussi sur les différentes techniques de diagnostic comme la radiographie, la méthode de Lechman (CT) [6] et la technique d'imagerie médicale par résonance magnétique (IRM) [7]. Les travaux de HUSSON et al (1995) montrent que l'excès de friction sur le cartilage causé par une activité physique intense provoque une altération de sa couche superficielle. Cette lésion semble définitive s'il n'existe pas une phase de repos permettant sa réparation.

Cependant, peu de recherches ont été consacrées aux aspects thermiques associés à l'arthrose du genou et au gonflement de l'articulation suite à un effort physique. L'application de la thermographie infrarouge (IRT) a été adoptée, fin des années 70, afin de diagnostiquer les traumatismes musculo-squelettiques. Albert et al.[8] ont été les premiers à évaluer la douleur par thermographie infrarouge. Toutefois, l'intérêt pour l'IRT demeure toujours d'actualité en raison de l'amélioration des dispositifs et des méthodes de calcul qui permettent de fournir des informations supplémentaires sur la répartition thermique cutanée et sur tout le processus complexe de la thermorégulation. Cette technique donne la possibilité d'évaluer

l'effet de l'activité sportive et de détecter un traumatisme ou dysfonctionnement possible, qui ne peut être démontré par des méthodes conventionnelles actuelles.

La thermographie infrarouge est une méthode de diagnostic fournissant des informations sur les systèmes normaux et anormaux sensoriels et nerveux, une infection ou une inflammation locale et générale, un traumatisme, une tumeur... La thermographie infrarouge montre une augmentation localisée de la température des tissus qui apparaissent comme des points chauds ou des zones d'inhomogénéité sur la cartographie thermique et pourrait être un nouvel outil de diagnostic pour étudier une variété de problèmes cliniques [9]. Plusieurs études thermographiques ont aussi été effectuées pour évaluer les maladies inflammatoires, telles que les rhumatismes chroniques des mains et l'arthrose des genoux [10-11].

Horvath et Hollander [12] ont mesuré la température intra-articulaire chez les patients atteints de l'arthrite rhumatoïde. Ils ont noté une augmentation de la température qui pourrait être liée à l'inflammation. Bacon et al.[13] ont à leur tour montré que la mesure de la température moyenne cutanée pourrait être utilisée comme une mesure de l'évolution de la pathologie.

Ben Alyahu et al. [14] ont étudié l'utilité clinique de la thermographie infrarouge dans la détection de la dysautonomie chez les patients souffrant du syndrome fémoro-patellaire. Ils ont montré que l'incidence de l'asymétrie thermique du syndrome rotulien a été jugé statistiquement significative lorsqu'il a été testé par une analyse du chi-2.

L'objectif de cette présente étude est d'évaluer la fiabilité de la thermographie infrarouge dans la détection de l'arthrose du genou et d'évaluer la corrélation entre l'intensité de la douleur et la température cutanée.

2. Protocole

Dix participants atteints de gonarthrose unilatérale (hommes, âgés de 17 et 26 ans) et douze participants sains (hommes, âgés de 18-30 ans) ont participé à cette étude (Tableau 1).

Pour chaque participant, nous avons noté l'âge, le poids, la taille, l'indice de masse corporelle (IMC), le côté du corps dominant, l'antécédent médical, l'existence d'une déformation axiale des genoux, l'existence d'une douleur et l'éventuel retentissement fonctionnel.

| Groupe | GA (Participants atteints d'arthrose du genou) | GB (participants sains) |
|----------------------------------------------------|------------------------------------------------|-------------------------|
| Sexe | homme | Homme |
| Age (ans) (moyenne \pm σ) | 21,50 \pm 2,51 | 23,08 \pm 3,6 |
| Weight (kg) (moyenne \pm σ) | 73,46 \pm 5,61 | 72,17 \pm 3,67 |
| Height (m) (moyenne \pm σ) | 1,75 \pm 0,06 | 1,76 \pm 0,04 |
| IMC (kg/m ²) (moyenne \pm σ) | 11,76 \pm 2,27 | 12 \pm 2,8 |
| Evaluation moyenne de la douleur (Echelle 0-4) | 2,5 \pm 1,5 | 0 |

Tableau 1 : Caractéristiques physiques des participants de chaque groupe d'étude

Les patients qui manifestaient d'autres douleurs ont été exclus de l'étude. Pour éliminer les autres causes de douleur du genou, tous les patients ont subi un examen systématique des genoux qui a porté sur des critères cliniques et radiologiques standard. Aucun médicament ou traitement n'a été donné après le recrutement.

L'évaluation de la douleur est basée sur l'échelle visuelle analogique (EVA DI) de 0 à 4 (0 = aucun, 1 = faible, 2 = modéré, 3 = sévère, 4 = maximum). Tous les tests ont été menés à l'Université des Sciences et Technologies des Activités Physiques et Sportives de Reims. Les participants des deux groupes (avec et sans l'arthrose du genou) ont effectué une course sur un tapis roulant (pente 0%) pendant 5 minutes, à une vitesse fixe de 8 km/h.

Les participants ont été informés du protocole à respecter. Durant les 24 heures précédant l'épreuve, les sujets avaient pour consignes de ne pas effectuer un exercice physique et de ne pas modifier leur alimentation ni leur apport hydrique afin d'éviter tout impact sur leur homéostasie thermique. Ils devaient éviter, également, l'alcool, le café et le tabac. Nous avons vérifié la température corporelle de chaque sujet pour nous assurer que leur température corporelle soit comprise entre 36,4 °C et 37,2 °C. Il est important de s'assurer que les participants sont détendus avant de réaliser les cartographies thermiques afin que leur état émotionnel n'influence pas les mesures. La température et l'humidité relative de la salle ont été prélevées au début de chaque test ($T_{amb} = 18 \text{ °C} \pm 0,5 \text{ °C}$, $h = 60\%$).

Trente minutes ont été nécessaires pour équilibrer la température du corps du patient avec l'environnement avant de faire les tests. Les participants sont restés immobiles et l'enregistrement a été réalisé dans la position anatomique suivante: le corps droit, les pieds dans l'axe longitudinal de la jambe, avant-bras en supination et les paumes vers l'avant. Les cartographies thermiques des genoux droit et gauche ont été prises avant et après la course, à une distance de 2,50 m des sujets:

- Avant l'effort, des images IR ont été prises,
- Après l'effort, des enregistrements ont été faits pendant 5 minutes.

Selon Maly et al. [15], 71 à 91% du poids du corps est transmis à la jonction du tibia-fémoral dans des conditions normales et ce résultat peut atteindre 100% en présence d'arthrose.

Nous avons, ainsi, choisi les points de mesures au niveau de la surface de l'articulation tibia-fémorale interne de chaque genou (Fig. 1).

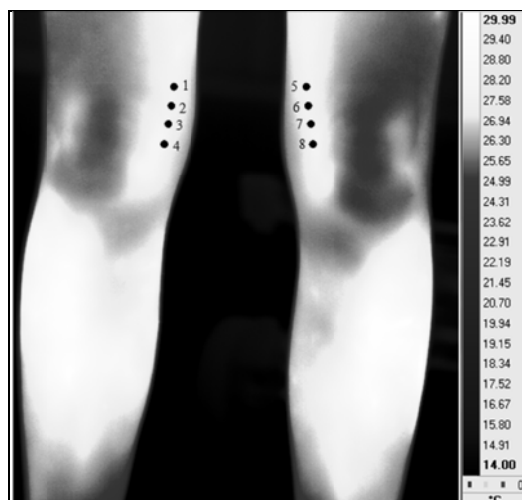


Fig. 1 : points de mesures de la température cutanée sur les cartographies thermiques des genoux droit et gauche

3. Matériels et études statistiques

La caméra utilisée pour cette étude est une CEDIP TITANIUM L0120. Le système d'imagerie thermique infrarouge dispose d'une gamme de mesure de température entre $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ avec une précision de mesure de $\pm 2\%$ de la gamme de mesure. Cette caméra est équipée d'un plan focal infrarouge. C'est une caméra matricielle de 640×480 éléments à haut rendement quantique ($> 70\%$) avec une réponse spectrale de $3,5\text{ }\mu\text{m}$ à $5\text{ }\mu\text{m} \pm 0,25$. La L0120 est équipée d'un système d'intégration instantanée variable de $1\text{ }\mu\text{s}$ à 10ms et d'une vitesse d'images par seconde allant jusqu'à 100 images/s en mode pleine vitesse.

Toutes les données statistiques sont présentées sous forme de moyennes, et écart type. L'analyse statistique est réalisée à l'aide du logiciel Statistica 6.1 et Microsoft Excel 2007. La comparaison des moyennes de températures entre les deux groupes, avant et après course, a été étudiée à l'aide du test de Student. Le niveau de significativité retenu était $p < 0,05$.

4. Résultats

4.1. Analyse des cartographies thermiques

Afin de garantir la qualité de l'étude statistique, la température déterminée à partir des thermographies thermiques est moyennée sur la zone d'étude et sur l'ensemble des participants de chaque groupe. Il est à rappeler que 10 participants ont l'arthrose du genou, tandis que 12 participants sont sains.

Les figures 2(a) et 2(b) présentent les cartographies thermiques des deux genoux d'un participant du groupe sain GB avant (Fig 2(a)) et après la course (Fig 2(b)).

Sur la figure 2(a), nous observons la même répartition de la température sur les deux genoux avant la course. Les températures moyennes déterminées au niveau des points de mesure du genou gauche G_G et du genou droit G_D sont quasiment égales ($T_{\text{moyenne } G_G, \text{ avant course}} = 27,06\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_{\text{moyenne } G_D, \text{ avant course}} = 27,21\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Sur la figure 2(b) sont représentées les cartographies thermiques des deux genoux du participant après 5mn de course. La température cutanée a augmenté d'une façon homogène. Aucune asymétrie n'a été observée entre les deux genoux ($T_{\text{moyenne } G_G, \text{ après course}} = 29,21\text{ }^{\circ}\text{C}$; $T_{\text{moyenne } G_D, \text{ après course}} = 29,30\text{ }^{\circ}\text{C}$).

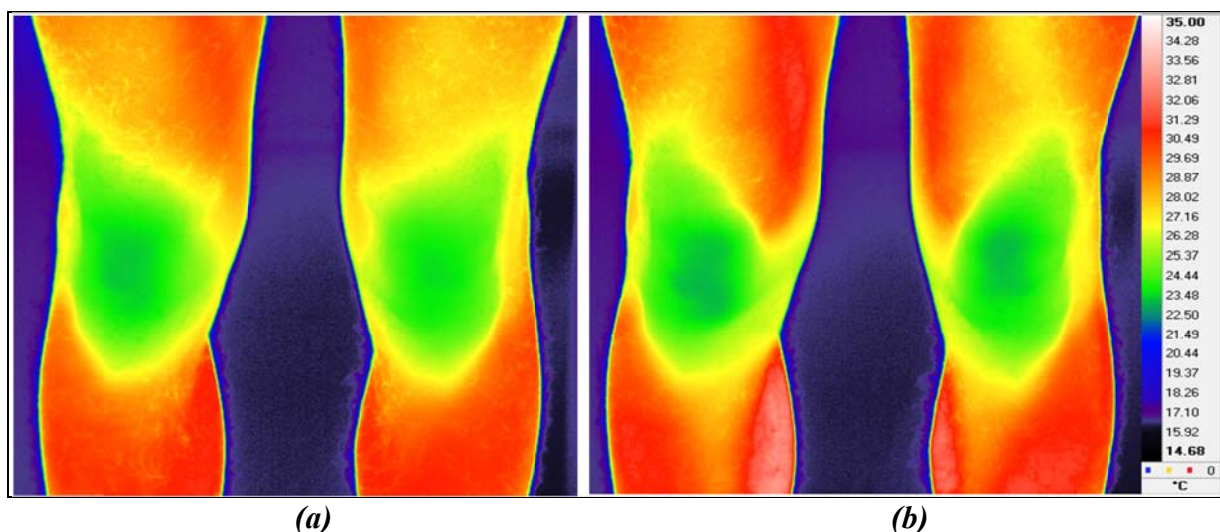


Fig. 2 : Cartographies thermiques des genoux gauche et droit d'un participant sain
(a) avant course, (b) après course

Ces résultats ont été observés chez tous les participants du groupe GA, alors que nous avons remarqué un gradient de température élevé sur les cartographies des participants souffrant d'arthrose du genou (voir Fig. 3).

Sur la figure 3 sont illustrées les cartographies thermiques des deux genoux d'un participant du groupe GA avant (Fig 3(a)) et après la course (Fig 3(b)). Les examens cliniques et radiologiques des deux genoux du participant ont montré qu'il souffre d'une arthrose du genou gauche.

Nous notons une asymétrie évidente sur les cartographies thermiques du genou gauche GG et du genou droit GD pour les deux cas étudiés :

- Avant la course : $T_{\text{moyenne GG, avant course}} = 29,56 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{\text{moyenne GD, avant course}} = 25,42 \text{ }^\circ\text{C}$
- Après course : $T_{\text{moyenne GG, après course}} = 29,23 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{\text{moyenne, GD après course}} = 33,75 \text{ }^\circ\text{C}$.

Nous remarquons qu'au niveau du genou souffrant d'arthrose, la température maximale a été détectée au niveau de la surface couvrant le tibio-fémoral interne. Il apparaît clairement en comparant les figures Fig.3(a) et Fig.3(b) que plus le genou est chargé, plus la zone thermique chaude est élargie. Ceci est probablement dû à la surutilisation du genou. En effet, les microtraumatismes répétés lors de la course peuvent augmenter la synovite qui correspond à l'inflammation de l'enveloppe de l'articulation et par conséquent augmente la température cutanée du genou gauche.

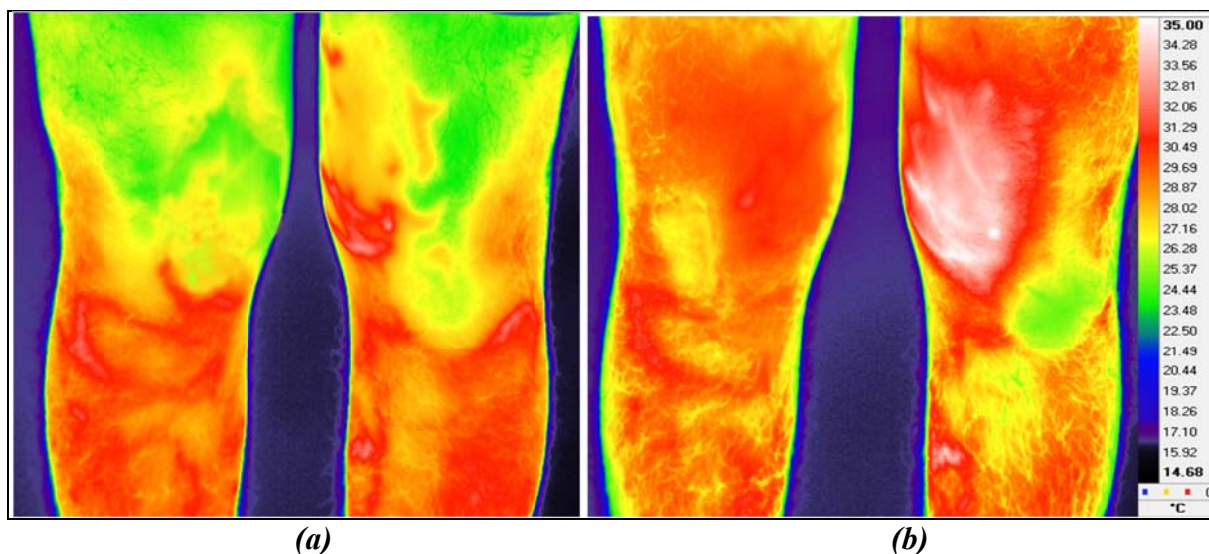


Fig. 3 : Cartographies thermiques des genoux gauche et droit d'un participant ayant une arthrose au genou gauche (a) : avant course, (b) après course

4.2. Evolution de la température en fonction du temps

Sur la figure 4 sont représentées, à la fois, les variations des températures moyennes cutanées des genoux avant la course et les variations des températures moyennes cutanées des genoux après la course pour le groupe GA et le group GB et cela en fonction du temps.

Avant la course, nous observons une différence significative entre les variations des températures moyennes cutanées des genoux sains et des genoux souffrant d'arthrose. En effet, nous notons une différence de $1,3 \text{ }^\circ\text{C}$ ($T_{\text{moyenne, Genoux sains}} = 26,55 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_{\text{moyenne, Genoux arthrose}} = 27,85 \text{ }^\circ\text{C}$). Cet écart est plus important après la course. Nous remarquons une augmentation de la température moyenne cutanée en fonction du temps quelque soit le groupe d'étude. Cependant l'écart entre l'avant et l'après course est plus important et égal à $4 \text{ }^\circ\text{C}$

pour le groupe souffrant d'arthrose du genou (à $t = 300s$, $T_{moyenne, Genoux arthrose} = 31,86 \text{ }^\circ\text{C}$). Les microtraumatismes répétés lors de la course peuvent être responsables de l'inflammation aggravée de l'articulation du genou.

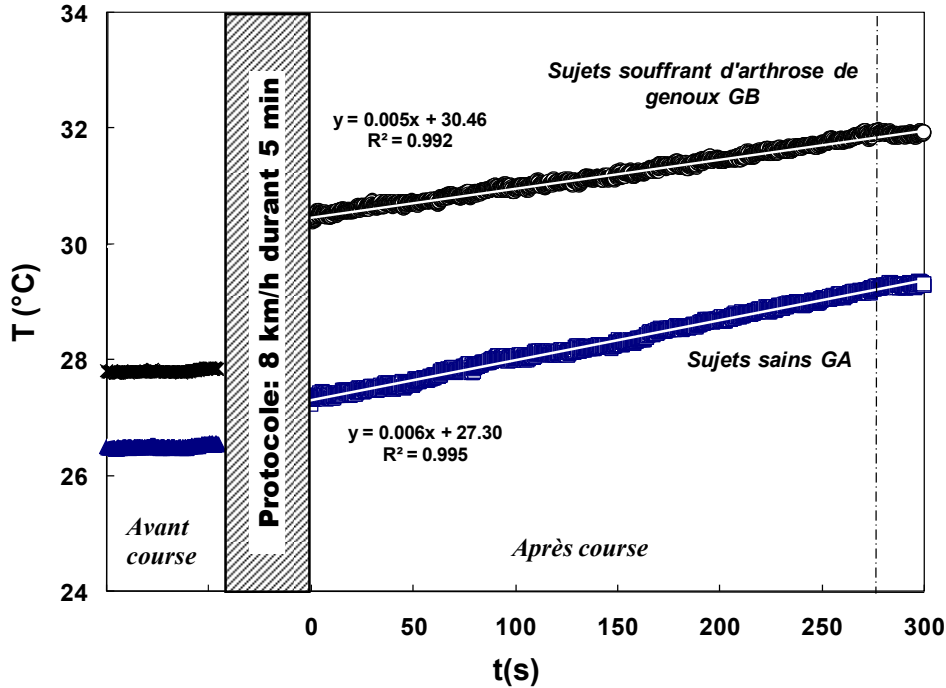


Fig. 4 : Variation de la température moyenne cutanée du genou chez les deux groupes GA et GB en fonction du temps

De plus, nous observons une évolution linéaire parfaite durant 270 s (avec un coefficient de régression très proche de l'unité) pour les deux groupes GA et GB. A partir de $t = 270$ s l'évolution linéaire est suivie d'une tendance asymptotique traduisant le début d'un processus de relaxation thermique.

4.3. Corrélation entre l'intensité de douleur et la température moyenne du genou présentant de l'arthrose

Il semble judicieux et intéressant de se pencher sur la question du ressenti de la douleur chez les participants atteints d'arthrose de genou. Même si cette question est basée sur une analyse subjective, la vraie question qui se pose est de savoir s'il y a une relation entre l'intensité de douleur et la température moyenne cutanée du genou qui est une conséquence de l'inflammation.

Sur la figure 5 est représentée la corrélation entre la température moyenne cutanée du genou malade du groupe GA et l'intensité de douleur. Nous observons une évolution linéaire avant la course avec un coefficient de régression proche de l'unité. Ce qui montre que la température peut-être considérée comme un paramètre important pour l'évaluation de la douleur.

De même, après la course, nous notons une forte corrélation entre la température du genou et son degré de sévérité d'arthrose : plus la valeur de la température est élevée, plus la sensation de douleur est sévère. Ceci est peut-être dû à la surutilisation du genou pendant la course. En effet, le choc répété lors de la flexion et l'extension du genou peut augmenter la sensation de douleur et par la suite la sécrétion d'un liquide abondant dont la ponction permet de préciser le caractère inflammatoire, rendant alors l'articulation très douloureuse entraînant des nodules inflammatoires que l'on appelle des pannus synoviaux.

Cependant, l'évolution linéaire après la course possède un coefficient de régression inférieur à 1. Ceci peut être lié à l'état mental et émotionnel subjectif du sujet suite à l'effort. D'où la nécessité de compléter cette étude par une hétéro-évaluation basée sur l'observation du comportement des participants souffrant d'arthrose du genou (GB).

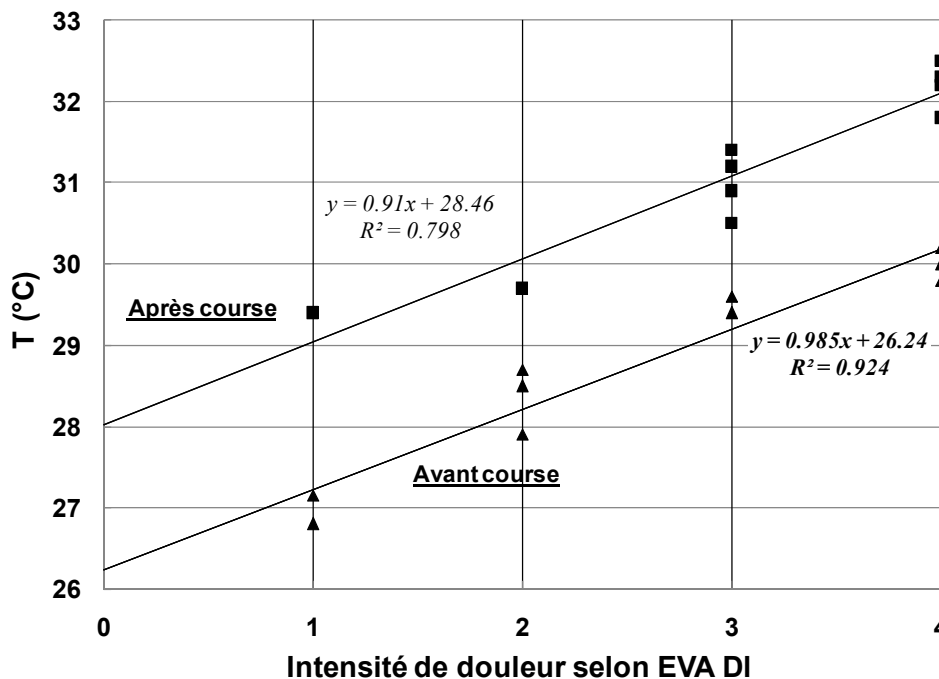


Fig. 5 : Corrélation entre la température moyenne cutanée du genou souffrant d'arthrose et l'estimation de la sévérité de la douleur

5. Conclusion

Nous avons mesuré la température cutanée du genou chez des sujets sains et des sujets souffrant d'arthrose. Les températures ont été déterminées par thermographie infrarouge.

Les résultats ont montré que la variation de température est en corrélation avec l'intensité de douleur pour les sujets ayant l'arthrose. Il a été montré que la différence de température entre les genoux droit et gauche était significativement plus élevée chez les sujets ayant l'arthrose.

Cette étude a ainsi montré que la thermographie infrarouge semble être un outil de diagnostic fiable pour détecter l'inflammation du genou. Elle a aussi démontré la stabilité de mesures thermographiques au cours d'une période très courte. Nous pensons que la thermographie infrarouge, qui est une technique non intrusive, permet de détecter les premières manifestations cliniques de l'arthrose du genou et pourrait être utilisée comme une mesure de l'évolution de la pathologie.

Il sera intéressant de développer cette étude et de prédire l'évolution de la maladie de l'arthrose et éventuellement de déterminer une corrélation entre les images thermographiques et radiographiques.

Références

- [1] Y. Rolland, I. Glisezinski, F. Crampes, F. Pillard, D. Rivière, Sport et arthrose fémorotibiale, *Sci Sports*, (2000), 15: 125-157.

- [2] G. Gozlan, L. Bensoussan, J.M Coudreuse, J. Fondarai, V. Gremeaux, J.M Viton, Mesure de la force des muscles rotateurs de l'épaule chez des sportifs sains de haut niveau (notation, volley-ball, tennis) par dynamomètre isocinétique : comparaison entre épaule dominante et non dominante, *Ann Readap Med Phys*, (2005), 49: 8-15.
- [3] EM. Roos, L. Dahlberg, Positive effects of moderate exercise on glycosaminoglycan content in knee cartilage: a four-month, randomized, controlled trial in patients at risk of osteoarthritis, *Arthritis Rheum*, (2005), 52: 3507-3521.
- [4] L. Sharma, A. Chang, Advancing our understanding of its impact on the knee and the hip, *Ann Rheum Dis*. (2007), 66: 141-143.
- [5] O. Gabay, D.J. Hall, F. Berenbaum, Y. Henrotin, C. Sanchez, Arthrose et obésité: modèles expérimentaux Osteoarthritis and obesity: Experimental models, *Revue du Rhumatisme*, (2008), 75: 1215-1219.
- [6] S.H Wiertsema, H.J.A Van Hoff, L.A.A Migchelsen, M.P.M Steultjens, Reliability of the KT-1000 and the Lachman test in patients with ACL rupture, *The Knee*, (2008), 15: 107-117.
- [7] A.J Schuster, M.J McNicholas, S.W Wachtl, D.W McGurty, R.P Jacob, A new mechanical testing device for measuring anteroposterior knee laxity, *Am J Sports Med*, (2004), 32: 1731-1736.
- [8] S.M Albert, M. Glickman, M. Kallish, Thermography in orthopedics, *Ann N Y Acad Sci*, (1964), 70: 121-157.
- [9] A.J Arenas, F. Gomez, R. Salas, An evaluation of the application of infrared thermal imaging to the tele-diagnosis of sarcoptic mange in the Spanish ibex (*Capra pyrenaica*), *Vet Parasitol*, (2002), 109: 111-118.
- [10] T. Feng, P. Zhao, G. Liang, Diagnostic significance of topical image of infrared thermograph on the patient with lumbar intervertebral disc herniation—a comparative study on 45 patients and 65 normal control, *Zhongguo Zhong Xi Yi Jie He Za Zhi*, (1998), 18:527-557.
- [11] M. Brenner, C. Braun, M. Oster, P.S Gulko. Thermal signature analysis as a novel method for evaluating inflammatory arthritis activity, *Ann Rheum Dis*, (2006), 65:306-317.
- [12] S.M. Horvath, J.L Hollander, Intra-articular temperature as a measure of joint reaction, *J Clin Invest*, (1949), 73: 441-469.
- [13] P.A Bacon, A.J Collins, F.J Ring, J. Cosh, Thermography in the assessment of inflammatory arthritis, *Clin Rheum Dis*, (1976), 2: 51-65.
- [14] D.J Ben-Eliyahu, Infrared thermographic imaging in the detection of sympathetic dysfunction in patients with patellofemoral pain syndrome, *J Manipulative Physiol Ther*, (1992), 15(3):164-70.
- [15] M.R Maly, E.G Culham, P.A Costigan. Static and dynamic biomechanics of foot osteoarthritis in people with medial compartment knee osteoarthritis, *Clinical Biomechanics*, (2002), 17: 603-610.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier Pascal Legrain, directeur de l'URF STAPS de Reims qui nous a permis l'accès à tous les équipements nécessaires afin de mener à bien ces expériences.

Conductivité thermique effective des composites renforcés avec des inclusions distribuées aléatoirement.

Moussa AADMI^{*1}, Mimoun ELHAMMOUTI¹, Mustapha KARKRI², Laurent IBOS²

¹Centre d'Etudes Doctorales Sciences et Techniques, Faculté Pluridisciplinaire de Nador
Equipe de la Science de l'environnement. 300 Selouane, 62700, Nador Maroc.

²Université Paris Est, Centre d'Etude et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes (CERTES) - EA 3481, 61 avenue du Général de Gaulle- 94010 Créteil, cedex.

* (auteur correspondant : moussa_aadmi@hotmail.com)

Résumé

Dans ce travail, l'intérêt est porté sur le calcul de la Conductivité Thermique Effective des matériaux composites (*CTE*). Les simulations ont été réalisées su COMSOL[®] 4.2a pour un Volume Élémentaire Représentatif (*VER*) chargé aléatoirement avec des inclusions hétérogènes et polydispersées. L'influence du rapport de conductivités thermique entre phases, du taux volumique et de l'hétérogénéité sur la *CTE* du composite est prise en compte dans ces calculs. Les résultats sont analysés et comparés aux différents modèles analytiques.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|--------------------------------------------|-----------------------------|----------------------------------|
| h | coefficient de transfert, $W.m^{-2}K^{-1}$ | α | rapport de forme |
| k | conductivité thermique, $W.m^{-1}K^{-1}$ | <i>Indices et exposants</i> | |
| q | flux thermique, $W.m^{-2}$ | f | charge |
| <i>Symboles grecs</i> | | eff | conductivité thermique effective |
| σ, τ | températures, K | m | matrice |
| φ | taux volumique de charge (%) | c | calcul |
| | | amb | température ambiante |

1. Introduction

Les composites à matrice polymère sont largement employés dans de nombreuses applications industrielles, en particulier dans les domaines de l'aéronautique, l'automobile, l'électronique, etc... Cette importance est liée par exemple à leur facilité de mise en forme, à leur faible densité et à leur bonne résistance à la corrosion chimique... Cependant, ces composites sont caractérisés par une faible conductivité thermique conduisant parfois à des limitations de leur utilisation. De ce fait, l'enjeu majeur est d'élever cette conductivité sans pour autant pénaliser les autres propriétés. En effet, charger une matrice polymère de particules conductrices telles que des billes de laiton [1], du noir de carbone [2], des poudres métalliques [3], des fibres d'aluminium [4], ou bien encore du graphite [5-6] sont autant de solutions qui permettent d'accroître notablement la conductivité effective du composite. De telles propriétés thermiques s'associent aux qualités usuelles des matériaux composites à matrice polymère : faible masse volumique, bonnes propriétés mécaniques, résistance

à la corrosion, mise en œuvre aisée... Néanmoins, la difficulté de prédiction de la Conductivité Thermique Effective (*CTE*) de ces matériaux limite leur développement.

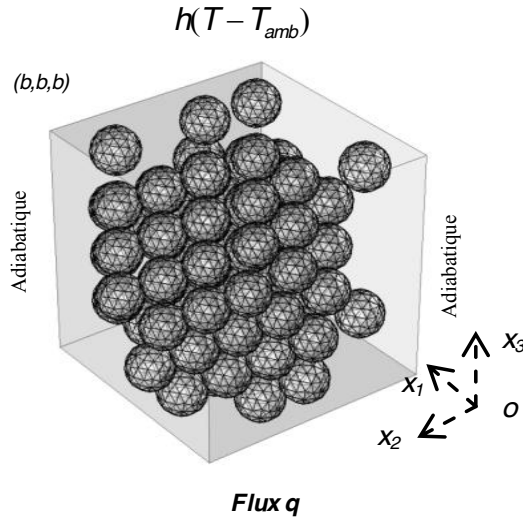
De très nombreux modèles ont déjà été proposés dans la littérature pour modéliser les propriétés thermiques des matériaux composites [7-10]. Ces derniers sont en règle générale peu adaptés aux matériaux à renforts polydispersés et distribués aléatoirement constitués de fibres, de sphères ou d'ellipsoïdes, avec de possibles résistances de contact aux interfaces inclusions-inclusions ou inclusions-matrice. Ce travail porte sur la prédiction de la conductivité thermique effective de matériaux composites à deux phases par la simulation numérique 3D. La simulation est effectuée à l'aide du code de calcul COMSOL® 4.2a couplé à un algorithme de génération de formes développé sous Matlab®. Afin de simplifier les calculs, les simulations numériques ont été réalisées pour un Volume Élémentaire Représentatif (*VER*) chargé aléatoirement avec des particules sphériques, cylindriques ou elliptiques (Figures 1-3). L'influence du rapport de conductivités thermiques entre phases, de la distance entre les inclusions, du taux volumique et de l'hétérogénéité sur la conductivité effective du composite est prise en compte dans les simulations numériques. Les résultats sont analysés et comparés aux différents modèles analytiques.

2. Modèle mathématique

Le composite à renforts conducteurs est vu comme une répétition périodique d'un Volume Élémentaire Représentatif (*VER*) de volume $\Omega_{VER} = b^3$. Le VER est constitué d'un ensemble d'inclusions de volume Ω_{in} , telles que $\Omega_{in} \ll \Omega_{VER}$, distribuées aléatoirement. Soient σ et τ , les températures respectivement dans les inclusions et dans la matrice (*VER*). Les faces latérales étant adiabatiques, sur la face inférieure ($x_3 = 0$) on suppose un flux conductif constant et sur la face supérieure ($x_3 = b$) un flux de chaleur proportionnel au coefficient de transfert thermique h (Tableau 1). Soit k_m la conductivité thermique de la matrice et k_f la conductivité thermique des inclusions. Les équations mathématiques représentant le modèle physique, sont données par le système (1-9).

| <i>Matrice :</i> | <i>Inclusions :</i> |
|-------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| $\nabla(k_m \nabla \tau) = 0$ dans $\Omega_{VER} - \Omega_{in}$ | $\nabla(k_f \nabla \sigma) = 0$ Ω_{in} |
| $-k_m \frac{\partial \tau}{\partial n} = q$, $x_3 = 0$ | $-k_f \frac{\partial \sigma}{\partial n} = 0$, matrice \cap inclusions |
| $-k_m \frac{\partial \tau}{\partial n} = h(T - T_{amb})$, $x_3 = b$ | $-k_f \frac{\partial \sigma}{\partial n} = 0$, surfaces latérales |
| $-k_m \frac{\partial \tau}{\partial n} = 0$, matrice \cap inclusions | |
| $-k_m \frac{\partial \tau}{\partial n} = 0$, surfaces latérales | |

On y distingue l'équation de la chaleur dans la matrice couplée à celle dans les inclusions, les conditions aux limites et interfaciales. Dans ce modèle 3D, nous étudions le régime stationnaire en prenant en compte le rapport de conductivité thermique entre phases et la microstructure du composite.



Flux q
 Figure 1 : Distribution aléatoire des inclusions sphériques dans le Volume Élémentaire Représentatif (VER)

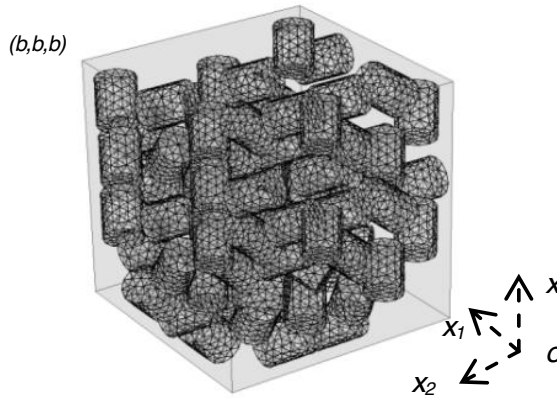


Figure 2 : Distribution aléatoire des inclusions cylindriques dans le VER

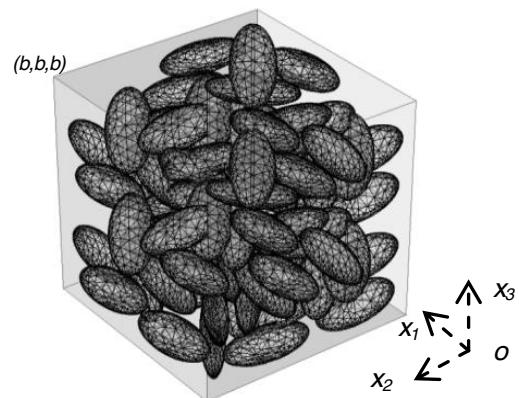


Figure 3 : Distribution aléatoire des ellipsoïdes dans le VER

| | |
|-----------------------|----------------------------------------|
| flux de chaleur : q | 200 W.m ² |
| Coefficient d'échange | 0.44 W.m ² .K ⁻¹ |
| Température de l'air | 298 K |

Tableau 1 : Valeurs des conditions aux limites

Calcul de la conductivité thermique effective du composite: D'après la figure 1, l'expression du flux total traversant la face supérieure du VER est donnée par l'équation suivante :

$$k_{eff} \Delta \tau \times \frac{b^2}{b} = -k_m \int_0^b \left(\int_0^b \frac{d\tau}{\partial x_3} \Big|_{x_3=b} dx_2 \right) dx_1 \tag{10}$$

La conductivité thermique effective est donnée par :

$$k_{eff} = \frac{-k_m \int_0^b \left(\int_0^b \frac{d\tau}{\partial x_3} \Big|_{x_3=b} dx_2 \right) dx_1}{\Delta \tau \times b} ; \Delta \tau = (\tau_{moy_sup} - \tau_{moy_inf}) \tag{11}$$

Avec τ_{moy_sup} et τ_{moy_inf} : températures moyennes, respectivement, sur la face supérieure et inférieure.

3. Modèles théoriques

De nombreux modèles analytiques ont été proposés pour la prédiction des propriétés thermophysiques des matériaux composites [11]. Nous utiliserons dans ce travail trois modèles qui prennent en compte le facteur de forme :

Modèle de Hashin et Shtrikman : ce modèle est inspiré de l'approche de Maxwell en utilisant l'hypothèse de la perturbation. Hashin et Shtrikman ont développé ce modèle pour différents types d'inclusions, la conductivité thermique effective du composite est donnée par la relation suivante :

$$k_{eff} = k_m \left[\frac{1 + (d-1)B\varphi}{1 - B\varphi} \right] \quad ; \quad B = \frac{k_f - k_m}{k_f + (d-1)k_m} \quad (12)$$

où d est un paramètre qui représente la dimension du système et il définit la forme des charges. Dans le cas d'une dispersion sphérique $d = (1/x_1 + 1/x_2 + 1/x_3)/(1/x_1)$ avec : ($x_1 = x_2 = x_3$), ce qui conduit à la valeur $d=3$. Dans le cas d'inclusions cylindriques ou ellipsoïdales distribuées aléatoirement dans le VER , nous utilisons une valeur moyenne du paramètre d :

$$d = d_m = \left[\sum_{i=1}^3 d_{x_i} \right] / \sum_{i=1}^3 i \quad \text{avec} \quad d_{x_i} = (1/x_1 + 1/x_2 + 1/x_3)/(1/x_i) \quad (13)$$

Modèle de Lewis et Nielsen : ce modèle tient compte de la forme des inclusions (Tableau 2), de leur distribution dans la matrice et de la fraction maximale de compactage des charges φ_{max} au travers de plusieurs paramètres (notés ici A_{LN} et B_{LN}) dont les valeurs sont reportées dans la littérature pour de nombreux cas [8-12]. Ce modèle est défini par :

$$k_{eff} = k_m \frac{1 + A_{LN} B_{LN} \varphi}{1 - B_{LN} \psi \varphi} \quad ; \quad \psi = 1 + \frac{(1 - \varphi_{max})\varphi}{\varphi_{max}^2} \quad ; \quad B_{LN} = \frac{k_f / k_m - 1}{k_f / k_m + A_{LN}} \quad (14)$$

Modèle de Hatta et Taya : Ce modèle permet le calcul de la conductivité thermique de polymères chargés par des fibres et prend en compte la forme et les interactions entre les inclusions. La conductivité thermique effective est donnée par l'équation (15).

$$k_{eff} = k_m \left(1 - \frac{\varphi_2 (k_f - k_m) [(k_f - k_m)(2S_{33} + S_{11}) + 3k_m]}{3(k_f - k_m)^2 (1 - \varphi) S_{11} S_{33} + k_m (k_f - k_m) R + 3(k_m)^2} \right) \quad (15)$$

où S_{ij} , un facteur spécifique à la géométrie des inclusions et R sont donnés par :

$$R = 3(S_{11} + S_{33}) - \varphi(2S_{11} - S_{33}) \quad (16)$$

Avec :

$$S_{11} = \frac{\alpha}{2(\alpha^2 - 1)^{3/2}} \left[\alpha \sqrt{\alpha^2 - 1} - \cosh^{-1}(\alpha) \right] \quad S_{33} = 1 - 2S_{11}$$

Dans le cas d'inclusions sphériques, on obtient : $\alpha = L/D$ et $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 1/3$

4. Résultats et discussion

Dans ce travail nous présentons une étude numérique des propriétés thermophysiques de quatre modèles représentatifs du composite. Les valeurs des différentes propriétés géométriques des charges conductrices sont représentées dans le tableau 2.

| | Forme des inclusions | d | A_{LN} | $\alpha = L / D$ | $\Omega_{in} (m^3)$ |
|------------|----------------------|------|----------|------------------|---------------------|
| Modèle (a) | Sphères | 3 | 1.5 | - | |
| | Cylindres | 3.57 | 1.58 | 1.2347 | 0,03351 |
| | Ellipsoïdes | 4.08 | 2.08 | - | |
| Modèle (b) | Sphères | 3 | 1.5 | - | |
| | Cylindres | 3.57 | 1.58 | 1.2295 | 0,01413 |
| | Ellipsoïdes | 4.84 | 2.08 | - | |
| Modèle (c) | Sphères | 3 | 1.5 | - | 0,00418 |
| | Cylindres | 3.57 | 1.58 | 1.2345 | |
| Modèle (d) | Sphères | 3 | 1.5 | - | 0,00214 |
| | Cylindres | 3.45 | 1.58 | 1.1194 | |

Tableau 2 : Modèles de simulation numérique et valeurs des paramètres correspondants aux formes des inclusions.

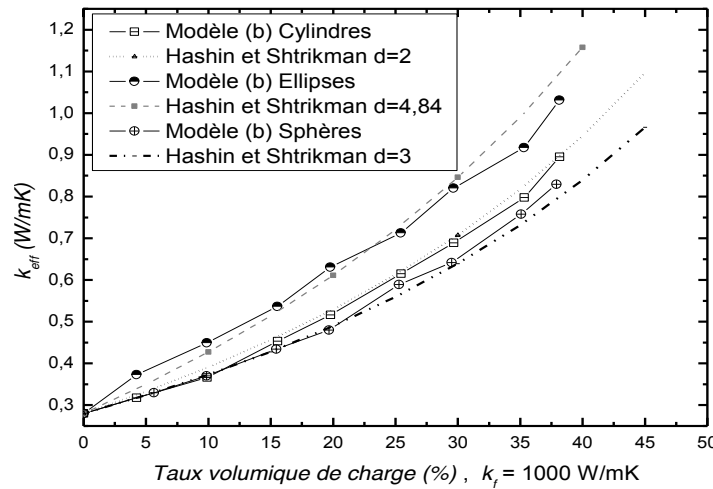


Figure 4 : Evolution de k_{eff} en fonction du taux de charge : comparaison avec les modèles analytiques.

4.1.Effet de la forme des inclusions

La figure 4 représente la variation de la conductivité thermique effective des composites en fonction de la concentration volumique et la forme des inclusions. Nous avons fixé pour chaque modèle (b), pendant le processus de génération des formes, le volume des inclusions Ω_{in} (Tableau 3), et nous avons augmenté la concentration φ . On observe un accroissement non linéaire de la conductivité thermique en fonction de l'élévation de la concentration en charges. Cette augmentation était attendue, car les inclusions possèdent une conductivité thermique plus importante ($k_f = 1000 W/mK$) que celle de la matrice, $k_m = 0.28 W/mK$. On observe sur cette figure que le composite chargé avec des ellipsoïdes possède une conductivité thermique plus importante que ceux chargés avec des cylindres ou des

sphères. Ces résultats sont en accord avec le modèle analytique de Hashin et Shtrikman (Eq. 12) et des travaux rapportés dans la littérature [15].

4.2.Effet de la taille des inclusions

La figures 5-6-7 représentent l'évolution de la conductivité thermique effective en fonction de la taille des inclusions. Cette étude montre que les composites qui possèdent des charges de petite taille conduisent mieux la chaleur que les composites possédant des charges de taille plus importante, à concentration volumique constante $\varphi = 30\%$. Ces résultats sont en accord avec des travaux menés au laboratoire (CERTES) et les résultats rapportés dans la littérature [16,17]. Il est communément admis que l'utilisation de particules de faible taille dans un volume donné tend à augmenter la probabilité de formation d'un chemin conducteur continu permettant un transfert de chaleur amélioré à travers le matériau [18]. Ceci se traduit par ailleurs par un seuil de percolation électrique plus faible lors de l'utilisation de particules de faibles taille [18,19]. En revanche, si la résistance de contact entre charges conductrices est importante du fait soit d'un état de surface très rugueux ou de la présence d'une couche d'oxyde plus isolante, un effet inverse peut être observé [20].

Dans cette étude, l'effet de la taille sur la conductivité thermique des composites (Figure 5) est plus important pour des composites chargés avec des sphères. On constate une augmentation de 73% de la conductivité effective pour une diminution du rayon de 12%. Cette augmentation semble élevée par rapport à ce qui peut être observé expérimentalement. Ceci est probablement dû au fait que les résistances de contact entre particules ou phases différentes, la dispersion en taille des particules et leur forme légèrement irrégulière ne sont pas prises en compte pour l'instant dans les simulations numériques. La prise en compte de ces paramètres est donc un enjeu important afin de parvenir à une modélisation précise des propriétés thermophysiques de composites.

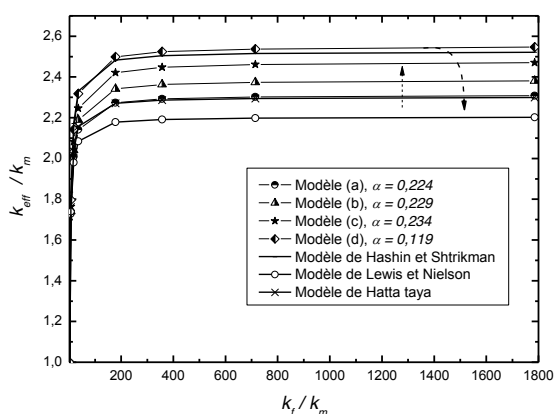


Figure 6 : Evolution de CTE en fonction de α à $\varphi=30\%$

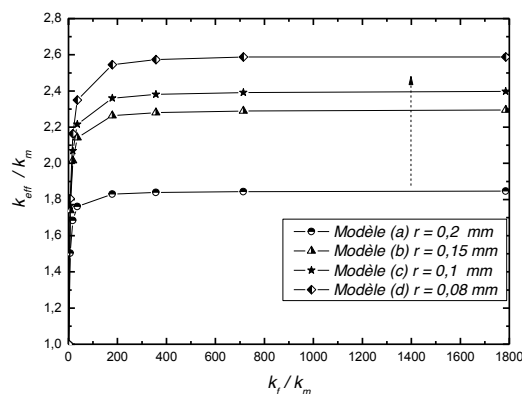


Figure 5 : Evolution de CTE en fonction du rayon des sphères à $\varphi=30\%$

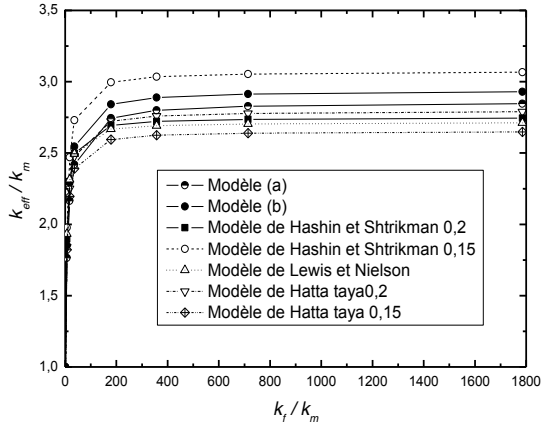


Figure 7 : Effet de la forme des ellipsoïdes sur la CTE : Ω_{in} variable et $\varphi=30\%$.

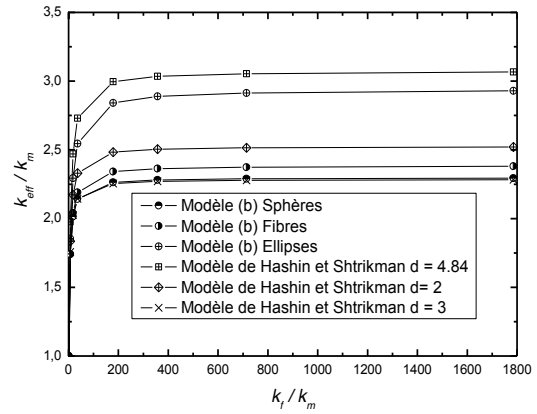


Figure 8 : Effet de la forme des inclusion sur la CTE : Ω_{in} constant et $\varphi=30\%$.

En revanche, pour les inclusions cylindriques nous constatons une augmentation de 20% pour une augmentation de 1% de $\alpha = L / D$. On observe un effet inverse pour le résultat du modèle (d), la conductivité thermique qui augmente quand α diminue. Ceci montre que la taille des inclusions influence le comportement thermique général du composite. Nous avons confronté les valeurs obtenues numériquement (Figures 6-7) à celles données par les modèles théoriques qui tiennent en compte la conductivité thermique des deux constituants et de leurs concentrations respectives mais aussi de la forme des particules. On remarque que ces modèles donnent une estimation de la valeur de la conductivité thermique pour une concentration moyenne ($\varphi = 30\%$) assez proche des résultats de simulation numérique (écart inférieur à 10%). Il est ensuite intéressant de suivre les variations de la conductivité effective en fonction de k_f / k_m (figure 8) et de la forme des inclusions à $\Omega_{in} =$ constante. Il apparaît, au-delà de $k_f / k_m = 200$, que la conductivité thermique augmente très peu, ce qui montre le peu d'intérêt de choisir une charge plus conductrice [21]. L'examen de ces résultats numériques montre que l'écart entre ces configurations est compris entre 9% pour le passage d'une distribution de sphères à une distribution de cylindres et 63% pour le passage à une distribution d'ellipsoïdes.

5. Conclusion et perspectives

Les travaux numériques ont montré que les simulations par éléments finis 3D couplées à un programme de génération de formes permettent de prévoir la conductivité effective des composites renforcés avec des inclusions distribuées aléatoirement. Par ailleurs, il est apparu que l'utilisation de charges conductrices de forme ellipsoïdale dans les composites à la place de sphères permet d'obtenir une conductivité effective plus élevée tout en gardant le même taux de charge. Afin de compléter ce travail et d'étudier l'applicabilité de ces modèles numériques à des matériaux réels, des caractérisations expérimentales sont prévues pour divers échantillons composites hétérogènes. Par ailleurs, afin de se rapprocher du comportement thermophysique de matériaux composites réels, il serait nécessaire de prendre en compte dans les simulations numériques d'une part l'effet de la résistance de contact entre charges et entre la matrice et la charges et d'autre part l'effet d'une dispersion de taille des inclusions pour une forme donnée.

Bibliographie

- [1] M. Karkri et al., Numerical and experimental study of thermophysical properties of spheres composite materials, *Int. J. High Temperatures-High Pressures*, Vol. 40, No.1 pp. 61-81 (2011).
- [2] T. Dupuis, F. Danes, B. Garnier, Predicting, measuring and tailoring the transverse thermal conductivity of composites from polymer matrix and metal filler. *Int. J. of Thermophysics*, 24(3):771–784, 2003.
- [3] Y. Agari, T. Uno, Estimation on thermal conductivities of filled polymers *J. Applied Polymer Sc.*, 2:5705–5712, 1986.
- [4] T. Dupuis, P. Lerendu, T. P. Nguyen, F. Danès, B. Garnier, Non-uniformity of the filler concentration and of the transverse thermal and electrical conductivities of filled polymer plates. *Composites Sc. and Tech.*, 5:945–951, 2005.
- [5] J. M. Keith, C. D. Hingst, M. G. Miller, J. A. King, R. A. Hauser, Measuring and predicting in-plane thermal conductivity of carbon-filled nylon 6,6 polymer composites, *Polymer Composites*, 10:1001-1007, 2006
- [6] E. H. Weber, Development and modeling of thermally conductive polymer/carbon composites, PhD Dissertation, Michigan Technological University, (1999)
- [7] J. C. Maxwell. A treatise on electricity and magnetism. 1, 1891.
- [8] L. E. Nielsen, The Thermal and Electrical Conductivity of Two-Phase Systems. *I&EC Fundamentals*, Vol.13, No. 1, 17-20, 1974.
- [9] D. J. Tanner, A. C. Cleland, J. K. Carson, S. J. Lovatt, Thermal conductivity bounds for isotropic porous media, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 48:2150–2158, 2005.
- [10] X. Cheng, A. M. Sastry, and B. E. Layton, Transport in stochastic fibrous networks, *J. Eng. Mater. Technol.*, 123:12–19, 2001.
- [11] S. Torquato, *J. Mec. Phys. Solids*, Vol. 45, p1421,1997.
- [12] T. B. Lewis and L. E. Nielsen, *J. Appl. Polym. Sci.* Vol. 14, p 1449, 1970.
- [13] R. I. Mc Cullough, Transport properties, chapitre 2.7, Delaware composite design encyclopedia (L. A. Carlsson and J. W. Gillespie eds), *Micromechanical Modelling*, Vol. 2 Technomic, Lancaster, p 205, 1990.
- [14] Y. Yin, *J. Reinforced Plastics and Composites*, Vol. 21, No. 18/2002
- [15] A. Pereira, Numerical Prediction of the Effective Thermal Conductivity of Fibrous Composite Materials, 9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, 2006.
- [16] I. Krupa, I. Chodak, *European Polymer Journal*, Vol. 37, p 2159, 2001
- [17] X. Lu, G. Xu, *J. Appl. Polym. Sci.*, Vol. 65, p 2733, 1997
- [18] A. Boudenne, L. Ibos, M. Fois, E. Géhin, J-C. Majesté, Electrical and thermal behavior of Polypropylene filled with copper particles, *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, Vol. 36, pp. 1545-1554, 2005
- [19] B. Agoudjil, L. Ibos, J-C. Majesté, Y. Candau, Ye-P. Mamunya, Correlation between transport properties of Ethylene Vinyl Acetate/glass, silver-coated glass spheres composites, *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, Vol. 39 (2), pp. 342-351, 2008
- [20] A. Boudenne, L. Ibos, M. Fois, E. Géhin, J-C. Majesté, Thermophysical properties of Polypropylene/Aluminum composites, *Journal of Polymer Science - Part B: Polymer Physics*, Vol. 42, pp. 722-732, 2004
- [21] I. Krupa, V. Cecen, R. Tlili, A. Boudenne, L. Ibos, Thermophysical properties of ethylene–vinylacetate copolymer (EVA) filled with wollastonite fibers coated by silver, *European Polymer Journal*, Vol. 44 (11), pp. 3817-3826, 2008.

Echanges de chaleur et de masse à l'impact d'une goutte en situation de Leidenfrost – Modèles et expériences

P. Dunand¹, M. Gradeck^{1*}, G. Castanet¹, F. Lemoine¹, D. Maillet¹

¹LEMETA Université de Lorraine CNRS, 54500 Vandœuvre les Nancy

*michel.gradeck@univ-lorraine.fr

Résumé - Dans cet article, nous présentons des résultats expérimentaux concernant l'interaction goutte individuelle-paroi et plus particulièrement les transferts thermiques associés. Un banc d'essais a été spécialement conçu pour permettre les mesures simultanées de la topologie des gouttes en interaction avec la paroi (ombroscopie + imagerie rapide), leur température avant et après impact (2cPLIF) et le flux extrait en paroi (thermographie IR + méthode inverse). Le but étant de comprendre les mécanismes des interactions gouttes-parois ; ce qui est primordial pour aborder le problème multi physique que pose le refroidissement par sprays. Afin de pouvoir proposer un modèle pertinent permettant de prédire la cinétique de refroidissement d'une pièce de métallurgie, il est nécessaire (1) de pouvoir modéliser les échanges de chaleur liés à l'évaporation partielle des gouttes lors de leur impact sur une surface dans des conditions non isothermes, (2) d'étendre ces modèles à des interactions multiples (plusieurs gouttes en interaction) avant (3) d'aborder le problème plus complexe du refroidissement par sprays.

Nomenclature

| | |
|----------|--------------------------------------------|
| a | diffusivité, $m^2.s^{-1}$ |
| D | diamètre, m |
| E_{IG} | Energie perdue pour une goutte, J |
| j | harmonique |
| k | conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ |
| K | nombre de Mundo, $K = \sqrt{We}.Re^{0.25}$ |
| m | masse, kg |
| p | variable de Laplace |
| R | rayon, m |
| Re | nombre de Reynolds, $U_n D_g / \nu$ |
| T | température, K |
| t | temps, s |
| T^* | température adimensionnée |
| U | vitesse, $m.s^{-1}$ |
| We | nombre de Weber, $\rho U_n^2 D_g / \sigma$ |

Indices et symboles

| | |
|-----------------------|-------------------------------------|
| 0 | valeur initiale |
| G | goutte |
| L | liquide |
| <i>Leid</i> | Leidenfrost |
| n | normale à la paroi |
| P | paroi |
| <i>SAT</i> | saturation |
| V | vapeur |
| <i>Symboles grecs</i> | |
| λ | longueur d'onde, m |
| θ | différence de température, K |
| ν | viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$ |
| ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| σ | tension superficielle, $N.m^{-1}$ |

1. Introduction

Dans les industries sidérurgiques, la réussite de la phase « refroidissement » est primordiale pour l'obtention d'aciers aux propriétés thermomécaniques désirées. Contrairement au refroidissement par jet qui ne requiert que quelques paramètres de contrôle (e.g. vitesse du jet à l'impact, vitesse de défilement, diamètre du jet et température du jet), le refroidissement par sprays est beaucoup complexe. Cette complexité provient essentiellement des multiples interactions gouttes-parois que l'on peut rencontrer ; il existe principalement trois grandes classes de régimes : les régimes de rebond et de splashing pour des températures de parois

supérieures à la température de Leidenfrost¹ et les régimes de dépôts pour des températures de parois inférieures à cette température limite.

Les régimes d'impact observés peuvent être prédits à l'aide d'une température adimensionnelle, T^* et du nombre de Mundo, K .

$$T^* = \frac{T_P - T_{SAT}}{T_{Leid} - T_{SAT}} \text{ et } K = \sqrt{We} \cdot Re^{0.25} \quad (1)$$

Pour des gouttes d'eau impactant une paroi chauffée : si $T^* < 1$, la goutte va se déposer à la paroi sans « rebondir » et ce quel que soit la valeur de K ; les régimes de rebond sont observés pour $T^* > 1$ et $K < 380$, [1]. Pour des nombres de Mundo supérieurs à cette limite, on observe une désintégration de la goutte à l'impact (splashing). En situation de rebond (ou de splashing), un film de vapeur va être instantanément créé entre la goutte et la paroi solide, empêchant ainsi tout contact de la goutte avec celle-ci (effet Leidenfrost). C'est cette situation que nous étudions ici.

Dans un premier temps, il s'agit de caractériser les transferts thermiques associés à chaque régime : flux de refroidissement en paroi (ϕ_{1G}), flux transmis à la goutte (ϕ_L), flux d'évaporation (ϕ_{LV}). Ces quantités sont nécessaires à la compréhension fine de l'interaction goutte-paroi mais une modélisation complète requerra d'autres paramètres liés tant à la dynamique de l'interaction (e.g. évolution du diamètre d'étalement pour un rebond ou distribution taille-vitesse pour un cas de splashing), qu'à la thermique (épaisseur du film vapeur). Dans cette étude, nous nous sommes volontairement limités aux régimes de Leidenfrost pour lesquels il est possible de dissocier les effets individuels des effets collectifs (collision ou coalescence de gouttes). Le flux de chaleur perdu par la paroi à l'impact de la goutte est estimé par méthode inverse (Lelong et al. [2]), l'échauffement de la goutte est mesuré à l'aide d'une méthode optique originale à savoir la fluorescence induite par laser à deux couleurs étendue à de l'imagerie (2cPLIF), Dunand et al. [3]. Finalement, le couplage de ces deux techniques permet le calcul du flux d'évaporation par l'établissement d'un bilan thermique de l'impact.

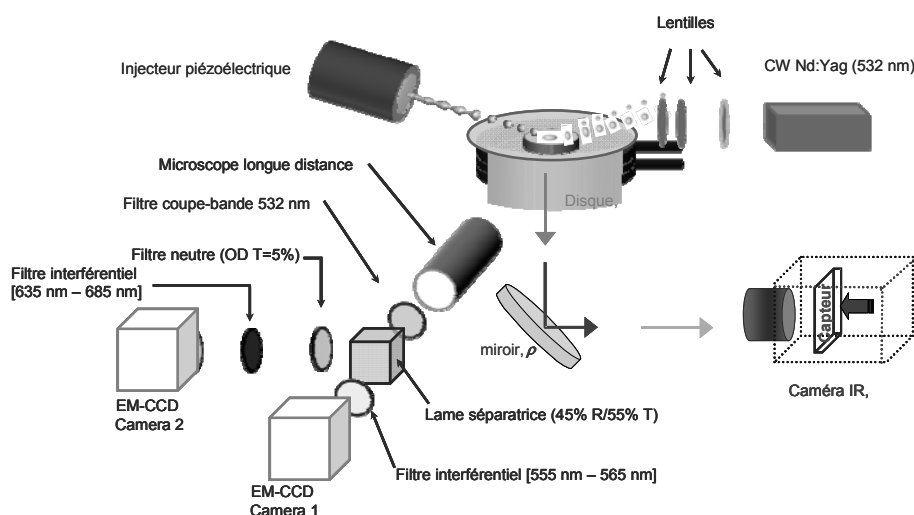


Figure 1. Schéma du dispositif expérimental et moyens de mesure

¹ La température de Leidenfrost peut dépendre du nombre de Weber basé sur la vitesse normale de la goutte incidente. Dans la figure 1, la température de Leidenfrost correspondant au cas de la goutte sessile.

2. Descriptions du banc d'essais et des moyens de mesure

Le banc d'essais et les moyens de mesures sont schématiquement représentés sur la figure 1. Un train de gouttes monodispersées est obtenu par la fragmentation contrôlée d'un jet liquide par l'instabilité de Rayleigh générée par l'excitation d'une piezocéramique. Ce train impacte en son centre une pastille de nickel ($r_{Ni} = 12,5\text{mm}$ et $e = 500\mu\text{m}$) chauffée par induction électromagnétique à une température supérieure à la limite de Leidenfrost. Les gammes de diamètres ($80\mu\text{m} < D_g < 300\mu\text{m}$) et de vitesses des gouttes générées ($3\text{m/s} < U < 12\text{m/s}$) dépendent de la fréquence excitatrice ($5\text{kHz} < f_{inj} < 30\text{kHz}$), du diamètre de l'orifice et de la pression d'alimentation (1 à 6 bars). La température des gouttes à la sortie de l'injecteur est finement régulée et mesurée à l'aide d'un thermocouple de *type K*. Sur la figure 1 n'est pas représenté le dispositif (caméra rapide + éclairage) permettant la mesure par ombroscopie des paramètres dynamiques de l'impact (diamètre, vitesse, temps de résidence).

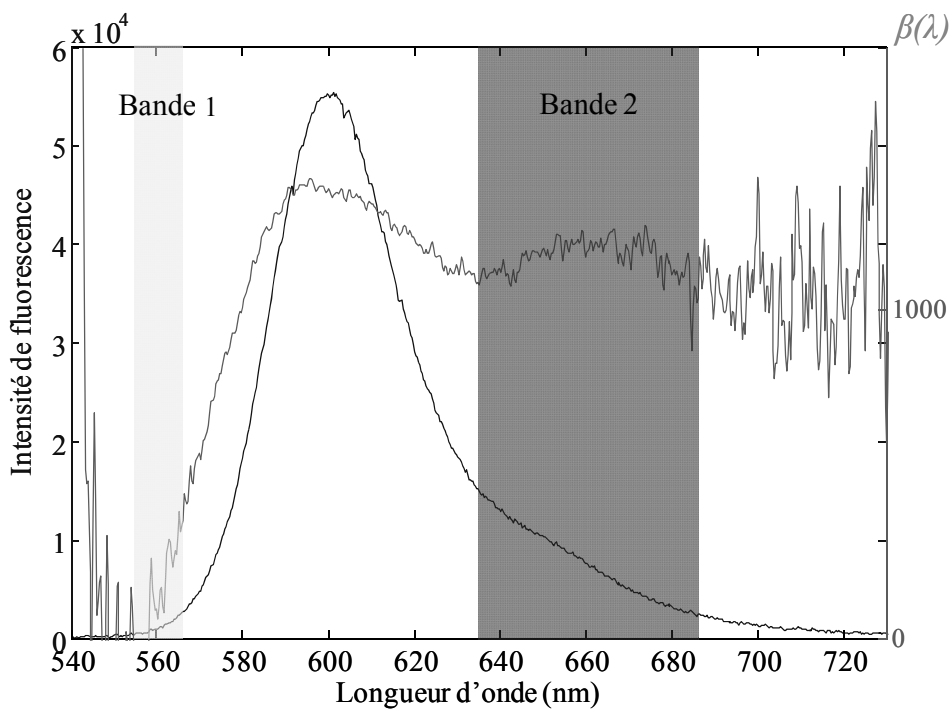


Figure 2. Intensité du signal de fluorescence et sensibilité en température

2.1 Mesure du champ de température du train de gouttes en interaction avec la paroi

La méthode 2cPLIF [3] est une évolution de la méthode 2cLIF mise au point par Castanet et al. [4] ; elle a été étendue à de l'imagerie pour les besoins spécifiques de cette étude. Un dispositif de lentilles permet d'obtenir un plan laser ($\lambda_{laser}=532\text{nm}$) afin d'exciter le traceur fluorescent (rhodamine 640) contenu dans le liquide et qui émettra en retour un signal de fluorescence dont l'intensité dépend de plusieurs paramètres :

$$I_f(\lambda) = K_{opt}(\lambda) \cdot K_{spec}(\lambda) \cdot V_c \cdot C \cdot I_{laser} \cdot e^{\beta(\lambda)/T} \tag{2}$$

L'intensité du champ de fluorescence obtenue est ensuite collectée par deux cameras CCD (Hamamatsu EM-CCD camera C9100-02) avec une résolution de 1000x1000 pixels (chaque pixel étant en réalité un photon multiplicateur) et ceci sur deux bandes spectrales, [505nm-515nm] and [635nm-685nm] judicieusement choisies en fonction de la sensibilité du signal de

fluorescence à la température (figure 2). Le rapport des intensités de fluorescence sur ces deux bandes permet l'élimination de plusieurs paramètres difficilement accessibles :

$$R_{12} = \frac{K_1 V_c C I_{laser} e^{\beta_1/T}}{K_2 V_c C I_{laser} e^{\beta_2/T}} = K' e^{(\beta_1 - \beta_2)/T} \quad (3)$$

La connaissance de ce rapport permet ainsi de déterminer la température des gouttes incidentes et réfléchies avec une précision de l'ordre de 2°C.

2.2 Mesure du champ de température de température en face arrière de la cible : estimation du flux de refroidissement

Les profils de température en face arrière de l'échantillon sont mesurés par thermographie infrarouge à l'aide d'une caméra matricielle *Cedip Jade III* équipée d'un objectif de 200mm (distance focale égale à 2m) offrant une résolution de 320x240 pixels. L'estimation du flux de refroidissement du aux seules gouttes en interaction avec la cible en nickel repose une méthodologie inverse [2] et plus largement détaillée dans la thèse de F. Lelong [5]. En effectuant au préalable une moyenne angulaire du champ de température cylindrique $T(r, \alpha, z, t)$, on obtient une équation de Bessel (4a) dans les espaces transformées de Laplace (—)-Hankel (\sim) [2] associée au conditions limites suivantes (4b,c).

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}_j}{\partial z^2} - \gamma_j^2 \tilde{\theta}_j = 0 \quad (4a)$$

Avec $\theta(r, z, t) = T(r, z, t) - T_{init}$; $\gamma_j^2 = \alpha_j^2 + \frac{p}{a}$; $\alpha_0 = 0$ et $\alpha_j R = j\pi + \frac{\pi}{4} - \frac{3}{8} \frac{1}{j\pi + \pi/4}$ si $j > 1$

$$\rightarrow \text{face avant (F)} : k \left. \frac{\partial \tilde{\theta}_j}{\partial z} \right|_{z=0} = h_{EQ}^F \left(\tilde{\theta}_j - \frac{\tilde{\theta}_{\infty, j}}{p} \right) + \tilde{q}_{j, G} \quad (4b)$$

$$\rightarrow \text{face arrière (R)} : -k \left. \frac{\partial \tilde{\theta}_j}{\partial z} \right|_{z=e} = h_{EQ}^R \left(\tilde{\theta}_j - \frac{\tilde{\theta}_{\infty, j}}{p} \right) + K_{cond} R_{cav} J_0(\alpha_j R_{cav}) \left(\bar{\theta}(r = R_{cav}) - \frac{\tilde{\theta}_{sum, j}}{p} \right) \quad (4c)$$

Ce système est intégrable en considérant que les propriétés thermophysiques du nickel n'évoluent pas significativement dans la gamme de température de l'expérience (300-700°C). Sa solution permet d'exprimer une relation entre le champ de température mesuré en face arrière, le flux de refroidissement du aux gouttes (inconnue du système) et la contribution des autres pertes thermiques que subit l'échantillon de nickel : convection naturelle en face et arrière et caractérisée par un coefficient d'échange h , rayonnement en face avant et arrière caractérisé par une émissivité ε et conduction dans le support de la cible caractérisée par une conductance K_{cond} , cf figure 3. Il est à noter qu'une détermination précise de ces différentes contribution est préalable à toute estimation du flux de refroidissement du aux gouttes. Finalement, une inversion de Laplace de la solution du système précédant fait apparaitre plusieurs produits de convolution ; la relation² entre l'harmonique de température en face arrière et l'harmonique du flux recherché peut s'exprimer sous forme matricielle à partir de la relation suivante en assimilant le flux $q_{d, n}(t)$ à une fonction constante par morceaux sur chaque pas de temps correspondant à la fréquence d'acquisition de la caméra (ou un multiple) :

² L'expression des différentes impédances Z_n est détaillée dans la référence [5].

$$\tilde{\theta}_n^R(t) = -\left[e^{-a\alpha_n^2 t} \tilde{Z}_n^A(t) \right] * \tilde{q}_{n,G}(t) + \left[\int_0^t e^{-a\alpha_n^2 t'} \tilde{Z}_n^B(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{\infty,n} + \left[\int_0^t e^{-a\alpha_n^2 t'} \tilde{Z}_n^C(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{stum,n} - \left[e^{-a\alpha_n^2 t} \tilde{Z}_n^C(t) \right] * \theta(r = R_{cav}, t) \tag{5}$$

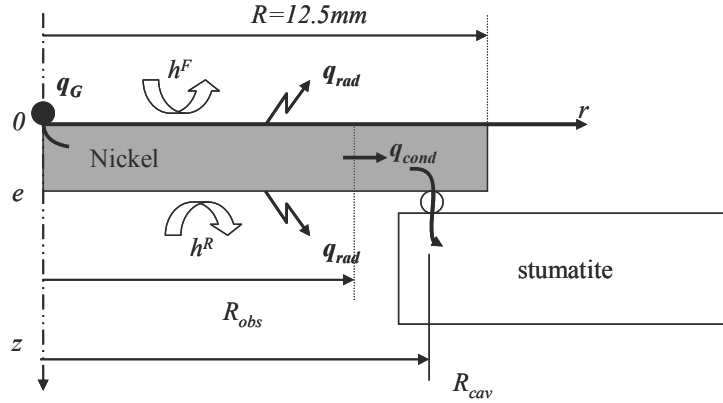


Figure 3. Représentation schématique des transferts associés à la cible de nickel

Finalement un retour dans l'espace réel est effectué par une inversion de Hankel. Par définition, le flux de refroidissement $q_g(t)$ est la moyenne temporelle à chaque pas de temps du flux de refroidissement des n gouttes incidentes ayant interagi avec la paroi pendant le temps d'interaction t_R . L'énergie (E_{IG}) prélevée à chaque impact de goutte est donc une moyenne statistique sur un échantillon de $n_g=1/f_{inj}$ gouttes :

$$E_{Id}(t) = \frac{q_G(t)\Delta t}{n_G} = \frac{q_G(t)}{n_G f_{camera}} = \frac{q_G(t)}{f_{inj}} \tag{6}$$

3. Energie de refroidissement, échauffement et évaporation des gouttes

L'énergie prélevée à l'impact d'une goutte est extrêmement ténue ($\sim 0,1mJ$) ; de ce fait, la précision dans la détermination des pertes convecto-radiatives et par conduction dans le support est cruciale. Sur la figure 4, nous montrons l'évolution des énergies obtenues pour un diamètre de goutte de l'ordre de $156\mu m$, pour différentes valeurs de l'angle d'incidence permettant une variation de la vitesse normale. Par conséquent, le régime d'interaction évolue du régime de rebond parfait vers un régime de splashing. La valeur de E_{IG} (décrite dans le sens des températures décroissantes) baisse de façon monotone jusqu'à la température de Leidenfrost où on observe une brutale augmentation de l'énergie due au mouillage de la paroi (régime de dépôt). On met également en évidence la dépendance de la température de Leidenfrost au nombre de We basé sur la vitesse normale.

La figure 5 montre un exemple de mesure de température des gouttes dans le cas d'un *splashing* (figure 5a). Un échauffement significatif des gouttes après impact est observé. A partir de ces images du champ de température, la température moyenne des gouttes incidentes et secondaires (i.e. réfléchies) peut être calculée (figure 5b). La moyenne est pondérée par l'intensité de fluorescence (figure 5c) puisque cette dernière est approximativement proportionnelle au débit massique de liquide traversant la région d'intérêt au cours du temps d'intégration de la caméra. On montre alors que l'échauffement des gouttes est proportionnel au nombre de We puis, en régime de *splashing*, un plateau semble être atteint (figure 6).

La connaissance de l'énergie perdue par la paroi couplée à la mesure de l'échauffement des gouttes pendant le temps d'interaction permet d'établir par bilan, la quantité Δm de liquide évaporé :

$$E_{1d} = Q_L + Q_{LV} + Q_V = (m - \Delta m)C_{pL}\Delta T_{LIF} + \Delta m C_{pL}(T_{SAT} - T_0) + \Delta mL_V + C_{pV}\Delta T_V \quad (7)$$

En considérant (en première approximation que $\Delta T_V = T_p - T_{SAT}$, l'équation (7) permet d'estimer la quantité Δm (figure 7). A nombre de Weber fixé, cette quantité est relativement plus importante pour des gouttes de faibles diamètres.

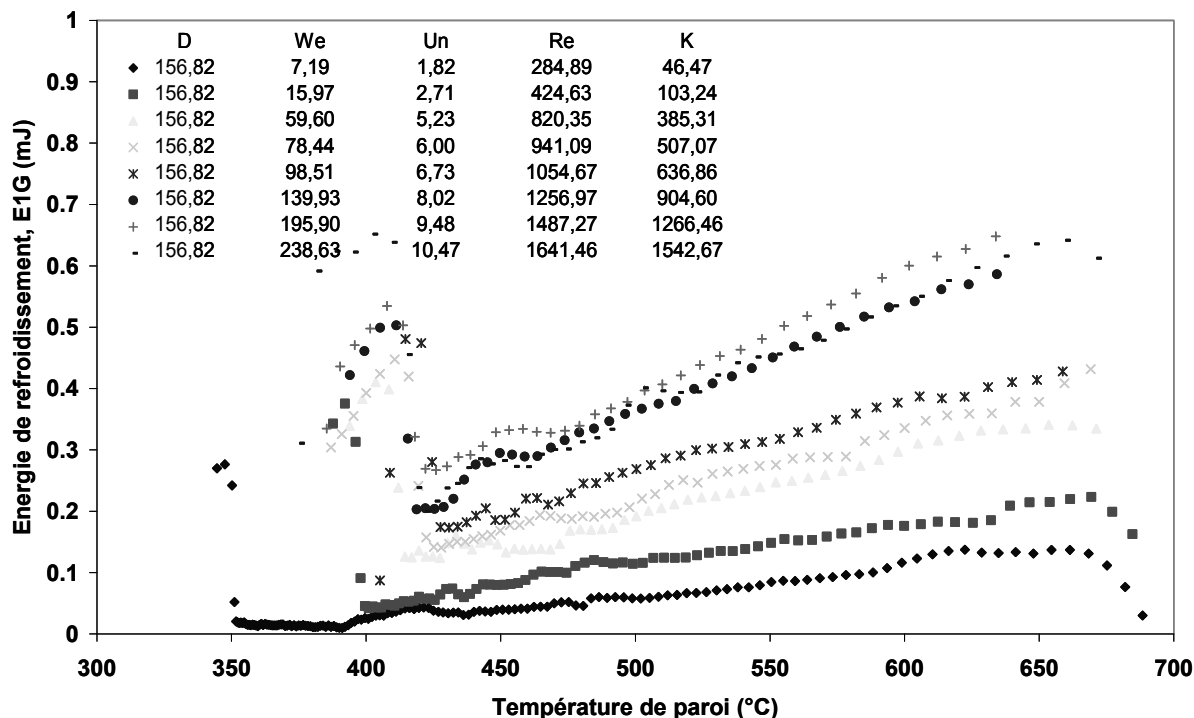


Figure 4. Exemple d'énergie de refroidissement pour différents nombres de We

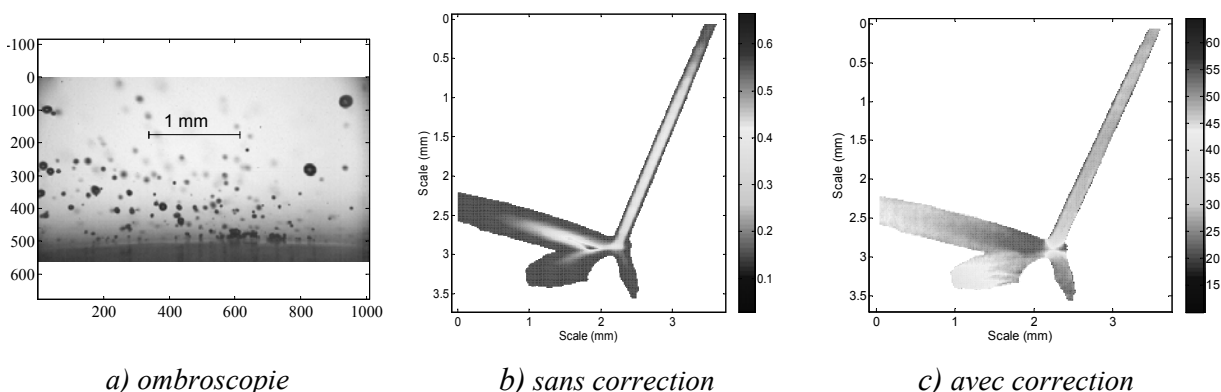


Figure 5. Exemple de mesure du champ de température de gouttes en interaction avec la paroi $D_G=180 \mu m, U_n=10 \text{ m/s}, \alpha=70.3^\circ, f_{inj}=12 \text{ kHz}, T_p=540^\circ C$

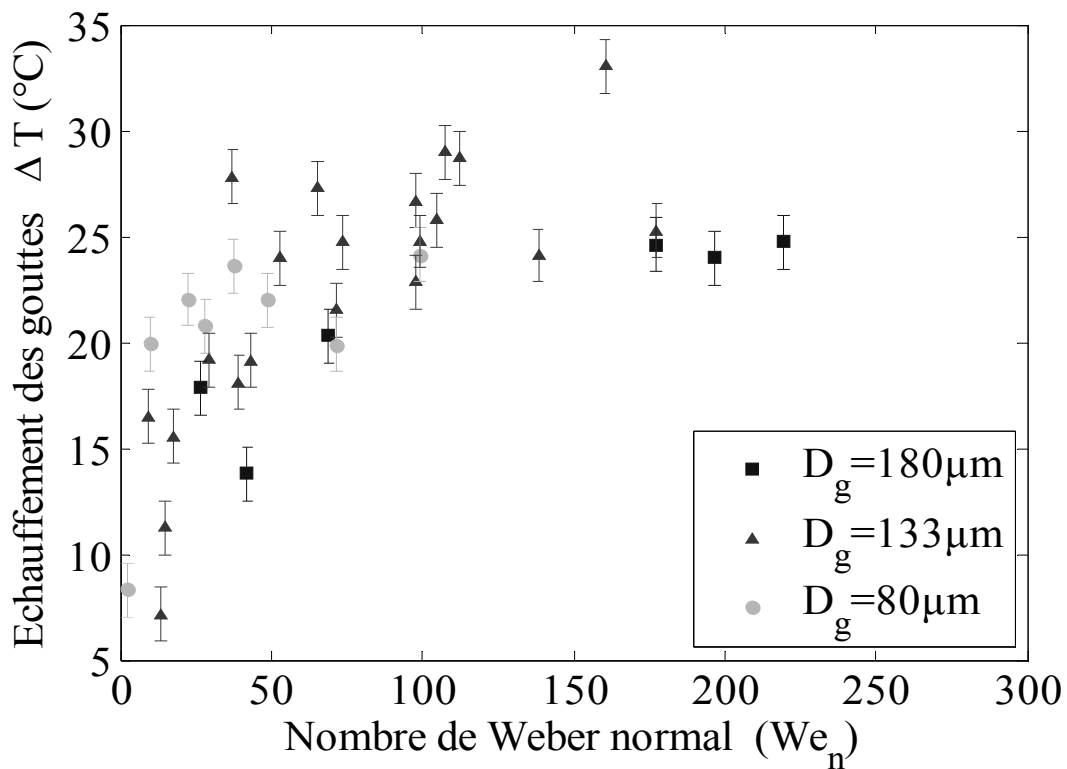


Figure 6. Echauffement des gouttes

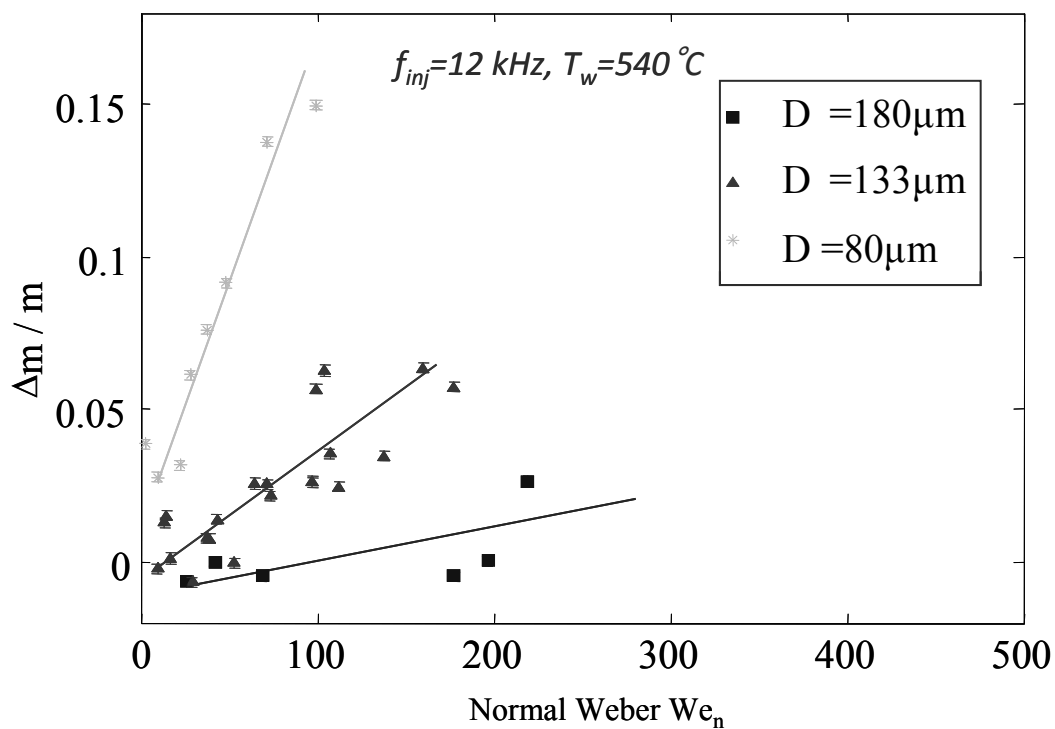


Figure 7. masse évaporée relative

4. Conclusion

L'association de deux techniques (2cPLIF + thermographie IR) a permis d'établir un bilan thermique approché de l'interaction goutte-paroi chauffée. Pour le moment, cette étude se limite aux régimes de Leidenfrost mais sera prochainement étendue à l'étude des régimes de dépôt. La banque de données constituée (à la disposition de la communauté) permettra de valider des modèles d'interactions qui seront ensuite implantés comme sous modèles de maille dans des codes de CFD.

Références

- [1] G. Castanet, T. Liénart, F. Lemoine, 2009, Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 52, Issues 3-4, 670-679
- [2] F. Lelong, M. Gradeck, B. Rémy, A. Ouattara, D. Maillet, Inverse Conduction Technique in Hankel domain using infrared thermography: Application to droplet stream quenching a metal disk, IHTC14, Washington, August 2010.
- [3] P. Dunand, G. Castanet, and F. Lemoine, "A two-color Planar LIF technique to visualize the temperature of droplets impinging onto a heated wall," in 15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne, Portugal, 2010, pp. 05-08.
- [4] G. Castanet, P. Lavielle, M. Lebouche, and F. Lemoine, "Measurement of the temperature distribution within monodisperse combusting droplets in linear streams using two-color laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 35, pp. 563-571, 2003.
- [5] F. Lelong, 2010, Etude du refroidissement d'une paroi chaude sous l'effet de l'impact d'un train de gouttes mono-dispersées, Thèse de Doctorat Université Henri Poincaré.

Remerciements :

This work has been supported by the French National Agency (ANR) in the frame of the research program IDHEAS (n°ANR-NT09 432160).

Critères de sélection de fluides de substitution pour l'étude de la condensation convective dans des échangeurs à plaques.

Kifah SARRAF¹, Stéphane LAUNAY¹, Lounès TADRI ST¹, Christophe MARVILLET²

¹Laboratoire IUSTI, UMR CNRS 6595, Technopole de Château-Gombert
5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille cedex 13, France.

²LGP2ES-CNAM, 292 rue Saint-Martin 75141 Paris cedex 03, France.

Résumé

L'optimisation des échangeurs de chaleurs grâce à des surfaces améliorées est un moyen d'augmenter les performances des PAC réversibles. La caractérisation des performances de ces surfaces et leur optimisation nécessite une expérimentation avec un fluide de substitution dont la pression de travail est nécessairement plus faible que celle du fluide réel qui est le R-410A. L'approche de similitude a été appliquée à plusieurs fluides et les résultats montrent que le Pentane et le R-245fa présentent des comportements thermo-hydrauliques suffisamment similaires au R-410A.

Nomenclature

| | | | |
|-------|---------------------------------------------|-----------------------------|--------------------------------------|
| A | surface d'échange (m ²) | ΔT | différence de température (K) |
| b, HP | 2xamplitude de l'ondulation (mm) | ΔP | perte de pression (Pa) |
| D | le diamètre hydraulique (mm) | <i>Symboles grecs</i> | |
| G | flux massique (Kg/m ² .s) | λ | conductivité thermique (W/m.k) |
| g | accélération de la gravité (9.81 m2/s) | ρ | masse volumique (kg/m ³) |
| H | coefficient d'échange (w/m ² .k) | C_p | capacité thermique massique (j/kg.k) |
| L | longueur de la surface d'échange (m) | μ | viscosité dynamique (Pa.s) |
| l | largeur de la surface d'échange (m) | β | angle de corrugation (°) |
| Lv | chaleur latente de vaporisation (J/kg) | σ | tension de surface (N/m) |
| P | le pas de corrugation (mm) | <i>Indices et exposants</i> | |
| q | densité de puissance (W/m ²) | l | relatif à la phase liquide |
| S | section de passage (m ²) | v | relatif à la phase vapeur |
| V | vitesse du fluide (m/s) | h | relatif au diamètre hydraulique |
| x | titre massique de la vapeur | m | relatif au valeurs moyennes |

1. Introduction

Le projet dans lequel s'inscrit ce travail est un projet pour l'innovation industrielle dont l'objectif principal consiste à améliorer la qualité des ambiances intérieures des bâtiments, tout en réduisant la consommation d'énergie liée à la ventilation, au chauffage et à la climatisation. Dans ce projet, les recherches que nous menons visent à contribuer à l'optimisation des échangeurs de type évaporateurs et condenseurs à plaques ondulées (Figs. 1 et 2). Historiquement, ce type d'échangeurs a été conçu et développé pour des écoulements monophasiques, avec des applications du type procédé de pasteurisation du lait ou de traitement thermique d'huile végétale [1]. Après diverses adaptations, cette géométrie a été transposée, en l'état, aux écoulements à changement de phases liquide-vapeur au sein des machines frigorifiques à compression. Que ces échangeurs à plaques ondulées soient utilisés en modes condenseur ou évaporateur, diverses études de caractérisation ont montré une forte sensibilité du coefficient de transfert thermique global à la qualité des échanges côté fluide frigorigène, et ceci, en dépit du phénomène de changement de phase liquide-vapeur qui a pour effet d'intensifier les échanges.

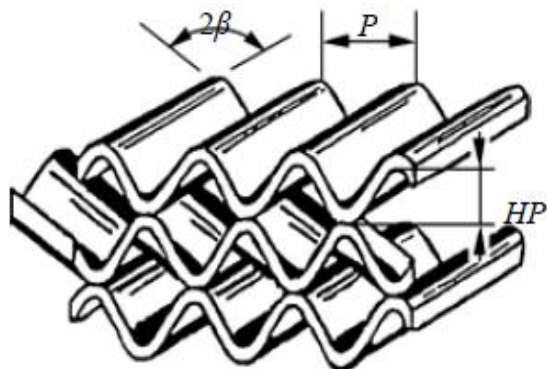


Figure 1 Paramètres géométriques

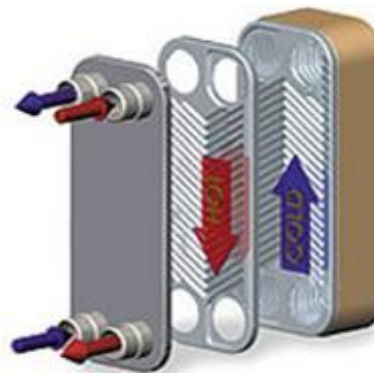


Figure 1 Echangeur à plaques brasées

De nombreuses études ([2], [3], [4], [5] et [6]) ont présenté un bilan des campagnes de mesures pour ce type d'échangeur. Ces études ont permis d'établir des corrélations prédictives de coefficients d'échange global pour certaines conditions opératoires (pression, flux massiques...). Ces corrélations, spécifiques à chacun des « designs » d'échangeur à plaques (motifs, angle, épaisseur des corrugations, ...) et pour le fluide frigorigène utilisé, font émerger l'importance d'un certain nombre de propriétés thermo-physiques du fluide (conductivité thermique, la capacité massique thermique...). Bien que ce processus de caractérisation traditionnel soit fiable, celui-ci est peu adéquat pour aider à configurer des échangeurs plus performants. Les modèles physiques avancés permettent d'établir des méthodes prédictives des performances des échangeurs. Pour élaborer ce type de modèle, il est nécessaire de mettre en place une base physique déduite de l'analyse expérimentale. Dans cet objectif, divers auteurs ont mené des études locales (instrumentation, visualisation...) qui se présentent en 3 catégories :

- Mesures locales de températures par thermocouple dans le fluide secondaire et en paroi pour caractériser l'occupation de chaque phase (gaz, diphasique et liquide) le long de l'écoulement du fluide frigorigène [5], [7]. La finesse de l'analyse est sensible au nombre de capteurs.

- Visualisation des écoulements diphasiques air/eau en conditions adiabatiques [8] et avec transfert de chaleur [9] par l'utilisation de plaques transparentes. Diverses cartes d'écoulement sont établies en introduisant la notion de la vitesse superficielle.

- Visualisation par rayons neutroniques, [10], [11], [12] lors de l'ébullition convective (HCFC-142b avec FC-3283 comme fluide secondaire) ou bien pour un écoulement air/eau. Ces expériences, assez lourdes à mettre en œuvre, présentent l'intérêt particulier d'accéder au taux de vide, un paramètre difficile à caractériser avec d'autres métrologies.

Ces études ont mis en évidence un certain nombre de problèmes comme le phénomène de mal-distribution du fluide par plaques, ou bien au sein de chaque canal. Cependant, la compréhension des mécanismes thermo-hydrauliques extraite de ces études peut s'avérer difficilement transposable aux écoulements dans les échangeurs intégrés aux systèmes frigorifiques tant les propriétés des fluides testés diffèrent des fluides frigorigènes. En effet, si les approches de caractérisation des écoulements sont intéressantes, rien ne présage que la structuration des écoulements observés soit juxtaposable tant les propriétés du mélange et/ou le rapport des forces engendrées sont différents.

Les conditions idéales seraient donc d'expérimenter les maquettes d'échangeur avec le fluide réellement utilisé dans les systèmes industriels. Pour notre application, orientée vers les pompes à chaleur pour la production d'eau chaude sanitaire (ECS), le fluide réfrigérant approprié à ce jour est le R410A (mélange 50%-50% de CH_2F_2 et CHF_2CF_3). Les niveaux de température exigés pour ce type d'applications, et en particulier pour l'ECS, impliquent des transferts de chaleur par condensation convective du R-410A à haut niveau de pression (20-40 bars) dans les échangeurs à plaques ondulées et brasées. A ces niveaux de pression, il devient délicat d'utiliser certaines métrologies applicables à des mélanges diphasiques, tels l'eau et l'air ([8], [9]), à pression autour de l'atmosphère.

Pour lever cette contrainte de fort niveau de pression de travail avec le fluide R410A, existe-t-il un fluide de substitution dont la pression de travail est nécessairement plus faible que celle du fluide réel, et dont les comportements thermo-hydrauliques seraient similaires à ceux du fluide réel ?

Dans cette étude, la recherche d'un fluide de substitution au R410A va être effectuée suivant 2 niveaux : 1/ la comparaison des propriétés thermo-physiques des fluides en priorisant celles dont l'influence sur les transferts thermo-hydrauliques est importante ; 2/ la comparaison des forces agissant sur l'écoulement à partir de certains nombres adimensionnels.

Cet article présente l'approche adimensionnelle, les critères de sélection et les résultats qui nous permettent d'identifier des fluides potentiels de substitution au R410A, répondant ainsi à notre objectif d'améliorer les connaissances sur la thermo-hydraulique de la condensation convective dans un échangeur à plaques ondulées.

2. Géométrie et critères de similitude

La similitude d'écoulement et de comportement repose sur des rapports constants de géométrie, des grandeurs physiques et des nombres adimensionnels. L'approche par similitude est utilisée dans la plupart des cas avec des écoulements monophasiques à surface libre ou en charge (limités par des frontières géométriques) pour résoudre des problèmes d'échelles. Pour cela un prototype ou maquette est créée, généralement réduite en taille. La similitude parfaite entre deux écoulements exige trois conditions à vérifier ([13], [14], [15]) :

- a) La similitude géométrique : un rapport constant des paramètres géométriques (longueur, largeur, diamètre..) entre le cas réel et le prototype ou le model.
- b) La similitude cinétique : rapport constant de la vitesse des particules homologues du cas réel et du prototype (même lignes de courant).
- c) La similitude dynamique : un rapport constant de toutes les forces qui agissent sur le fluide entre le modèle réel et le prototype. Dans ce cas, une égalité de plusieurs nombres adimensionnels doit être satisfaite, notamment pour les nombres de Reynolds et Froude pour le cas de fluide incompressible, et Reynolds et Mach pour le cas de fluide compressible.

La similitude dynamique met en place des nombres adimensionnels qui reflètent les forces physiques qui agissent sur l'écoulement comme la pesanteur, le frottement et les forces capillaires. La formulation de ces nombres pour un écoulement monophasique est relativement simple. Mais pour un écoulement avec changement de phase, les modèles d'écoulements (homogène, à phases séparées) interviennent et facilitent la formulation de ces nombres.

2.1. Géométrie

Pour la condensation dans les échangeurs à plaques, la similitude d'écoulement est rendue doublement complexe par la variabilité de la section du canal le long de l'écoulement et de la variation du titre de vapeur lié au phénomène de condensation au sein de l'échangeur. Les figures 1 et 2 présentent respectivement une vue d'artiste présentant les paramètres géométriques de l'échangeur et l'échangeur à plaques brasées. Le sens de l'écoulement du fluide frigorigène est descendant en mode condenseur, et ascendant en mode évaporateur. Ce type d'échangeurs a un espacement, entre deux plaques adjacentes, qui varie de 0 à 4 mm. Cet espacement est noté HP dans la figure 1. Parmi les paramètres géométriques d'influence majeure sur l'écoulement dans l'échangeur, on peut noter l'angle d'inclinaison de l'ondulation nommé β . Du point de vue industriel cet échangeur est formé de dizaines de plaques. La soudure entre les plaques permet de résister à des pressions de fonctionnement de 20 à 40 bars.

2.2. Critères de similitude

Un point de départ de la recherche d'un fluide de substitution au fluide frigorigène est de comparer les propriétés thermo-physiques des fluides. L'identification des paramètres ne pouvant être idéale pour chacun d'eux simultanément, il est nécessaire de prioriser ceux dont l'influence sur les transferts thermiques est importante. La synthèse bibliographique sur les études de condensation dans les échangeurs à plaques par approches corrélatives permet de mettre en évidence l'importance et

l'influence des propriétés physiques du réfrigérant en particulier celles de la phase liquide. Parmi ces propriétés physiques nous citons par ordre d'importance la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la viscosité, toutes de la phase liquide, [2] à [6]. On peut noter l'absence de la tension de surface dans la plupart des corrélations de transfert (excepté pour [16]), ce qui peut paraître surprenant pour un écoulement à changement de phases liquide-vapeur.

La comparaison des propriétés thermo-physiques des divers fluides ne peut suffire pour avoir une similitude du comportement thermo-hydraulique au sein de l'échangeur. La comparaison des forces agissant sur l'écoulement et les transferts thermiques est primordiale. En raison du manque d'information sur la nature de l'écoulement, la formulation des nombres adimensionnels pour la recherche de fluide de substitution est basée sur l'approche homogène de l'écoulement. Dans la littérature, les principaux nombres adimensionnels qui interviennent dans le phénomène de condensation convectif sont décrits dans le tableau 1. La comparaison de tous les nombres adimensionnels ne signifie pas qu'il aura une similitude dynamique, mais la similitude dynamique signifie une égalité de quelques nombres adimensionnels.

| Nombre adimensionnel | signification |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|
| $Re = G * \left(1 - x + x * \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.5} \right) * \frac{D_h}{\mu_l}$ | Reynolds exprime le rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses. |
| $St = \frac{h}{G * c_p}$ | Stanton exprime le rapport entre la chaleur transmise à un fluide et sa capacité thermique. |
| $Fr = G^2 * \frac{\left(\frac{x + 1 - x}{\rho_v \rho_l} \right)^2}{g * D_h}$ | Froude exprime le rapport entre les forces d'inerties et celles gravitaires. |
| $We = G^2 * D_h * \frac{\rho_v \rho_l}{\sigma}$ | Weber exprime le rapport entre les forces d'inerties et celles de tension de surface. |
| $Bond = g * D_h^2 * \frac{\rho_l - \rho_v}{\sigma}$ | Bond exprime le rapport entre les forces de flottabilité et celles de la tension de surface. |
| $Ec = \frac{V^2}{c_p * \Delta T}$ | Eckert exprime le rapport entre l'énergie cinétique et l'enthalpie. |

Tableau 1. Nombres adimensionnels

Une autre formulation plus adéquate du nombre d'Eckert dans le domaine de changement de phase est la suivante : $Ec = \frac{G^2}{\rho_m^2 * c_p * \Delta T}$. Le nombre Stanton, qui caractérise la diffusion thermique dans le fluide, peut s'avérer important comme critère de similitude. Toutefois, les informations sur le coefficient d'échange ne sont connues qu'à postériori.

Le flux massique G et la densité de puissance q sont reliés par l'expression $q = G * Lv * \frac{S}{A}$ où S est la section de passage du fluide, $S = HP * l$ et A est la surface d'échange thermique, $A = 2 * L * l$.

3. Comparaison des fluides relatifs aux critères de similitude

Outre les critères de similitude relatifs au comportement thermo-hydraulique, le fluide de substitution au R 410 a se doit d'avoir un niveau de pression modérée pour une température de saturation comprise entre 30 et 60°C afin de pouvoir être utilisé dans notre banc expérimental. La recherche de fluides de substitution a été effectuée à partir de la base de données de fluides du NIST (<http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>), du logiciel « Honeywell Refrigerants Properties Suite » et du logiciel « Solkane Software 7 ». Parmi la multitude de fluides, et par comparaison des propriétés thermo-physiques du fluide avec le R410 A, divers fluides sont retenus :

- a) HFE-7000, Pentane, R-245 fa pour les fluides à pression modérée, en substitution du R410 A pour une utilisation académique.
- b) R-32 et HFO-1234yf comme fluides à pression élevée qui présentent un intérêt industriel comme remplaçant des fluides frigorigènes actuels.

3.1. Comparaison des propriétés thermo-physiques

Les écarts relatifs des diverses propriétés thermo-physiques entre le R410 et les divers fluides sélectionnés sont présentées dans le tableau 2. Le premier chiffre correspond à l'écart à 30°C et le 2eme à 60°C.

| Propriétés R-410A | | Pression | Conductivité thermique liquide $\approx 0.083 \text{ W.(m.K)}^{-1}$ (%) | Chaleur spécifique liquide $\approx 2.46 \text{ kJ.(kg.K)}^{-1}$ (%) | Viscosité liquide $\approx 91 \text{ }\mu\text{Pa.s}$ (%) | Tension de surface $\approx 2.7 \text{ mN.m}^{-1}$ (%) | Chaleur latente $\approx 141 \text{ kJ.kg}^{-1}$ (%) |
|-------------------|----------|-----------|-------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| Basse pression | HFE-7000 | 0.8 à 2.2 | [-19 ; -9] | [-26 ; -55] | [278 ; 351] | [161 ; 825] | [-25 ; 16] |
| | Pentane | 0.8 à 2.1 | [19 ; 33] | [32 ; -21] | [84 ; 138] | [233 ; 1202] | [104 ; 187] |
| | R-245fa | 1.8 à 4.6 | [-3 ; 7] | [-24 ; -55] | [236 ; 286] | [199 ; 966] | [6 ; 60] |
| | Eau | P. atm | [573 ; 779] | [136 ; 33] | [604 ; 578] | [1489 ; 7255] | |
| Haute pression | R-32 | 20 à 40 | [33 ; 33] | [13 ; -5] | [-5 ; 4] | [34 ; 96] | [46 ; 67] |
| | 1234yf | 8 à 16 | [-34 ; -32] | [-23 ; -49] | [19 ; 33] | [24 ; 165] | [-21 ; 4] |

Tableau 2 Ecart relatif entre les propriétés thermo-physiques des fluides de substitution avec le R410 A (en %)

D'après les résultats du tableau 2, on observe un écart relatif modéré pour la conductivité, la chaleur spécifique et la chaleur latente de vaporisation. L'écart relatif sur la chaleur latente est plus important pour le Pentane : cela implique que pour une densité de flux imposé en paroi, le flux massique sera plus faible pour le Pentane. On observe un écart relatif important sur la viscosité : si cela peut affecter en particulier les chutes de pression, qu'en est-il des effets sur les interactions inter-faciales et les structures d'écoulement ? Pour la tension de surface, l'écart relatif est assez important (jusqu'à une majoration de 1000% pour le Pentane). On peut cependant rappeler, qu'aux vues des diverses corrélations de la littérature sur les transferts thermiques, la tension de surface a peu d'influence. Dans la bibliographie des échangeurs à plaques, [16] est une des rares études prenant en compte l'effet de la tension de surface. Cependant, avec un nombre capillaire faiblement pondéré et avec une valeur maximale est de $1.6 \cdot 10^{-3}$ pour leurs conditions expérimentales, cet effet est très modéré.

La comparaison de l'eau avec le R-410 A indique que l'eau ne peut guère être sélectionnée comme fluide simulant, compte tenu des écarts relatifs importants de ses propriétés par rapport au R410 A. On peut alors se poser la question de la difficulté de transposition directe des études relatives au mélange eau/air au cas des fluides frigorigènes.

Concernant les fluides haute pression, le R-32 se présente comme un remplaçant intéressant du R-410A. En effet, le R-32 a un GWP (Global Warming Potential) inférieur à celui de R-410A, une meilleure chaleur latente et une meilleure conductivité thermique.

3.2. Comparaisons des nombres adimensionnels

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont obtenus en fixant les densités de flux de chaleur imposées sur chacune des plaques de l'échangeur, dans une plage couvrant notre domaine d'application dans ce projet. La similitude géométrique est assurée avec un rapport 1. Les figures 3 et 4 montrent la position de chaque fluide dans la carte d'écoulement présenté par les nombres de Bond et Weber pour deux densités de flux chaleur imposées (6 et 24 kW/m²). Ce graphique compare les effets inertiels, capillaires et gravitaires. La droite d'équation $y=x$ (qui représente $Fr = 1$) sépare les domaines, inertiel et gravitaire. Le domaine limité par la droite $x=1$ ($We = 1$) et $y=1$ ($Bond = 1$) définit la zone où la tension de surface est dominante. Cette zone n'est pas représentée sur les figures 3

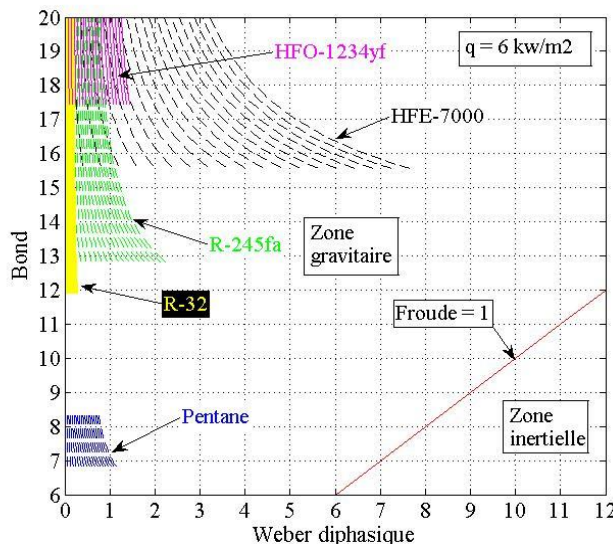


Figure 3 Carte d'écoulement en Bond-Weber pour 6 kW/m²

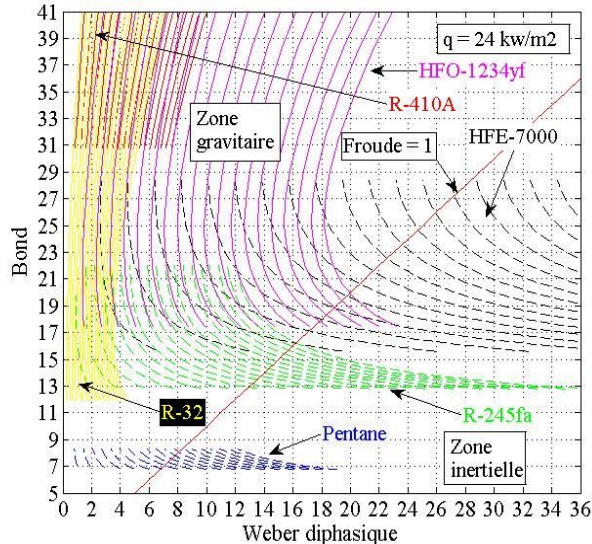


Figure 2 Carte d'écoulement en Bond-Weber pour 24 kW/m²

et 4 pour mieux distinguer les courbes des différents fluides. Les lignes en tracé interrompu se réfèrent aux fluides de pression modérée, et les lignes continues aux fluides de haute pression. Chaque ligne représente un titre x . Le titre varie de 0.05 à 0.95 par pas de 0.05. Le nombre de Bond diminue avec la température et le nombre de Weber augmente avec le titre de vapeur.

En gardant des niveaux de pressions acceptables, les plages de température étudiées sont de 26 à 66°C pour le R 410 A, de -20 à 70°C pour le R-32, de -10 à 80°C pour le HFO-1234yf, de 1 à 73°C pour le HFE-7000, de 30 à 70°C pour le Pentane, et de 0 à 70°C pour le R-245fa. Quel que soit la densité de flux imposé, l'écoulement du R 410 A apparaît purement gravitaire (pour la Fig. 3, les courbes du R-410A n'apparaissent pas car le nombre de Bond est supérieur à 30). Pour les faibles densités de flux, les courbes des divers fluides sélectionnés apparaissent pleinement dans la zone gravitaire de la carte d'écoulement. Les fluides hautes pressions (R-32 et HFO-1234yf) montrent un comportement gravitaire comme le R-410A. Cependant, pour les fortes densités de puissances (Fig. 4), on observe une transition d'écoulement du gravitaire à l'inertiel pour certaines conditions. Par exemple, le HFO-1234yf a une tendance à dépasser la frontière vers le domaine inertiel pour les forts titres et les basses températures (dans la plage 30 à 60 °C, ce fluide est contenu dans le domaine gravitaire).

Le R-245fa présentent deux comportements distincts : 1) gravitaire pour des températures supérieures à 35 °C ; 2) gravitaire puis inertiel pour des températures inférieures. Les courbes du Pentane et du HFE-7000 présentent des évolutions de comportements similaires : le comportement gravitaire de l'écoulement se développe en inertiel avec l'augmentation du titre. L'égalité entre tous les nombres adimensionnels entre les fluides et le R 410 A est délicate, mais il est possible de s'en rapprocher en augmentant le diamètre hydraulique (augmentation de l'espacement HP entre les plaques et de la surface des plaques pour garder la similitude géométrique).

Nous avons voulu vérifier cette carte d'écoulement avec les résultats expérimentaux de [6] qui a observé un changement de tendance dans l'évolution du coefficient d'échange global à partir d'un flux massique de 20 kg/m².s, pour des densités de flux en paroi de variant de 6 à 25 kW/m². [6] interprète ces résultats comme une modification du poids des forces qui agissent sur l'écoulement : condensation gravitaire pour $G < 20$ kg/m².s et condensation convective autrement. En se basant sur les données de Longo, la frontière entre gravitaire et inertiels ($Fr = 1$) apparaît pour $G = 70$ kg/m².s. Diverses questions se posent alors : est-ce que l'évolution du coefficient d'échange avec le flux massique résulte d'un changement dans le rapport des forces qui agissent sur l'écoulement ? Pour ce type d'échangeur à géométrie complexe, la formulation du $D_h = 2 * HP$, ne prenant en compte ni l'angle, ni le pas de corrugation, est-elle une grandeur représentative des structures d'écoulement ?

Un autre paramètre à comparer dans cette approche est le nombre de Reynolds. Il est déduit du bilan de la quantité de mouvement pour les forces visqueuses. La formulation utilisée est celle qui se trouve dans la bibliographie des échangeurs à plaques ([2], [3], [6]). Les figures 5 et 6 représentent la variation du Reynolds diphasique pour divers fluides en fonction du titre vapeur pour 2 densités de flux de chaleur en paroi (6 et 24 kW/m²) et deux températures de saturation Ts à 30 et 60 °C, respectivement. L'écart entre les différents fluides et le R-410A augmente avec l'augmentation de la

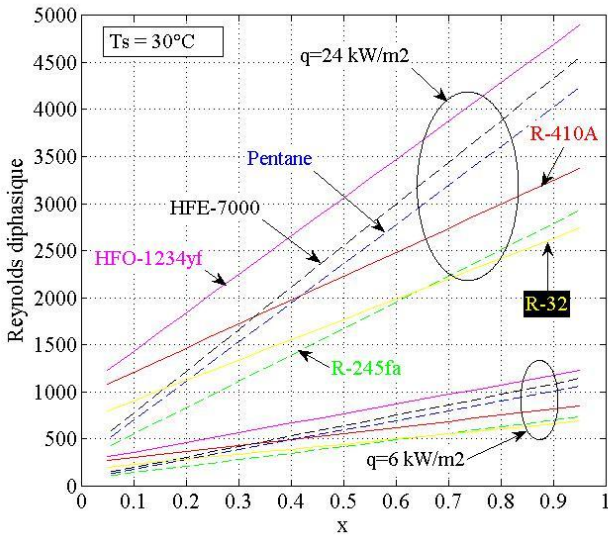


Figure 5 Variation de Reynolds diphasique pour Ts=30°C

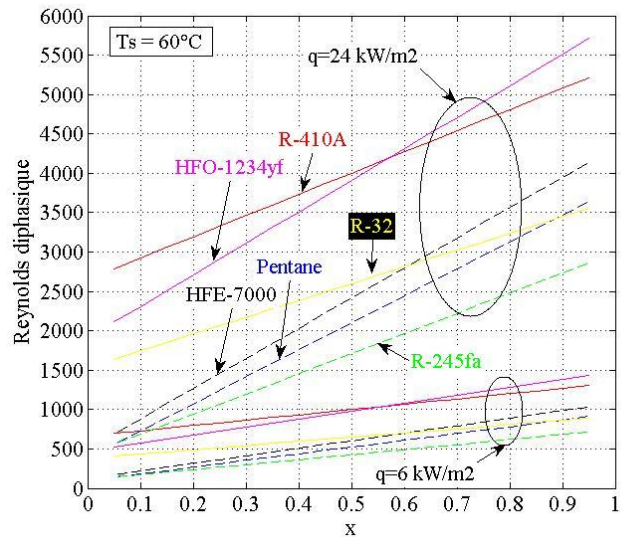


Figure 6 Variation du Reynolds diphasique pour Ts = 60°C

densité de puissance et de la température de saturation. Le pentane montre un accord satisfaisant, en particulier pour les faibles densités de puissance et température de saturation. Toutefois les figures 5 et 6 montrent les limites de fonctionnement et il est clair qu'entre ces limites il y a des zones de concordance et ceci n'est pas forcément pour les mêmes conditions.

On peut trouver dans la littérature [17], une autre expression de Reynolds pour un écoulement diphasique, $Re = G * D_R * \left(\frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \right)$, basée sur la formulation de la viscosité homogène de Macadams et al. (1942). Par comparaison avec les figures 5 et 6, mais avec cette autre expression de Reynolds, les résultats des simulations indiquent une variation similaire du Reynolds mais à des niveaux différents. Le Pentane et le R-410A sont les fluides les moins affectés par l'expression du Reynolds. Ce résultat met en avant l'importance de la formulation des nombres adimensionnels en écoulement diphasiques sur la recherche de similitude dans le comportement.

Finalement une similitude selon le nombre d'Eckert a été conduite. Avec une valeur maximale de 10⁻¹ pour la plus grande densité de flux et la température la plus basse, quel que soit le fluide, la dissipation d'énergie au sein de l'écoulement est très faible devant l'énergie interne du fluide, ce qui limite l'importance de ce nombre.

4. Conclusion

Cet article présente la démarche de recherche de fluides simulant du R-410 A, à partir des divers critères thermiques et hydrauliques (pression, température, propriétés thermo-physiques, nombres adimensionnels). Le modèle homogène a été utilisé pour la formulation des nombres diphasiques. D'après les résultats présentés, le Pentane et le R-245fa, présentant des comportements similaires au R-410A, sont parmi les fluides envisagés dans le cadre expérimentale d'une future étude. L'utilisation du pentane ou R-245fa sur le plan expérimental, présente un intérêt ou avantage de compréhension des structures d'écoulements et des cartes associées. D'après l'approche de similitude ces deux fluides

couvrent les zones d'écoulement gravitaire et inertiel, alors cela permettra la localisation de la zone de transition entre ces deux zones.

Références

- [1] L. Wang, B. Sundén and R. Manglik, PLATE HEAT EXCHANGERS :Design, Applications et Performance, WIT Press, 2007.
- [2] Y.-Y. Yan, H.-C. Lio and T.-F. Lin, "Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a plate heat exchanger," vol. 42, pp. 993-1006, 1999.
- [3] D.-H. Han, K.-J. Lee and Y.-H. Kim, "The Characteristics of Condensation in Brazed Plate Heat Exchangers with Different Chevron Angles," Journal of the Korean Physical Society, pp. 66-73, 2003.
- [4] S. Meziani, M. Altazin, L. Thibaud, R. Jurkowski and A. Bailly, "Condensation dans les Échangeurs à Plaques Brasées EXEL," in Journée SFT. Thermodynamique et transfert en condensation, Paris, 2004.
- [5] E. Djordjevic, S. Kabelac and S. P. Šerbanović, "Heat transfer coefficient and pressure drop during refrigerant R-134a condensation in a plate heat exchanger," Chemical Papers, vol. 62, no. 1, pp. 78-85, 2008.
- [6] G. A. Longo, "R410A condensation inside a commercial brazed plate heat exchanger," Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 33, no. 2, pp. 284-291, 2009.
- [7] Z.-Y. Shi, J.-P. Chen, V. Grabenstein and K. S., "Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of R134a in a plate heat exchanger," Heat and Mass Transfer, vol. 46, no. 10, pp. 1177-1185, 2010.
- [8] G. Volker and S. Kabelac, "EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS AND MODELLING OF CONDENSATION IN PLATE HEAT EXCHANGERS," in Proceedings of the 14th International Heat Transfer Conference, Washington, 2010.
- [9] P. Vlasogiannis, G. Karagiannis, P. Argyropoulos and V. Bontozoglou, "Air-water two-phase flow and heat transfer in a plate heat exchanger," International Journal of Multiphase Flow, vol. 28, no. 5, pp. 757-772, 2002.
- [10] H. Asano, N. Takenaka and T. Fujii, "Flow characteristics of gas-liquid two-phase flow in plate heat exchanger: (Visualization and void fraction measurement by neutron radiography)," Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 28, no. 2-3, pp. 223-230, 2004.
- [11] H. Asano, N. Takenaka, T. Wakabayashi and T. Fujii, "Visualization and void fraction distribution of downward gas-liquid two-phase flow in a plate heat exchanger by neutron radiography," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 542, no. 1-3, pp. 154-160, 2005.
- [12] N. Takenaka, H. Asano and K. Sugimoto, "Non destructive inspection for boiling flow in plate heat exchanger by neutron radiography," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 605, p. 142-145, 2009.
- [13] J. PADET, "SIMILITUDE ET ADIMENSIONNEMENT," in Fluides en écoulement : Méthodes et modèles, Reims, 2011, pp. 54-108.
- [14] J.-F. SINI, "ANALYSE DE SIMILITUDE," in MECANIQUE DES FLUIDES, Nantes, 2009, pp. 112-116.
- [15] T. CHALHOUB, "SIMILITUDE HYDRODYNAMIQUE," in HYDROGAZODYNAMIQUE, Tripoli, 2006, pp. 34-40.
- [16] A. Jokar, M. H. Hosni and S. J. Eckels, "Dimensional analysis on the evaporation and condensation of refrigerant R-134a in minichannel plate heat exchangers," Applied Thermal Engineering, vol. 26, no. 17-18, pp. 2287-2300, 2006.
- [17] C. DESRATS, "étude expérimentale de l'ébullition d'hydrocarbures dans les échangeurs à plaques et ailettes. Analyse des écoulements et des transferts de chaleur par une approche locale.," 2006.

Simulation numérique de la dilatation thermique isobare d'une bulle d'air à l'intérieur d'une micro-cavité remplie d'eau liquide.

Guillaume PRIGENT^{1,2}, Marie-Christine DULUC^{1,3}, Patrick LE QUÉRÉ¹

¹LIMSI, CNRS, UPR 3251, B.P. 133, 91403 Orsay Cedex

²UNIVERSITE PARIS-SUD 91405 ORSAY

³CNAM 61 rue du Landy 93210 La Plaine Saint Denis

¹(auteur correspondant : prigent@limsi.fr)

Résumé – On étudie numériquement la dilatation thermique isobare d'une bulle d'air à l'intérieur d'une micro-cavité remplie d'eau liquide. Les résultats, obtenus à partir d'une condition aux limites dynamique simplifiée imposée sur la frontière ouverte, montrent la capacité du code diphasique présenté à simuler ce problème dans lequel la prise en compte de la compressibilité de la phase gazeuse est indispensable. La comparaison des résultats avec une solution théorique approchée met en évidence le rôle de la diffusion thermique dans le processus.

Nomenclature

| | | | |
|-------|-----------------------------------------------------------|-----------------------------|------------------------------------------|
| A | aire, m^2 | <i>Symboles grecs</i> | |
| c_p | chaleur spécifique à pression constante, $Jkg^{-1}K^{-1}$ | α | diffusivité thermique, m^2s^{-1} |
| k | conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$ | γ | rapport des chaleurs spécifiques |
| L | longueur, m | Γ | contour, m |
| p | pression, Pa | μ | viscosité dynamique, $kgm^{-1}s^{-1}$ |
| r | constante des gaz, $Jkg^{-1}K^{-1}$ | ρ | masse volumique, $k.m^{-3}$ |
| t | temps, s | $\bar{\tau}$ | tenseur des contraintes visqueuses, Pa |
| T | température, K | <i>Indices et exposants</i> | |
| u | vitesse, ms^{-1} | b | bulle |
| V | volume m^3 | f | état final |
| x | abscisse, m | g | gaz |
| | | i | interface |
| | | l | liquide |
| | | w | paroi |

1. Introduction

Le refroidissement des systèmes miniaturisés nécessite la capacité d'évacuer des densités de flux toujours plus importantes. Les écoulements diphasiques liquide-gaz ou liquide-vapeur, en micro-canaux apparaissent à ce jour comme un des moyens les plus prometteurs pour y parvenir [1]. La simulation numérique de ce type d'écoulement constitue un enjeu de taille car elle est un complément indispensable aux études expérimentales. Elle offre en particulier accès à des grandeurs physiques difficilement mesurables aux micro-échelles, telles que les champs de température ou de vitesse.

Le développement d'outils numériques performants et fiables est, par conséquent, indispensable. Ceci est un défi formidable car il s'agit de décrire deux phases fluides, de propriétés physiques très différentes et séparées par une interface mobile et déformable. Pour les cas qui nous intéressent ici, il peut être nécessaire de prendre en compte, la nature compressible de la phase gazeuse (ou vapeur) lorsque celle-ci est à l'origine de phénomènes

spécifiques tels des changements de pression ou de volume. Une formulation strictement incompressible devient alors inadaptée.

Avec pour objectif de décrire et comprendre ce type de mécanismes, nous avons développé un code bidimensionnel dans lequel la phase liquide est incompressible et la phase gazeuse compressible. On présentera ici une application dans laquelle une bulle d'air immergée dans un liquide subit une dilatation isobare, engendrée par une actuation thermique en paroi.

2. Modélisation

2.1. Modèle mathématique

On utilise un modèle à un fluide. Il consiste à résoudre sur une grille fixe un jeu unique d'équations pour les deux fluides. Le liquide est modélisé comme un fluide incompressible tandis que la phase gazeuse est supposée faiblement compressible. Une approximation faible Mach est considérée pour le gaz car les vitesses mises en jeu sont très inférieures à la vitesse du son. La description de l'interface est réalisée en utilisant une méthode hybride combinant une technique de front-tracking et une fonction échelon, indicatrice de la phase gazeuse. Le déplacement de l'interface est effectué d'un pas de temps à l'autre à l'aide de marqueurs selon la technique de front tracking classique ; une fonction de Heaviside lissée sur une épaisseur de quelques mailles, H_{ft} , est alors définie à chaque pas de temps. En revanche, à l'intérieur d'un même pas de temps, les phases sont repérées avec précision par une fonction échelon H_{ech} . Un travail précédent a montré que cette méthode hybride donne de meilleurs résultats que la méthode de front tracking employée seule vis-à-vis de la conservation de l'énergie [2]. Sous ces hypothèses, les équations régissant l'écoulement sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} H \\ \frac{\partial \rho \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \pi + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} + \sigma \kappa \nabla H \\ \rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla T \right] = \nabla \cdot (k \nabla T) + H \frac{d\bar{P}}{dt} \end{array} \right. \quad (1)$$

Dans l'approximation faible Mach, la pression dans le gaz est décomposée en deux quantités : une pression dynamique $\pi(\mathbf{x}, t)$ qui est fonction de l'espace et du temps et qui joue le même rôle qu'en écoulement incompressible et une pression thermodynamique \bar{P} , uniforme en espace. Cette pression thermodynamique est uniquement définie dans le gaz et suit la loi des gaz parfaits :

$$\bar{P} = \rho r T \quad (2)$$

En introduisant la fonction caractéristique H ($H=0$ dans le liquide et $H=1$ dans le gaz) on peut obtenir un jeu d'équations unique pour le liquide et le gaz, en permettant aux équations de basculer d'une formulation incompressible à une formulation faible Mach. La tension superficielle est prise en compte par le terme ∇H . Les propriétés physiques sont, quant à elles, définies sur l'ensemble du domaine de calcul selon :

$$\mathbf{X} = H \mathbf{X}_{gaz} + (1 - H) \mathbf{X}_{liq} \quad (3)$$

où X représente l'une des grandeurs ρ, μ, c_p ou k . En l'absence de changement de phase, les conditions de saut sur l'interface se réduisent à la continuité de la composante normale de la vitesse et du flux de chaleur :

$$\begin{cases} \bar{u}_{liq} \cdot \bar{n} = \bar{u}_{gaz} \cdot \bar{n} = \bar{u}_i \cdot \bar{n} \\ q_{liq} \cdot \bar{n} = q_{gaz} \cdot \bar{n} \end{cases} \quad (4)$$

2.2. Évaluation de la pression thermodynamique et de la divergence

Par combinaison des équations de continuité, de l'énergie et de l'équation d'état pour le gaz, la dérivée temporelle de la pression thermodynamique \bar{P} s'écrit:

$$\frac{d\bar{P}}{dt} = \frac{\int_{V_b} H \nabla \cdot (k \nabla T) (\gamma - 1) dV - \int_{V_b} H \gamma \bar{P} \nabla \cdot \bar{u} dV}{\int_{V_b} H dV} \quad (5)$$

tandis que la divergence locale a pour expression :

$$\nabla \cdot \bar{u} = \left[(\gamma - 1) \nabla \cdot (k \nabla T) - \frac{d\bar{P}}{dt} \right] \frac{H}{\gamma \bar{P}} \quad (6)$$

2.3. Traitement de l'interface, tension de surface

Nous utilisons la méthode front-tracking développée par Tryggvason et al. [3], dans laquelle la frontière entre les différents fluides est suivie à l'aide de marqueurs. En l'absence de changement de phase, les marqueurs sont advectés avec l'écoulement. Dans cette méthode de front tracking, le transfert d'information entre la grille fixe sur laquelle sont résolues les équations décrivant l'évolution de l'écoulement et le maillage lagrangien représentant l'interface se fait à l'aide d'une fonction initialement proposée dans la méthode de frontière immergée. La prise en compte de la tension superficielle utilise une formulation proposée par Shin et al. [4] permettant de supprimer les courants parasites.

2.4. Méthodes numériques

Les équations décrivant l'écoulement (1) sont résolues sur un maillage décalé : les fonctions scalaires sont localisées au centre des cellules, et les composantes de la vitesse sont évaluées sur les faces des cellules. On utilise un schéma volume finis centré d'ordre deux pour la discrétisation en espace. Concernant l'avance en temps, on utilise un schéma proposé par Vanel et al. [5] qui combine un schéma d'Euler retardé d'ordre deux pour la discrétisation de la dérivée temporelle avec un schéma d'Adams-Bashforth pour l'évaluation des termes convectifs ; les termes diffusifs sont implicites. Un algorithme de prédiction projection de type Goda [6] est utilisé pour calculer la vitesse et la pression dynamique.

2.5 Algorithme

L'algorithme suivant est utilisé pour intégrer les équations du pas de temps n au pas de temps suivant $n+1$. Les itérations internes au sein du pas de temps $n+1$ sont notées avec un indice $k+1$.

1. Les marqueurs sont advectés et une nouvelle fonction H_{ft}^{n+1} est calculée. La fonction indicatrice échelon H_{ech}^{n+1} est déduite de H_{ft}^{n+1} par $0 \leq H_{ft}^{n+1} \leq 0,5 \Rightarrow H_{ech}^{n+1} = 0$, $H_{ft}^{n+1} > 0,5 \Rightarrow H_{ech}^{n+1} = 1$. Les propriétés physiques sont mises à jour en utilisant H_{ech}^{n+1} dans (3).
2. Estimation de $(d\bar{P}/dt)_k^{n+1} = (d\bar{P}/dt)^{n+1} H_{ech}^{n+1}$ et de $\rho_k^{n+1} = (\bar{P}^n / rT^n) H_{ech}^{n+1}$. Comme les termes advectifs sont traités de façon explicite, il n'est pas utile d'estimer la vitesse.
3. Résolution de l'équation de l'énergie avec $(d\bar{P}/dt)_k^{n+1}$ pour trouver T^{n+1} .
4. Calcul de la pression thermodynamique $(d\bar{P}/dt)_{k+1}^{n+1}$ à partir de (5) et mise à jour de \bar{P}_{k+1}^{n+1} par intégration en temps.
5. Calcul de ρ_{k+1}^{n+1} à partir de l'équation d'état (2).
6. Calcul de la divergence $\nabla \cdot \bar{u}_{k+1}^{n+1}$ à partir de (6).
7. Boucle à l'étape 3 jusqu'à la convergence (de la masse et de \bar{P}).
8. Calcul de la vitesse prédite \bar{u}^* .
9. Résolution de l'équation de Poisson sur Φ à l'aide d'une méthode multigrilles pour trouver l'incrément de pression Φ^{n+1} .
10. Projection de la vitesse et incrémentation de la pression dynamique.

Les itérations internes sont nécessaires, car lorsque l'on résout (5) pour trouver $(d\bar{P}/dt)_k^{n+1}$ à l'étape 4, le champ de divergence qui est calculé à partir de (6) à l'étape 6 est nécessaire. Toutefois, comme les termes d'advection sont traités explicitement dans l'équation de l'énergie, seule une boucle est nécessaire entre les étapes 3 et 6 car les termes convectifs n'ont pas besoin d'être mis à jour.

3. Résultats et discussion

On considère une cavité carrée bidimensionnelle ($L=80 \mu\text{m}$) contenant de l'eau à l'état liquide et une bulle d'air de $20 \mu\text{m}$ de rayon (R_0). A l'état initial, les deux fluides sont au repos et la température est uniforme dans la cavité, égale à T_0 (293 K). On souhaite étudier une situation dans laquelle l'expulsion d'une partie du liquide est réalisée à partir d'un chauffage en paroi, du fait de la nature compressible de l'air. Cette situation dans laquelle la cavité est ouverte, pourrait être rencontrée dans un dispositif de type micro-pompe.

La simulation numérique, à l'aide du code présenté ci-dessus, requiert d'imposer des conditions aux limites adaptées sur la frontière ouverte. La définition de ces conditions aux limites, plus particulièrement les conditions aux limites dynamiques, est un problème difficile et d'actualité. L'objet de ce travail ne s'inscrit pas dans cette démarche, c'est pourquoi nous avons choisi, pour cette étude, d'imposer des conditions dynamiques « triviales » permettant d'assurer la conservation de la masse.

$$\begin{cases} \bar{u} = u\bar{e}_x \text{ et } u = \frac{1}{L} \dot{A}_b \\ \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

L'implémentation numérique de la condition aux limites dynamique a nécessité une adaptation de l'algorithme de résolution du code. Les détails sont indiqués en annexe.

L'évolution temporelle de la surface de la bulle $A_b(t)$, représentée sur la figure 1, montre qu'un laps de temps ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$ s) est nécessaire avant que la bulle ne commence à grossir. La bulle croît ensuite jusqu'à atteindre une valeur d'équilibre. La dérivée temporelle $\dot{A}_b(t)$ présentée sur la figure 2 indique que le taux de croissance augmente dans un premier temps ($3 \cdot 10^{-4}$ s $< t < 6 \cdot 10^{-4}$ s), atteint rapidement une valeur maximum avant de décroître jusqu'à la valeur finale. Combinant l'équation (6) et la relation $\int_{A_b(t)} \nabla \cdot \vec{u} \, dA = \dot{A}_b(t)$, on montre qu'à pression constante, le taux de croissance de la bulle est gouverné par le bilan des flux de chaleur sur l'interface $\Gamma_b(t)$.

$$\dot{A}_b(t) = \frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{P}} \int_{A_b(t)} \nabla \cdot (k \nabla T) \, dA = \frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{P}} \int_{\Gamma_b(t)} \vec{q} \cdot \vec{n} \, d\Gamma \quad (8)$$

Les profils de température à mi-hauteur de la cavité et à $y=65 \mu\text{m}$ sont représentés pour différentes valeurs du temps sur les figures 3 et 4. La présence de la bulle est bien visible sur la figure 3. Par opposition, les profils présentés sur la figure 4 sont lisses car seule la phase liquide est présente en $y=65 \mu\text{m}$. Aux tous premiers instants ($t < 3 \cdot 10^{-4}$ s), en l'absence de gravité, le transfert de chaleur est assuré par diffusion dans le liquide. Le changement de température est imperceptible dans la bulle et le bilan des flux traversant l'interface est nul, la surface reste égale à la valeur initiale. La diffusion de la chaleur devient ensuite perceptible dans la bulle, générant un gradient de température non uniforme qui induit la mise en mouvement de l'air. Dans cette phase, le flux reçu par la bulle depuis le liquide chaud (à gauche) est plus important que le flux perdu vers le liquide froid (à droite) et la bulle croît fortement. A titre d'illustration sont présentés sur les figures 5 et 6 les champs de température et de vitesse à l'instant $t=6 \cdot 10^{-4}$ s. La perturbation du champ de température est nette dans la partie gauche de la bulle tandis qu'elle reste imperceptible à droite (Fig. 5). Le champ de vitesse (Fig. 6) montre que la bulle est bien la source de l'écoulement dans la cavité. Une accélération est visible dans la bulle tandis que l'enveloppe parabolique du champ de vitesse est le résultat de la condition aux limites appliquée sur la frontière ouverte (profil uniforme). La figure 3 montre que, pour un temps supérieur à $6 \cdot 10^{-4}$ s, le flux de chaleur provenant du liquide chaud diminue du fait de l'élévation de température de l'air à proximité de l'interface, réduisant ainsi le taux de croissance de la bulle. Ceci est illustré par les profils de température et de vitesse à l'instant $t=1.7 \cdot 10^{-3}$ s représentés sur les figures 7 et 8. La figure 3 montre que pour un temps supérieur à $3 \cdot 10^{-3}$ s environ, le profil de température devient quasi-linéaire dans le plan médian de la bulle, les flux entrants et sortants tendent à se compenser et le taux de croissance de la vitesse devient très faible. L'état final est obtenu lorsque la température est uniforme dans la cavité, égale à T_w . L'aire de la bulle peut alors être évaluée à partir de la loi d'état des gaz parfaits $A_{bf} / A_0 = T_w / T_0$ soit dans le cas présent ($343/293=1.17$). Compte-tenu des faibles vitesses mises en jeu, l'évolution temporelle de la surface de la bulle peut être estimée analytiquement en considérant un processus de diffusion pure dans un mur plan d'épaisseur $2L$ ayant les propriétés thermiques du liquide et dont les deux parois sont portées à la température T_w . Le profil de température s'écrit dans ce cas [7] :

$$\frac{T(x,t) - T_0}{T_w - T_0} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{2n-1} \cos\left(A_n \frac{x}{L}\right) e^{-A_n^2 \frac{at}{L^2}} \quad (9)$$

avec $A_n = (2n-1) \frac{\pi}{2}$.

Considérant que la surface de la bulle est circulaire, la moyenne spatiale de la masse volumique de la bulle est obtenue par :

$$\langle \rho \rangle = \frac{4R_0}{r} \int_0^{R(t)} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{T(x,t)} dx \quad (10)$$

La masse de la bulle ne variant pas au cours du temps, l'aire s'écrit :

$$A_b(t) = \frac{m}{\langle \rho \rangle} = \frac{A_0}{T_0} \left[\int_0^{R(t)} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{T(x,t)} dx \right]^{-1} \cong \frac{A_0}{T_0} \left[\int_0^{R_0} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{T(x,t)} dx \right]^{-1} \quad (11)$$

Cette solution théorique approchée est superposée à la simulation numérique sur la figure 1. La comparaison montre une croissance plus rapide de la surface de la bulle dans le cas réel. Cela est dû, à la diffusivité du gaz plus élevée que celle du liquide ainsi qu'aux effets dynamiques non pris en compte dans un modèle de diffusion pure. La cohérence des échelles de temps entre les deux solutions atteste de la prédominance de la diffusion thermique sur le processus.

4. Conclusion

La dilatation isobare d'une bulle d'air, immergée au centre d'une micro-cavité remplie d'eau liquide, est étudiée numériquement. Les simulations numériques, réalisées en imposant une condition aux limites dynamique simplifiée sur la paroi ouverte, sont validées à l'aide d'une solution théorique approchée. A partir d'une sollicitation thermique imposée en paroi, l'air à l'intérieur de la bulle est mis en mouvement, engendrant une dilatation de la bulle et par suite le déplacement du liquide adjacent vers la frontière ouverte. Le travail en cours porte sur l'étude d'effets thermo-pneumatiques, à l'intérieur de micro-canaux dans lesquels la pression d'une bulle d'air est modulée par un chauffage pariétal.

Références

- [1] S. Kandlikar, History, advances and challenges in liquid flow and flow boiling heat transfer in micro-channels, *Proc. 14th Int. Heat Transf. Conf.*, Washington (2010).
- [2] G. Prigent, M.-C. Duluc, P. Le Quéré, Numerical simulation of thermo-pneumatic effects for gas-liquid flows in heated microchannels, *ICNMM, Puerto Rico* (2012).
- [3] G. Tryggvason et al., A front-tracking method for the computation of multiphase flows, *J. Comput. Phys.*, 169 (2001), 708–759.
- [4] S. Shin et al., Accurate representation of surface tension using the level contour reconstruction method, *J. Comput. Phys.*, 203 (2005), 493-516.
- [5] J. Vanel, R. Peyret, P. Bontoux, Pseudo spectral solution of vorticity stream function equations using the influence matrix technique, *Num. Meth. Fluid Dyn.*, (1986), 463-475.
- [6] K. Goda, Multistep technique with implicit difference schemes for calculating 2 or 3D cavity flows. *J. Comput. Phys.*, 30 (1979), 76-95.
- [7] H. Carslaw, J. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, Oxford, N.Y. (1959)

Annexe : Conditions aux limites pour une frontière ouverte

Le domaine liquide est délimité par une frontière Γ comprenant : les frontières du domaine de calcul (parois Γ_w et face ouverte Γ_{out}) ainsi que par l'interface entre le liquide et le gaz Γ_i .

On impose des conditions d'imperméabilité sur les parois, $\vec{u} \cdot \vec{n}|_{\Gamma_w} = 0$. De plus, en l'absence de changement de phase, la composante normale de la vitesse est continue sur l'interface entre les deux fluides et on a $\vec{u}_{liq} \cdot \vec{n}|_{\Gamma_i} = \vec{u}_{gaz} \cdot \vec{n}|_{\Gamma_i}$. Le liquide étant incompressible, on doit avoir quel que soit le domaine liquide A_{liq} :

$$\int_{A_{liq}} \nabla \cdot \vec{u} dA = \int_{\Gamma} \vec{u}_{liq} \cdot \vec{n} dl = 0 \tag{A1}$$

soit en tenant compte des conditions d'imperméabilité sur les parois et de la continuité des vitesses à travers l'interface :

$$\int_{\Gamma_{out}} \vec{u}_{liq} \cdot \vec{n} dl = \int_{\Gamma_i} \vec{u}_{gaz} \cdot \vec{n} dl = \int_{A_b} \nabla \cdot \vec{u}_{gaz} dA \tag{A2}$$

La divergence $\nabla \cdot \vec{u}_{gas}^{n+1}$ est tout d'abord calculée à partir de l'équation (6) avant de résoudre l'équation de quantité de mouvement. Ceci permet d'obtenir une condition aux limites sur la vitesse en sortie $\vec{u}|_{\Gamma_{out}}$. Utilisant une méthode de prédiction projection de type Goda [6], on peut dès lors choisir d'imposer directement la condition aux limites sur la vitesse prédite $\vec{u}^*|_{\Gamma_w} = \vec{u}|_{\Gamma_w}$ et $\vec{u}^*|_{\Gamma_{out}} = \vec{u}|_{\Gamma_{out}}$, avec comme conditions sur l'incrément de pression dynamique $\nabla \Phi \cdot \vec{n}|_{\Gamma} = 0$ sur les parois et sur l'ouverture, ceci de façon à respecter la condition de compatibilité $\vec{u} = \vec{u}^* + \beta \nabla \Phi$. On peut également imposer $\vec{u}^* = 0$ sur les parois et sur la frontière ouverte, il faut alors calculer la condition aux limites $\nabla \Phi \cdot \vec{n}|_{\Gamma_{out}} \neq 0$ à partir de la condition de compatibilité :

$$\int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{\rho} \nabla \Phi \cdot \vec{n} dl = \frac{\int_{\Gamma_{out}} \vec{u}^* \cdot \vec{n} dl - \int_A \nabla \cdot \vec{u}_{gaz}^{n+1} dA}{\Delta t} \tag{A3}$$

L'algorithme est modifié comme suit : considérant une transformation isobare, le terme $d\bar{P}/dt$ est imposé à zéro. Par conséquent l'étape 4 est supprimée et l'estimation de $d\bar{P}/dt$ à l'étape 2 n'est plus nécessaire. Le critère de convergence de la boucle est ramené à la conservation de la masse uniquement. A la sortie de la boucle, $\nabla \cdot \vec{u}$ est connue, les conditions aux limites sur \vec{u}^* et sur $\nabla \Phi$ peuvent alors être calculées dans une étape 7' avant de passer à la résolution de la quantité de mouvement en 8.

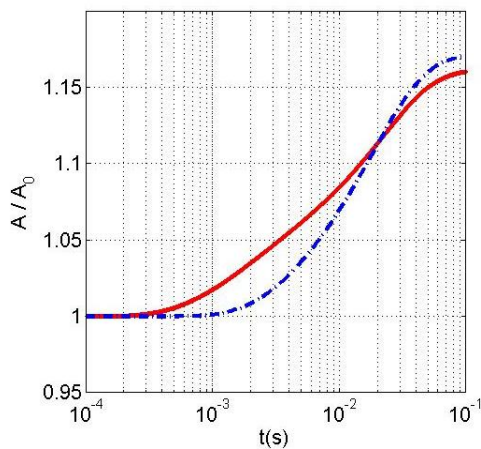


Figure 1 : Evolution temporelle de l'aire de la bulle (traits continus : simulation numérique, tirets : solution analytique approchée).

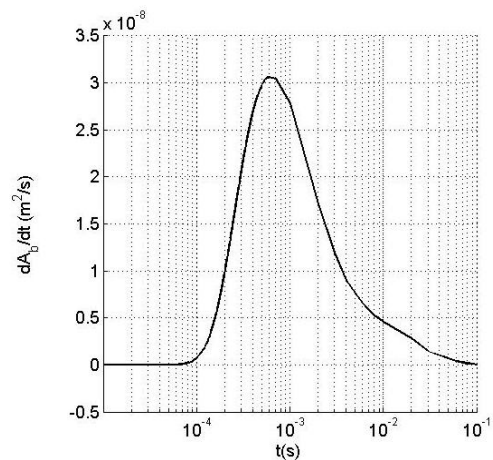


Figure 2 : Dérivée de l'aire de la bulle en fonction du temps.

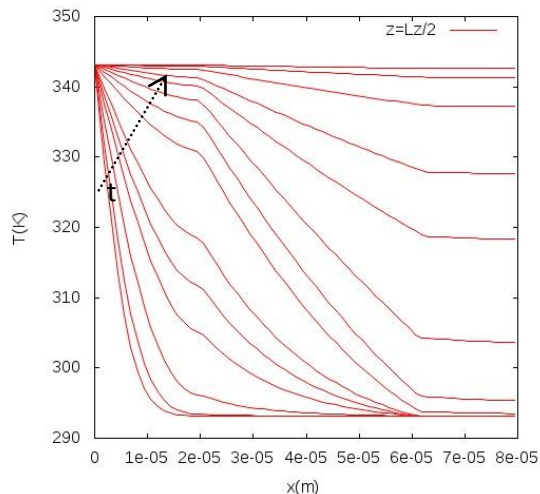


Figure 3 : Evolution temporelle du champ de température à mi-hauteur de la cavité. De bas en haut : $t = 10^{-4}, 1.5 \cdot 10^{-4}, 3 \cdot 10^{-4}, 6.2 \cdot 10^{-4}, 9 \cdot 10^{-4}, 0.0013, 0.003, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.075, 0.1$ s

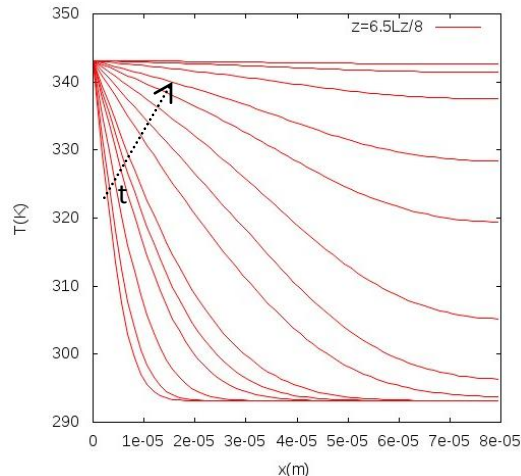


Figure 4 : Evolution temporelle du champ de température à $y = 65 \mu\text{m} \sim 0.8 L$. De bas en haut : $t = 10^{-4}, 1.5 \cdot 10^{-4}, 3 \cdot 10^{-4}, 6.2 \cdot 10^{-4}, 9 \cdot 10^{-4}, 0.0013, 0.003, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.075, 0.1$ s

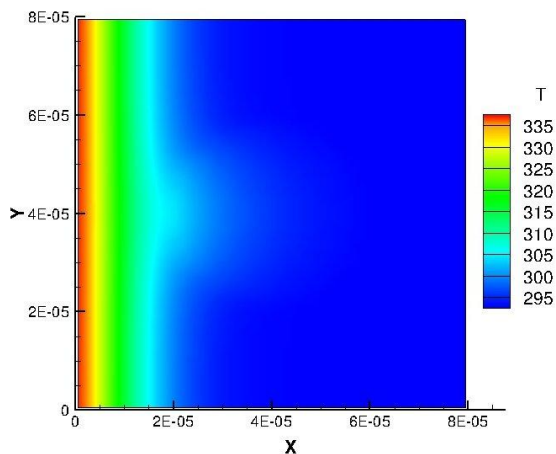


Figure 5 : Champ de température dans la cavité à $t = 0.6$ ms.

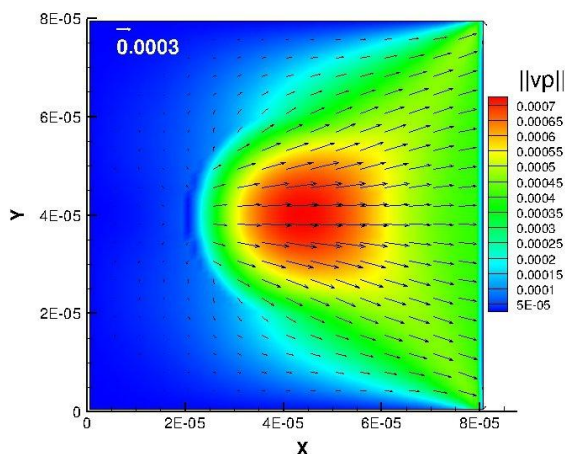


Figure 6 : Champ de vitesse dans la cavité à $t = 0.6$ ms.

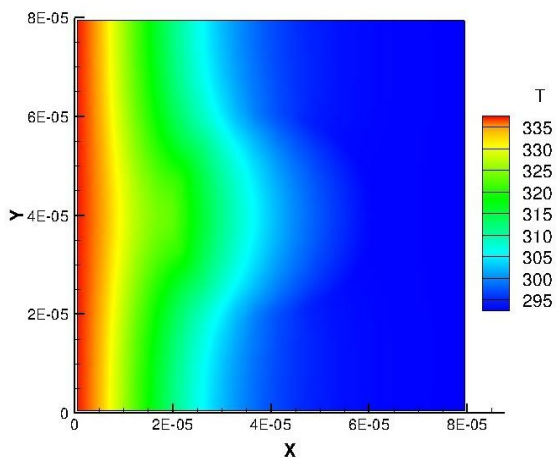


Figure 7 : Champ de température dans la cavité à $t = 1.7$ ms

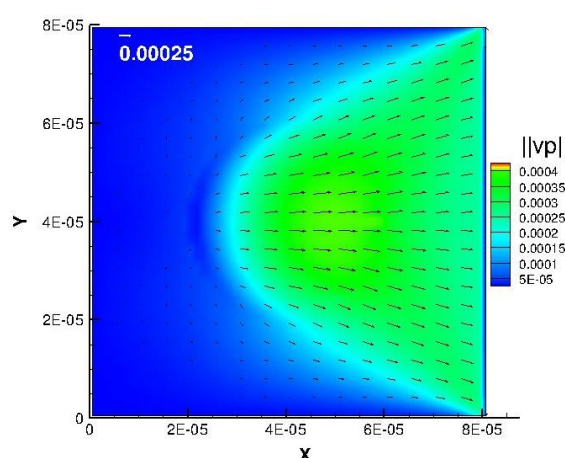


Figure 8 : Champ de vitesse dans la cavité à $t = 1.7$ ms

Estimation des coefficients de transfert thermique en milieu diphasique millifluidique par thermographie infrarouge

Marta ROMANO ^{1*}, Cindy HANY ¹, Jean TOUTAIN ², Christophe PRADERE ², Jean-Christophe BATSALE ²

¹Univ. Bordeaux, LOF, UMR 5258, F-33600 Pessac, France.

CNRS, LOF, UMR 5258, F-33600 Pessac, France.

RHODIA, LOF, UMR 5258, F-33600 Pessac, France.

² Univ. Bordeaux, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

CNRS, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

Arts et Metiers ParisTech, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France.

*Marta Romano : marta.romano-exterieur@eu.rhodia.com

Résumé

La Thermographie InfraRouge (TIR) est ici utilisée pour caractériser des réactions exo/endo thermiques sous écoulement diphasique (goutte-huile). Plus particulièrement, nous étudions dans cet article l'estimation des coefficients de transfert thermique au sein des gouttes. De ce fait, la stratégie consiste à se placer dans le repère de la goutte (modèle Lagrangien) et utiliser un modèle simplifié de type corps thermiquement mince. Une analyse de sensibilité est présentée pour prouver la faisabilité de la procédure d'estimation expérimentale. L'estimation des coefficients a été faite sur des cas synthétique avec un modèle inverse du type Gauss Markov. Par la suite, nous envisageons changer les dimensions des réacteurs dans le but fournir une "abaque" des valeurs des coefficients d'échanges thermiques en fonction de nombres usuels (Re et Pr).

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|--------------------------------------------------------------|-----------------------------|--------------------------------------------------|
| Cp | capacité calorifique J.kg ⁻¹ .K ⁻¹ | ρ | masse volumique, kg.m ⁻³ |
| h | coefficient de transfert, W.m ⁻² .K ⁻¹ | Φ | terme source, K.s ⁻¹ |
| S | surface d'échange, m ² | λ | conductivité, W.m ⁻¹ .K ⁻¹ |
| V | volume, m ³ | θ | température Laplace, K |
| T | température, K | μ | viscosité, Pa.s |
| T _{G0} | température initiale de la goutte, K | β | coefficient global d'échange s ⁻¹ |
| T _{H0} | température initiale de l'huile, K | <i>Indices et exposants</i> | |
| L | longueur, m | G | Goutte |
| t | temps, s | H | Huile |
| p | variable de Laplace | P | Paroi de la plaque |
| d | diamètre, m | 1 | échange goutte et paroi |
| <i>Symboles Grecs</i> | | 2 | échange goutte et huile |
| | | 2p | échange huile et goutte |
| | | 3 | échange huile et paroi |

1. Introduction

Les écoulements réactifs à l'échelle millimétrique permettent d'intensifier le transfert de masse et de chaleur lors de la réalisation de réactions chimiques exo et/ou endothermiques, ou lors de l'observation des changements de phase. Dans ce type de système, il peut être très avantageux d'utiliser la

Thermographie InfraRouge (TIR) comme un moyen non intrusif pour mesurer des champs de températures.

Jusqu'à présent, seule l'estimation temporelle du terme source et de l'enthalpie de réactions chimiques rapides a été effectuée [1] en écoulement de type co-courant. Ce système a été étudié comme un milieu monophasique, où les coefficients de transfert employés ont été identifiés à l'aide d'expériences d'étalonnages. En écoulement de type co-courant, le transfert de masse et le mélange des espèces sont pilotés par le phénomène de diffusion moléculaire et par la distribution du champ de vitesses dans l'écoulement. Afin d'élargir le domaine d'étude, des réactions plus lentes avec des temps de réactions plus importants ou des systèmes avec changements de phase vont être étudiés. Pour cela, il est nécessaire de modifier le type d'écoulement en travaillant sur des écoulements de type diphasiques [2]. Ils consistent en la réalisation d'un train périodique de gouttes (milieu réactif) espacées par une phase porteuse d'huile (voir figure 1.A). Ici, chaque goutte peut être considérée comme un milliréacteur où le mélange est essentiellement piloté par les recirculations hydrodynamiques [4], ce qui permet de diminuer le temps d'homogénéisation du milieu.

Dans cette configuration, il devient nécessaire de pouvoir caractériser thermiquement le milieu diphasique. Pour cela, il faut estimer : (i), les coefficients d'échanges thermiques, (ii), le terme source volumique et (iii), la cinétique de la réaction. Dans cette étude, voir figure 1, nous nous intéressons particulièrement à l'estimation des coefficients d'échange entre la goutte, la phase porteuse et la paroi du milliréacteur isopéribolique.

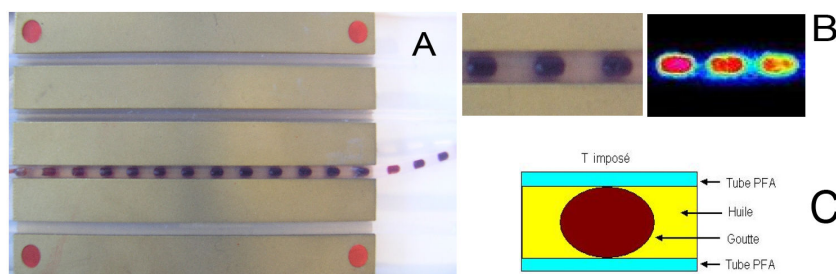


Figure 1. A Réacteur millifluidique. B. Image visible (gauche) et infrarouge (droite) d'un train de gouttes. C. Schéma des échanges entre les différents milieux.

2. Partie expérimentale

Le montage expérimental est illustré par la figure 2. Il s'agit d'un réacteur tubulaire en PFA (polymère Perfluoroalkoxy) ($\lambda = 0.25 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$), inséré dans une plaque de laiton ($\lambda = 110.78 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$). Ici, la paroi du réacteur en PFA agit comme une résistance thermique qui permet de maîtriser le transfert de chaleur radial entre le volume réactionnel et la plaque de laiton. Ainsi, les conditions opératoires du réacteur sont dites isopéribolique, car la température (T_p) dans la plaque de laiton est imposée à une valeur constante via un système de régulation. Les espèces chimiques sont injectées via un pousse seringue à l'entrée du système. Chaque espèce est distribuée par un tube de plus petit diamètre que celui du réacteur en PFA (typiquement de diamètre interne entre 200 et 600 μm). Tandis que la phase porteuse (huile) est distribuée par la conduite du tube en PFA. Les dimensions caractéristiques du tube sont : 3.2 mm de diamètre externe et 1.6 mm de diamètre interne. L'injection des fluides est pilotée par des pousses seringues automatisés de haute précision (NEMESYS de Cetoni). Ainsi, on contrôle non seulement le débit volumique de chaque fluide mais aussi, lorsque le régime périodique est établi, les paramètres intrinsèques du système tels que : vitesse, épaisseur de la phase porteuse (huile), et surtout le rapport des débits imposés qui détermine la taille des gouttes (Figure 1.A) [3]. Une caméra infrarouge CEDIP, JADE MWIR J550, avec un capteur In-Sb (1.5 - 5.2 μm , 240 x 320 pixels, pitch 30 μm) et un objectif de 25 mm MWIR F/2 (résolution spatiale 250 μm) est focalisée sur le réacteur pour enregistrer l'évolution temporelle de la température du train de gouttes.

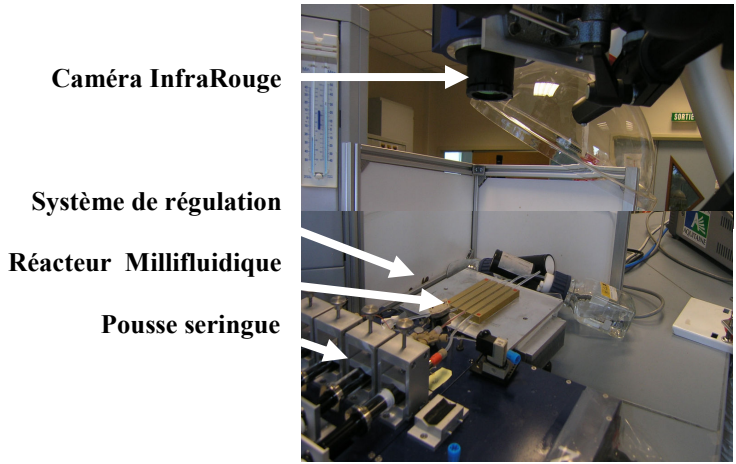


Figure 2. Montage expérimental

3. Modèle

3.1. Modèle direct

Le système thermique complet à résoudre est complexe car il s’agit d’un problème 3D périodique en écoulement diphasique, avec terme sources et échanges thermiques convectifs. Ainsi, dans cette étude, nous proposons un modèle simplifié comme schématisé à la figure 1.A. La première hypothèse consiste à utiliser le côté périodique de l’écoulement pour se placer (via un traitement d’images) directement dans le repère de la goutte (figure 1.C) pour en suivre l’évolution de sa température moyenne au cours du temps. Dans ce repère local, la grandeur caractéristique des milieux (eau et huile) est très proche de celle du diamètre interne du tube. De plus, vues les propriétés thermiques des fluides, on peut calculer le nombre de Biot et montrer que $Bi < 1$. Ainsi, on assume que le système peut être assimilé à un corps thermiquement mince à deux températures i.e., que le champ de température dans la goutte est homogène. Ainsi dans ce repère lagrangien, les bilans d’énergie peuvent se réduire aux deux équations qui suivent :

$$\frac{dT_G}{dt} = -H_1(T_G - T_P) - H_2(T_G - T_H) + \Phi \tag{1}$$

$$\frac{dT_H}{dt} = -H_3(T_H - T_P) - H_{2p}(T_H - T_G) \tag{2}$$

Où ces coefficients H sont l’inverse d’un temps caractéristiques (s^{-1}), que nous pouvons relier aux éléments décrits ci-dessous :

$$H_1 = \frac{h_{GP}S_{GP}}{\rho C_{pG}V_G}; \quad H_2 = \frac{2h_{GH}S_{GH}}{\rho C_{pG}V_G}; \quad H_3 = \frac{h_{HP}S_{HP}}{\rho C_{pH}V_H}; \quad H_{2p} = \frac{2h_{HG}S_{HG}}{\rho C_{pH}V_H}; \quad \Phi = \frac{\phi}{\rho C_{pG}V_G} \tag{3}$$

Dans cette étude nous nous focalisons sur l’estimation des coefficients d’échange entre les différents milieux, par conséquent le terme source (Φ) sera pris comme nul (pas de réaction chimique). Le système complet a été résolu analytiquement dans l’espace de Laplace et l’expression des températures sont données par l’équation 5 et 6. Ensuite, une inversion numérique vers l’espace réel est réalisée par l’algorithme de Den Iseger [5]. Cela nous permet de générer des cas synthétiques pour étudier analytiquement via une étude de sensibilité le comportement thermique transitoire des deux milieux.

$$\theta_i = \int_0^t T e^{-pt} dt \quad (4)$$

Sur l'équation 4, i peut représenter l'intégral de température dans l'espace de Laplace de la goutte (θ_G) et de l'huile (θ_H). Tandis que la température de la paroi exprimée par θ_P dans le domaine de Laplace est imposée à une valeur constante.

$$\theta_G = \frac{(H_1\theta_p(p) + T_{G0})(p + H_3 + H_{2p}) + (H_3\theta_p(p) + T_{H0})H_2}{(p + H_1 + H_2)(p + H_3 + H_{2p}) - H_2H_{2p}} \quad (5)$$

$$\theta_H = \frac{(H_3\theta_p(p) + T_{H0})(p + H_1 + H_2) + (H_1\theta_p(p) + T_{G0})H_{2p}}{(p + H_1 + H_2)(p + H_3 + H_{2p}) - H_2H_{2p}} \quad (6)$$

3.1.1 Etude de sensibilité

A travers cette analyse, nous allons étudier la sensibilité du modèle par rapport aux différents paramètres (ici coefficients H) selon les différentes configurations expérimentales utilisées pour les réactions chimiques. Afin de représenter une large gamme de réactions chimiques et pour se placer dans des conditions optimales d'inversion, 4 cas particuliers ont été retenus. Les propriétés thermiques des fluides ainsi que les différents cas représentatifs de réactions chimiques sont reportés aux tableaux 1 et 2. Les principales conditions qui varient sont : les températures d'entrée des fluides ou de la plaque, le rapport surface sur volume lié à la taille de la goutte (et donc au rapport de débits) et les valeurs des coefficients d'échanges convectifs h calculés à partir du nombre de Nusselt.

| C_{pH} | C_{pE} | ρ_H | ρ_E | $d_{H= d_G}$ | $h_{GH} = h_{HG}$ | μ_G | μ_H |
|--------------------|--------------------|-------------|-------------|----------------------|-------------------|---------|--------------------|
| $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | $kg.m^{-3}$ | $kg.m^{-3}$ | m | $W.m^{-1}.K^{-1}$ | $Pa.s$ | $Pa.s$ |
| 1370 | 4180 | 920 | 1000 | 1.6×10^{-3} | 211.5 | 3.8 | 1×10^{-3} |

Tableau 1. Propriétés physiques des fluides

| | T_{G0} | T_{H0} | T_P | L_G | L_H | h_{GP} | h_{HP} | H_1 | H_2 | H_{2p} | H_3 |
|-------|----------|----------|-------|--------------------|--------------------|-------------------|-------------------|----------|----------|----------|----------|
| | K | K | K | m | m | $W.m^{-1}.K^{-1}$ | $W.m^{-1}.K^{-1}$ | s^{-1} | s^{-1} | s^{-1} | s^{-1} |
| CAS 1 | 303 | 303 | 298 | 4×10^{-3} | 4×10^{-3} | 462.5 | 352.5 | 0.0277 | 0.0126 | 0.0420 | 0.0699 |
| CAS 2 | * | * | * | * | 3×10^{-2} | * | * | * | * | 0.0056 | 0.0084 |
| CAS 3 | 323 | 298 | 298 | 4×10^{-3} | 4×10^{-3} | 462.5 | 352.5 | 0.0277 | 0.0126 | 0.0420 | 0.0699 |
| CAS 4 | * | * | * | * | 3×10^{-2} | * | * | * | * | 0.0056 | 0.0084 |

Tableau 2. Paramètres analysés par l'étude de sensibilité. * signifié que c'est la même valeur que au-dessus.

Sur chacune des figures 3 à 6 trois graphes sont montrés : (A) l'évolution de la température des deux milieux, (B) la sensibilité estimée à partir de l'équation 7, où β représente les paramètres pour lesquels on calcul les différentes dérivées partielles, puis on normalise selon le paramètre dérivé et (C) montre seulement les courbes de sensibilité des paramètres qui peuvent être estimés, où chacune est normalisé par rapport à son maximum, pour améliorer l'observation graphique dans le temps.

$$S_\beta = \frac{\partial T}{\partial \beta} \times \frac{1}{\beta} \quad (7)$$

Tout d'abord, **pour le cas 1** (figure 3), on considère que les températures d'entrées des deux milieux sont égales ainsi que leurs dimensions caractéristiques. Seuls les coefficients d'échanges différent. Il est à noter (figure 3.A), que même si les températures d'entrée de l'huile et de la goutte sont identiques, c'est la phase porteuse (huile) qui atteint le plus rapidement la température imposée à la paroi. Cela s'explique

par le fait que le coefficient d'échange global H_3 (échange huile-paroi) est deux fois plus grand que H_1 (échange goutte-paroi) et que par conséquent la sensibilité (figure 3.B) est plus importante pour l'échange huile-paroi avec une forte corrélation pour les échanges fluide-fluide (H_2, H_{2p}). En revanche (figure 3.C), la sensibilité normalisée nous confirme que le paramètre estimable avec la meilleure précision est H_3 .

Le cas 2 (figure 4) est similaire au cas 1, sauf que l'on ajoute une variation sur la taille caractéristique des milieux. En effet, l'augmentation de la distance entre deux gouttes (successives) va induire une diminution du coefficient H_3 (échange huile-paroi) (voir tableau 2). Sur la figure 4.A le profil de température de l'huile met en évidence le faible échange avec la plaque. De même, nous observons sur la figure 4.B une sensibilité importante sur H_3 aux temps longs, tandis que sur la figure 4.C on confirme la forte sensibilité du paramètre H_1 (échange goutte-paroi) à des temps plus courts.

Le cas 3 (figure 5) est similaire au cas 1 avec une variation des températures d'entrée des deux milieux. Ici, la température d'entrée de la goutte est prise plus élevée, et la température de l'huile et de la plaque restent inchangées. Sur la figure 5.A le profil de température de l'huile met en évidence les échanges avec la goutte ainsi que les échanges entre la paroi et l'huile. Sur la figure 5.B nous observons une sensibilité forte pour l'identification de H_1 (échange goutte-paroi). Enfin, la figure 5.C montre que les échanges au temps courts se font entre la goutte et l'huile ce qui va favoriser l'estimation de H_{2p} (échange huile-goutte).

Enfin, **le cas 4** est similaire au cas 3, sauf que l'on ajoute une variation sur la taille caractéristique des milieux. Une augmentation de la distance entre deux gouttes (successives) induit une diminution du coefficient H_3 (échange huile-paroi) (voir tableau 2). Sur la figure 6.A le profil de température de l'huile montre un échange plus faible avec la goutte que sur le cas précédent. Cependant, nous observons sur la figure 6.B que le paramètre qui semble être le plus sensible est H_3 (échange huile-paroi), alors que la figure 6.C nous montre qu'il est possible d'estimer successivement le coefficient H_2 (échange goutte-huile) et H_{2p} (échange huile-goutte) pendant les temps courts.

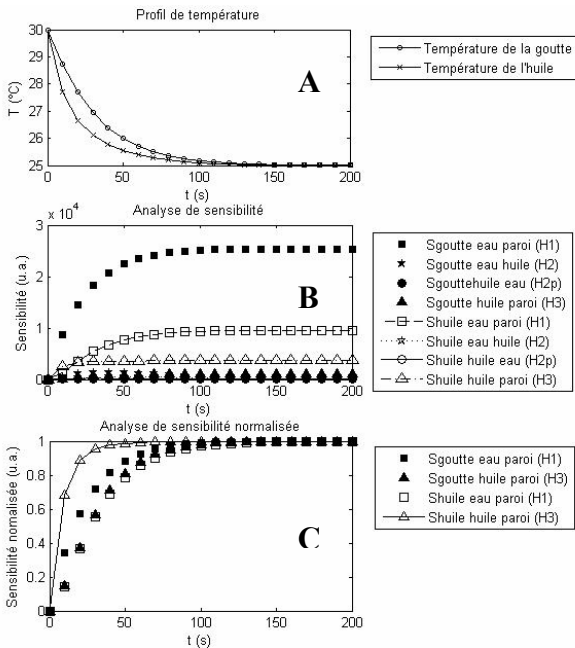


Figure 3. Courbes issu du Cas 1. A, Profil de température d'une goutte et d'huile. B, Sensibilité des profils de températures selon la dérivée des chaque coefficients H. C, Sensibilité normalisée.

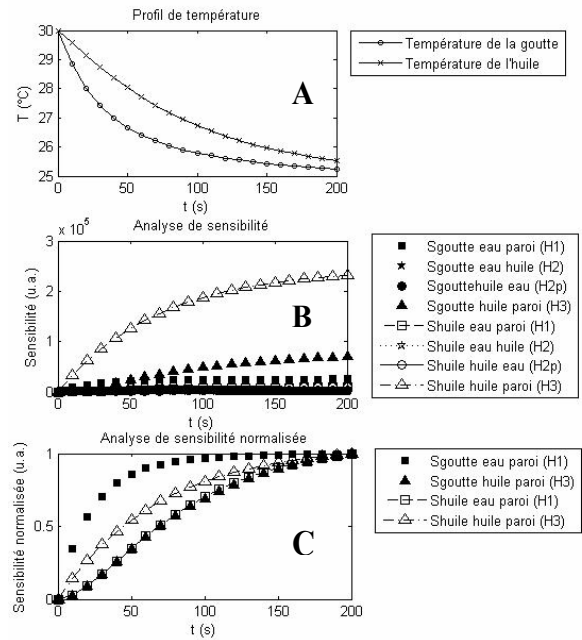


Figure 4. Courbes issu du Cas 2. A, Profil de température d'une goutte et d'huile. B, Sensibilité des profils de températures selon la dérivée des chaque coefficients H. C, Sensibilité normalisée.

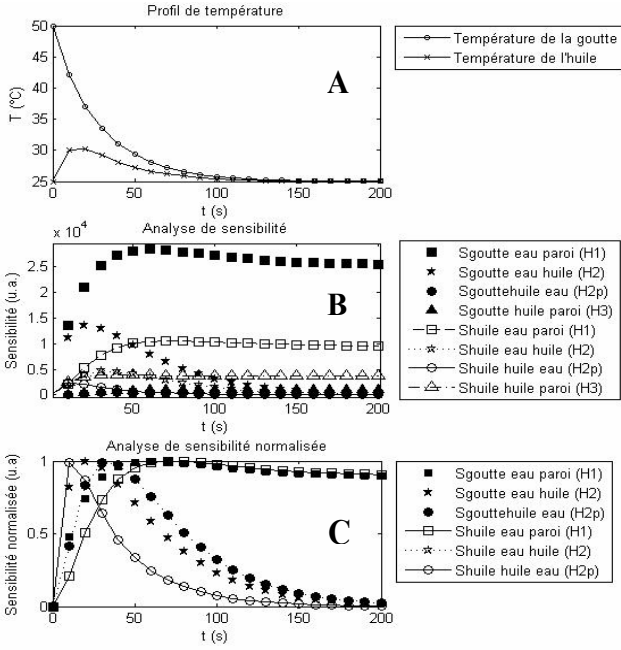


Figure 5. Courbes issu du Cas 3. A, Profil de température d'une goutte et d'huile. B, Sensibilité des profils de températures selon la dérivée des chaque coefficients H. C, Sensibilité normalisée.

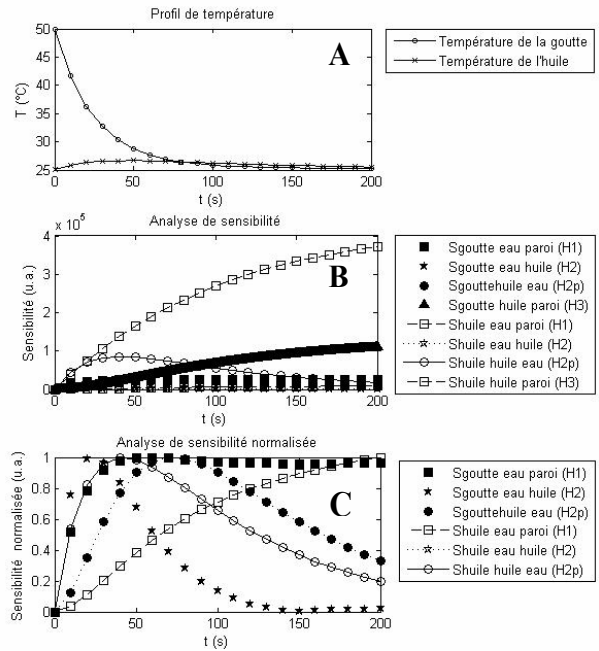


Figure 6. Courbes issu du Cas 4. A, Profil de température d'une goutte et d'huile. B, Sensibilité des profils de températures selon la dérivée des chaque coefficients H. C, Sensibilité normalisée.

En conclusion de cette étude de sensibilité, il faut retenir qu'en vue d'une inversion et selon le type de configurations chimique il faudra se placer selon les différents cas étudiés. Dans la suite, nous choisissons le cas 3 qui est le plus proche des conditions expérimentales de la réaction chimique d'oxydoréduction entre l'iodure de potassium (KI) et le persulfate de sodium ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$) que l'on envisage.

3.2. Modèle inverse

Le système d'équations 1 peut être intégré selon le temps et mis sous forme matriciel afin d'obtenir le système suivant à inverser :

$$\begin{bmatrix} T_{G(1)} \\ \vdots \\ T_{G(N)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \int_0^{t_k} T_G dt & \int_0^{t_k} T_H dt & t_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \int_0^{t_N} T_G dt & \int_0^{t_N} T_H dt & t_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{G0} \\ (H_1 + H_2) \\ -H_2 \\ -H_1 T_p \end{bmatrix} \quad (8)$$

Avec t_k comme le temps de mesure où $k=1, N$. Où N étant la base du temps de la mesure. L'équation 8 est écrite sous la forme générale $Y=X \cdot P$, où P est le vecteur des paramètres à estimer et X représente la matrice des observables mesurés, à savoir les températures moyennes des deux milieux fluides et de la température de paroi de la plaque. Le même traitement peut être effectué sur l'équation 2. Les paramètres estimés sont obtenus à l'aide de la méthode de type Gauss Markov :

$$P = \left({}^T[X][X] \right)^{-1} \cdot {}^T[X]Y \quad (9)$$

Cette méthode permet non seulement l'estimation des coefficients H , mais aussi la ré-estimation de température d'introduction de chaque phase (T_H et T_G), ainsi que la température de consigne de la plaque (T_p). Afin de valider notre méthode inverse, nous utilisons le cas synthétique numéro 3 (de la partie

précédente). Où différents niveaux de bruit de mesure sont rajoutés et illustré sur la figure 7. Chaque nouveau profil de température bruité est introduit dans le modèle inverse, pour estimer les coefficients d'échange qui sont les inconnues du système. Les précisions des estimations obtenues sont reportées au tableau 3.

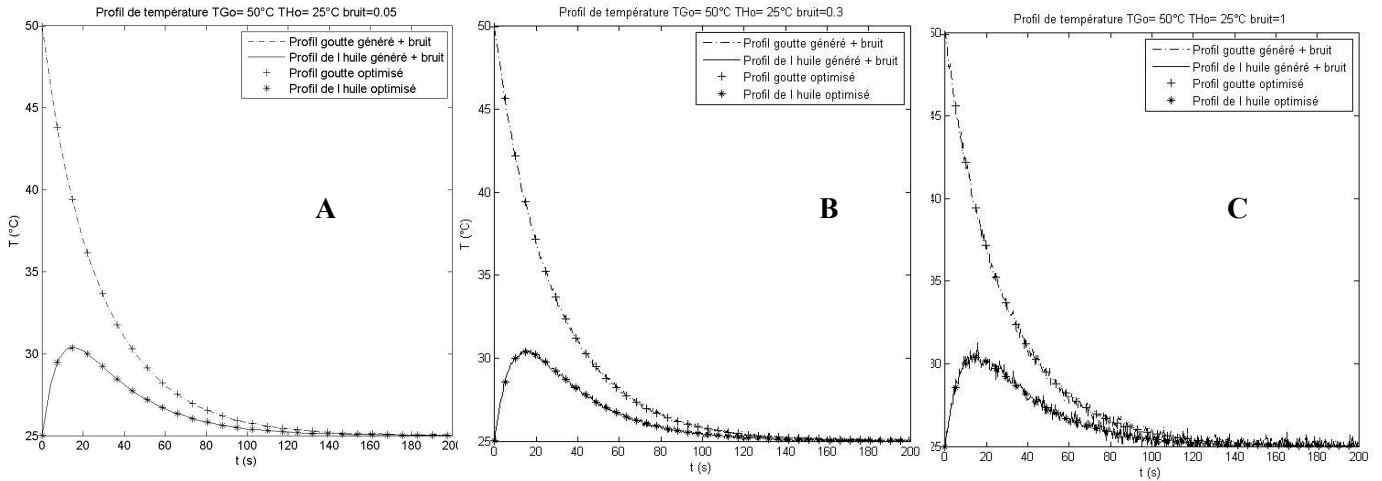


Figure 7. Profil de température de l'huile et de la goutte du cas 3 étudié dans la partie précédente avec différents niveaux du bruit. A, $\sigma=0.05$. B, $\sigma=0.3$. C, $\sigma=1$

| Cas | σ | H_1 | H_2 | H_{2p} | H_3 | T_G | T_H | T_P | S/B |
|-----|----------|--------|--------|----------|--------|--------|--------|------------------------|-------|
| | | % | % | % | % | K | K | K | |
| A | 0.05 | 0.1102 | 0.422 | 0.0355 | 0.0229 | 0.0022 | 0.0017 | 3.717×10^{-5} | 125 |
| B | 0.3 | 0.7626 | 2.7384 | 0.2745 | 0.2757 | 0.0119 | 0.0121 | 5.447×10^{-4} | 20.83 |
| C | 1 | 1.1074 | 2.8836 | 0.5459 | 1.1981 | 0.0020 | 0.0045 | 0.0035 | 6.25 |

Tableau 3. Estimation de l'erreur relative pour les coefficients H et les erreurs absolues pour les températures.

Pour les 3 niveaux de bruit générés (gaussien d'écart σ). Nous observons que la précision de l'estimation diminue quand le niveau de bruit augmente. En particulier, pour le cas le plus bruité ($\sigma=1$) de $S/B = 6.25$ nous avons une erreur d'estimation inférieure à 3% pour les coefficients et une erreur de l'ordre de 10^{-2} pour la ré-estimation des températures. Tandis, que le cas où $\sigma=0.05$ est celui qui se rapproche le plus au niveau de bruit atteint sur les mesures avec la caméra IR avec un $S/B=125$ et une erreur inférieure à 0.5% sur l'estimation des coefficients et une erreur entre 10^{-2} et 10^{-5} pour la ré-estimation des températures. Finalement nous pouvons constater que le modèle inverse est robuste et peu sensible au bruit.

4. Premières mesures

D'après l'étude de sensibilité, nous sommes capables de prédire les conditions expérimentales optimales. C'est à dire, que nous pouvons estimer le rapport des débits qu'il va falloir utiliser pour obtenir une taille des gouttes et de leur espacement, ainsi que la température de travail de chaque phase. En parallèle, nous devons également nous concentrer sur le traitement d'image IR (figure 8) avec des techniques de suivi de front qui sont déjà très utilisées dans le domaine du visible. Cela va nous permettre de faire le suivi de chaque goutte dans le temps et pouvoir reconstruire l'évolution de sa température (figure 9). Pour cela nous allons jouer sur le contraste de l'image IR afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit pour que le suivi soit le plus fin possible.

Chaque image IR enregistre le passage des gouttes à instant donné comme l'illustre la figure 8. Donc à partir d'une image nous faisons l'extraction du profil observé sur l'axe et ceci est fait pour chaque image acquise. Ensuite, sur la figure 9 chaque ligne parallèle à l'axe des abscisses correspond aux profils extraits

des images comme sur la figure 8. Nous pouvons observer sur la figure 9 la reconstruction de la trajectoire des gouttes exprimé par l'assemblées droites, celle-ci montrent clairement l'historique des gouttes. De cette image nous pouvons extraire le profil de température de gouttes pour lui appliquer le modèle inverse proposé (c.f. 3.2). Il est également possible de calculer la vitesse des gouttes par ce type de traitement d'image.

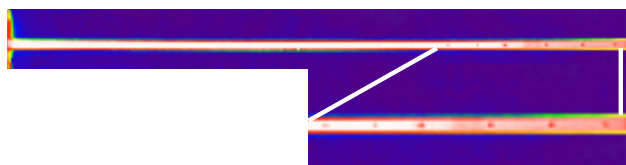


Figure 8. Image IR du train de goutte dans le canal millifluidique. Agrandissement sur la fin du canal où les gouttes commencent à refroidir.

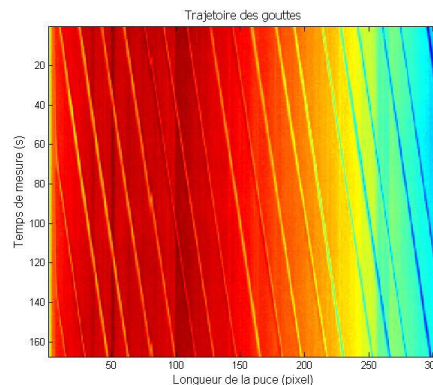


Figure 9. Image IR construite issu de profils sur l'axe du canal, sous forme de diagramme spatio-temporel

5. Conclusion et perspectives

Nous avons mis en place une procédure d'inversion à l'aide d'un modèle simplifié pour estimer des coefficients de transfert et par conséquent le terme source lié à la réaction chimique. Ce modèle a été validé sur de cas synthétiques et sa robustesse a été prouvée. Grâce à l'étude de sensibilité nous pouvons prévoir les conditions expérimentales pour avoir une meilleure estimation des paramètres. Le but étant de fournir une "abaque" des valeurs des coefficients d'échanges thermiques en fonction de nombres usuels (Re et Pr). D'ici la date du congrès des réactions chimiques vont être caractérisées.

Par la suite, des améliorations de mesure thermique vont être faites via l'application des méthodes modulées d'hétérodynage et par un couplage avec des analyses de spectroscopie pour la caractérisation chimique. D'un point de vue modèle une étude numérique de type volume finis sur le système complet en 3D est envisagée pour valider les hypothèses simplificatrice du modèle à 1D.

Références

- [1] Hany C., Pradere C., Toutain J. and Batsale J.C., "A millifluidic calorimeter with infrared thermography for the measurement of chemical reaction enthalpy and kinetics", *QIRT Journal*, Vol. 5, N° 2, pp. 211-229, 2008.
- [2] Song H., Chen D.L., Ismagilov F., "Reaction in droplets in Microfluidic Channels", *Angew. Chem. Int. Ed.* 2006, Vol.45, pp. 7336 – 7356, 2006
- [3] Engl W., Tachibana M., Panizza P., Backov R." Millifluidic as a versatile reactor to tune size and aspect ratio of large polymerized objects", *Int. J. Multiphas Flow*, Vol.33, pp 897–903, 2007.
- [4] Sarrazin F., Loubière K., Prat L., Gourdon C., Bonometti T. and Magnaudet J., "Experimental and numerical study of droplets hydrodynamics in microchannels", *AIChE Journal*, Vol. 52, N° 12, pp. 4061-4070, 2006.
- [5] Toutain J., Battaglia J.-L., Pradere C., Pailhes J., Kusiak A., Aregba W., and Batsale J.-C. "Numerical Inversion of Laplace Transform for Time Resolved Thermal Characterization Experiment", *J. Heat Transfer*, Vol.133, Issue 4, 2011.

Etude expérimentale des transferts de chaleur en ébullition nucléée : Influence de la pression de saturation du fluide.

Mohamed ZAMOUM^{1,2*}, Lounès TADRIST², Hervé COMBEAU³, Mohand KESSAL¹

¹Laboratoire de Génie Physique des Hydrocarbures, Faculté des Hydrocarbures et de la Chimie, Université M'hamed Bougara, Boumerdès, 35000, Algérie

²Polytech'Marseille, Laboratoire IUSTI, UMR CNRS 6595, Technopôle de Château Gombert, 5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille Cedex 13, France

³Institut Jean Lamour, Dép. SI2M, UMR CNRS 7198– Université de Lorraine, Ecole des Mines de Nancy, Parc de Saurupt CS 14234, F-54042 Nancy cedex, France

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

Résumé - Le présent travail est une contribution expérimentale pour une meilleure compréhension des phénomènes d'ébullition et de transfert de chaleur associés. Il s'agit d'une étude de l'ébullition nucléée du FC-72 sur une paroi horizontale dans différentes conditions de saturations. Des mesures de température, de pression et de flux de chaleur associées à des observations du phénomène d'ébullition sont mises en œuvre. Les résultats obtenus permettent de mettre en évidence une influence de la pression de saturation du fluide sur les transferts de chaleur associés et en particulier sur le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB).

1. Introduction :

Depuis quelques années, les techniques d'amélioration des échanges de chaleur ont fait l'objet de nombreux travaux de recherche et constituent encore aujourd'hui un sujet d'actualité dans le domaine des transferts thermiques. En effet, le développement de nouvelles technologies, associé à une minimisation du coût des installations, nécessite des dissipations de densités de plus en plus importantes pour des surchauffes relativement faibles. Parmi les diverses méthodes utilisées pour évacuer la chaleur, les transferts associés à un changement de phase et en particulier l'ébullition sont l'objet d'une attention toute particulière. Un nombre important de recherches ont été conduites depuis plusieurs décennies pour une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'ébullition et pour l'établissement de lois de transferts de chaleur associées [1], [2] à des fins de dimensionnement des composants mécanique, énergétique ou thermique. L'étude des mécanismes de base, comme la nucléation, la croissance de bulles, la dynamique de la ligne de contact n'a pas cessé de susciter des recherches aussi bien expérimentales que théoriques [3] et [4]. De nombreux travaux sur l'ébullition en microgravité ont été conduits au cours des dernières décennies [5], [6] et [7]. Les résultats obtenus sont spécifiques aux configurations étudiées et semblent contradictoires suivant les auteurs. En particulier pour ce qui concerne les transferts de chaleur, ils sont améliorés lorsque la gravité est fortement réduite pour certains auteurs tandis que pour d'autres ils sont détériorés. Par ailleurs, plusieurs investigateurs ont cherché à comprendre l'influence de différents paramètres gouvernant les transferts de chaleur en ébullition nucléée comme l'état de surface de la paroi chauffante [8], [9], la pression du fluide [10], la nature du fluide [11], l'orientation de la surface chauffante par rapport à la gravité [12], [13], [14] ...etc. La zone de déclenchement de l'ébullition n'a pas fait à ce jour l'objet d'un travail connu. En effet il n'existe pas à notre connaissance de résultats de courbes d'ébullition dans la zone de déclenchement de l'ébullition. Cette lacune s'explique sans doute par la difficulté d'accès à des mesures avec les dispositifs

expérimentaux classiquement utilisés, car ils ne permettent pas de bien mesurer avec précision le flux de chaleur de la phase de transition (convection-ébullition) ni le flux minimum de déclenchement de l'ébullition (ONB). La présente étude a pour objectif de contribuer à une meilleure compréhension du phénomène d'ébullition multi-sites en étudiant l'influence des paramètres dominants sur les mécanismes d'ébullition et les transferts de chaleur associés. Nous focalisons nos travaux sur l'influence de la pression de saturation du fluide sur la dynamique de l'ébullition et les transferts de chaleur associés. Dans ce domaine, Rainey et al [15] et Kwark et al [10], ont montré que, dans le cas de l'ébullition nucléée, une augmentation de la pression induit une augmentation du coefficient de transfert thermique. Aussi, Stephan [16] a montré que le flux de chaleur critique est fortement dépendant de la pression

Dans le présent travail, nous présentons des résultats obtenus à l'aide d'un nouveau dispositif expérimental. Il s'agit principalement de l'établissement de la courbe caractéristique des transferts de chaleur en convection naturelle et en régime d'ébullition nucléée dans un bain de FC 72 dans différentes conditions de saturations. Le dispositif expérimental permet de réaliser des expériences sur une paroi horizontale avec un flux de chaleur vertical orienté vers le haut. Nous mettons en évidence une influence de la pression de saturation du fluide sur les transferts de chaleur associés et en particulier sur le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB). Dans une première partie, nous décrivons le dispositif expérimental mis en œuvre et l'instrumentation pour étudier les transferts de chaleur. Nous présenterons les résultats expérimentaux ainsi obtenus et nous discuterons ces résultats en les comparant avec les résultats de la littérature.

2. Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental est conçu de manière à contrôler les paramètres thermodynamiques du fluide qu'il faut maintenir dans des conditions de saturation. Il faut donc réaliser l'ébullition sur une paroi dont l'état de surface est contrôlé ainsi que les conditions thermiques imposées. Pour atteindre ces objectifs le dispositif est constitué de plusieurs composants. Il s'agit pour l'essentiel de la cellule, environnée de plusieurs éléments pour assurer le contrôle de la température et de la saturation du fluide, et de l'élément permettant de provoquer l'ébullition. La figure 1 représente une vue synoptique du dispositif expérimental.

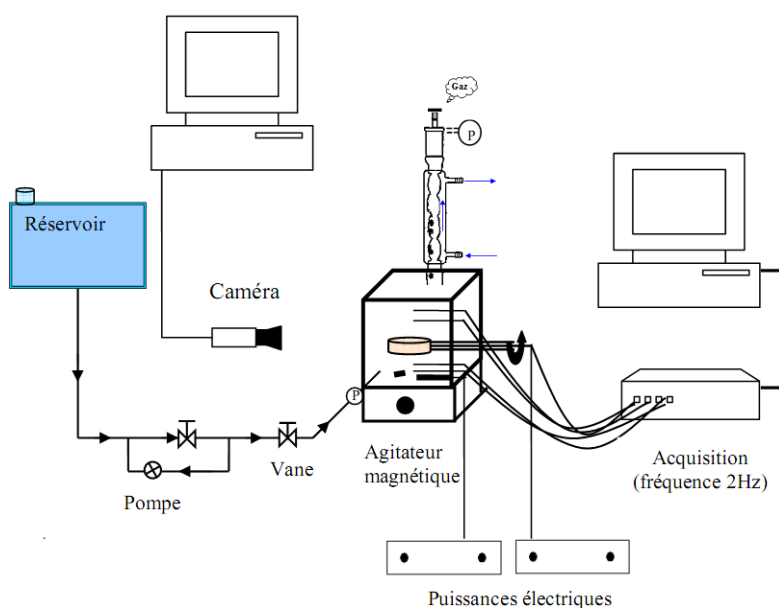


Figure 1 : Schéma de principe du Dispositif expérimental et appareillages de mesure des paramètres

2. 1. Cellule de test et son environnement (Fig. 2) : La cellule de test réalisée au laboratoire est constituée d'une enceinte de forme cubique de 100 mm de côté. Sa structure est en téflon et ses faces en plexiglas transparent. Les dimensions des faces carrées sont de 100mm de côté et de 10mm d'épaisseur. Le téflon et le plexiglas sont de faibles conducteurs de la chaleur pour minimiser les pertes thermiques tout en permettant de visualiser à travers toutes les faces la dynamique de l'ébullition. Le volume intérieur de la cellule est de 750 ml. Elle est quasiment remplie de liquide (Fluorinert FC-72). Cette cellule est conçue pour être étanche dans la gamme de pressions absolues allant de 0,1bar à 2bars. Dans la phase liquide, elle est équipée d'une résistance chauffante et d'un serpentin dans lequel circule un fluide frigoporteur. Ces deux éléments permettent de maintenir le liquide à température de saturation désirée lors de l'ébullition du liquide. Dans la zone vapeur, un condenseur permet de condenser la vapeur produite par ébullition et de maintenir l'enceinte dans les conditions de saturation. Pour évacuer les incondensables, un tube à double enveloppe est installé sur la face supérieure de l'enceinte. La canalisation centrale, reliée à l'enceinte à une extrémité, est occupée par la vapeur et d'éventuels gaz incondensables provenant de gaz dissous dans la phase liquide. L'extrémité opposée est reliée à l'atmosphère par une vanne pour éliminer les gaz incondensables. Dans la zone annulaire le liquide de refroidissement permet de condenser seulement la vapeur et de la séparer ainsi des gaz incondensables. Ces gaz sont ensuite évacués vers le milieu extérieur par la vanne supérieure de la canalisation.

Le fluide test choisi pour étudier les phénomènes d'ébullition est le Fluorinert FC-72 (3M™). C'est un fluide thermiquement et chimiquement stable, sa température d'ébullition est relativement basse (56,6 °C sous 1 bar) et sa chaleur latente est de 93096J/Kg à 25°C. Comparée à celle de l'eau elle est 26 fois inférieure. Les conditions opératoires d'études sont plus faciles à réaliser et à maîtriser pour ce fluide, ce qui en justifie le choix. Pour assurer une température homogène dans la phase liquide, un agitateur magnétique posé sur le fond de l'enceinte dans la zone liquide, permet d'homogénéiser la température du liquide lorsque cela est nécessaire. Quatre thermocouples de type K placés dans l'enceinte permettent de contrôler la température du fluide. Les pressions dans l'enceinte sont mesurées à l'aide de deux capteurs de type SCX 15DN. Un capteur placé en partie basse mesure la pression du liquide et un autre placé en partie haute mesure la pression de la phase vapeur. Pour provoquer l'ébullition et analyser les différents phénomènes de nucléation, de dynamique des bulles et des transferts de chaleur associés un dispositif approprié «ébulliomètre» est implanté à l'intérieur de l'enceinte dans la zone liquide. Grâce à un passage tournant étanche, l'ébulliomètre peut être incliné par rapport à l'horizontale avec un angle quelconque.

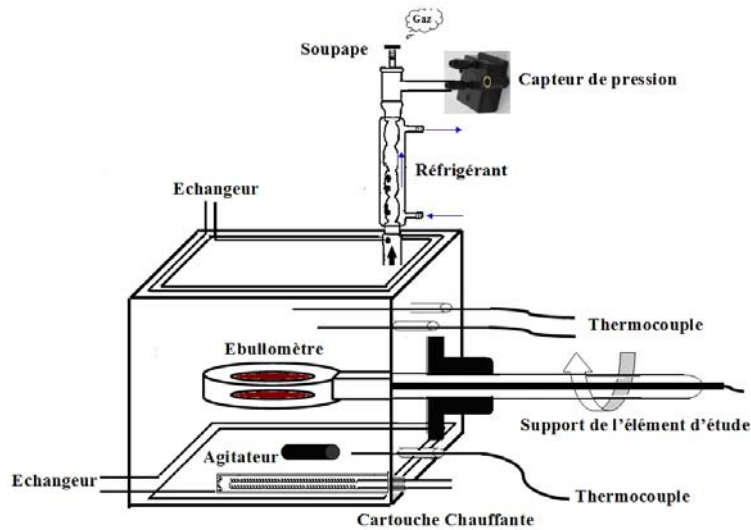
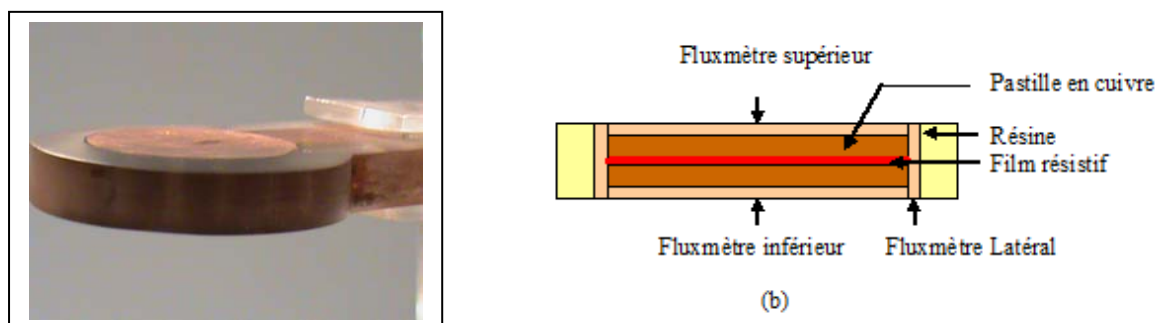


Figure 2 : Cellule test

2. 2. Ébulliomètre : C'est un élément de forme cylindrique conçu et fabriqué au laboratoire. Il est composé de trois fluxmètres, deux pastilles en cuivre et un film résistif pour provoquer le chauffage de l'ébulliomètre par effet joule (Fig. 3). Deux fluxmètres identiques sont placés sur la face supérieure et inférieure de l'ébulliomètre. Ils ont la forme d'un disque circulaire de 20mm de diamètre et de 0,4mm d'épaisseur instrumentés de deux capteurs de flux et de température afin de mesurer le flux de chaleur transmis au fluide et la température de la surface du fluxmètre. Un troisième fluxmètre de forme rectangulaire de 50mm de longueur, 5mm de largeur et 0,4mm d'épaisseur est installé sur le bord latéral de l'ébulliomètre. Ce capteur permet de mesurer le flux de chaleur transmis à travers la surface latérale de l'ébulliomètre. Ainsi ce dernier permet de réaliser des investigations de l'ébullition dans des conditions parfaitement contrôlées : pour les transferts de chaleur au niveau des parois planes et de l'état de surface pour lesquelles il est possible de réaliser un traitement de surface (dépôt, sites artificiels, ...) afin de maîtriser les conditions de nucléation.



(a) Photo de l'ébulliomètre

Figure 3 : Prise de vue latérale (a) et coupe verticale de l'Ébulliomètre (b)

2.3. Protocole expérimental : Avant de procéder aux expériences, on commence par remplir partiellement la cellule de Fluorinert (FC72) liquide. La première opération est le dégazage complet du liquide. La procédure retenue consiste à chauffer progressivement le liquide en utilisant la cartouche chauffante immergée tout en brassant le liquide à l'aide d'un agitateur magnétique. Au bout de quelques instants, la température et la pression augmentent dans la cellule. Dès que le liquide avoisine les conditions de saturation, il y a formation de vapeur et dégazage du liquide. Le mélange vapeur-air se retrouve dans la zone supérieure de l'enceinte surmontée d'un échangeur dans lequel circule un liquide de refroidissement. Une fraction importante de la vapeur est alors condensée, l'autre fraction mélangée aux gaz incondensables est évacuée hors de l'enceinte à travers le condenseur double tube monté d'une soupape actionnée manuellement. Cette opération est répétée plusieurs fois jusqu'à obtenir les conditions thermodynamiques correspondantes à l'état de saturation du fluide pur. Le chauffage de l'enceinte par la cartouche est alors arrêté. Le fluide se refroidit naturellement jusqu'à la température désirée. Comme l'enceinte est étanche et que le fluide est en état de saturation, la diminution de sa température conduit à la diminution de la pression. Après avoir vérifié les conditions de saturation du fluide à la température désirée, nous procédons aux expériences d'ébullition. Pour cela un apport de chaleur par effet joule est amené progressivement à l'aide du film résistif situé au cœur de l'ébulliomètre. Le flux de chaleur dissipé peut atteindre au maximum 20 Watts. De faibles valeurs de flux de chaleur sont nécessaires étant donné que l'ébullition est générée dans un liquide de faible chaleur latente et dans des conditions de saturation avec de très faibles déperditions de chaleur. Chaque condition d'expérience consiste à imposer un flux de chaleur constant. Un transfert de chaleur s'installe entre l'ébulliomètre et le liquide. Une fois le régime établi l'ensemble des données thermodynamiques et thermiques : le flux échangé à travers la surface de nucléation, la

température de la surface de nucléation, la température et la pression du bain sont enregistrés. La dynamique de l'ébullition engendrée sur la paroi de l'ébulliomètre est également filmée à l'aide d'une caméra. Cette opération est renouvelée pour plusieurs valeurs du flux de chaleur sur toute la gamme accessible. Les limitations sont essentiellement dues à la résistance des matériaux constituant l'enceinte et l'ébulliomètre. Ici l'élément limitant et le film résistif pour lequel la température ne doit pas excéder 100°C.

3. Résultats :

Nous présentons des résultats montrant l'influence de la pression de saturation du fluide sur les transferts de chaleur. La figure 5 montre la caractéristique des transferts de chaleur du FC-72 à flux imposé croissant dans diverses conditions de saturation P_1 , P_2 , P_3 et P_4 (Figure 4) sur une paroi horizontale en contact avec le liquide par la face supérieure. Cette courbe représente la variation de flux de chaleur mesuré pour différentes puissances de chauffages imposées en fonction de l'écart entre la température (ΔT_{sat}) de la paroi T_p et la température de saturation du liquide T_{sat} . Quelque soit la pression de saturation du fluide, les courbes caractéristiques présentent la même allure où nous observons, l'existence de trois domaines qui correspondent pour le premier aux plus faibles surchauffes à un régime de convection naturelle, faisant place après un régime de transition à un régime d'ébullition nucléée.

A faible surchauffe de la paroi les caractéristiques de transfert de chaleur sont très voisines. En revanche au fur et à mesure que la pression de saturation augmente, de 0,2 à 1bar, la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition augmente (Figure 6). Cette augmentation peut être interprétée comme étant due à la combinaison de plusieurs effets. Nous tentons ici d'avancer les premières hypothèses pour expliquer ces observations. En effet, le mécanisme de la nucléation est gouverné par le comportement du nucléé (embryon) dans le mélange diphasique liquide vapeur dans la couche limite au voisinage immédiat de la paroi. Ce mélange est influencé par la pression de saturation. En effet, l'augmentation de la pression de saturation (augmentation de la température de saturation) engendre d'une part une diminution de la chaleur latente de vaporisation et de la tension superficielle du liquide et d'autre part une augmentation de l'agitation moléculaire. Tous ces paramètres sont favorables à la formation d'embryons de vapeur favorable à la nucléation de bulles et donc au déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB). En effet, avec une diminution de la tension superficielle, le rayon critique diminue et le travail nécessaire pour créer l'interface de la bulle diminue. De plus, l'augmentation de l'agitation moléculaire conduit à l'augmentation de la probabilité pour qu'un embryon gagne des molécules et grossisse jusqu'à atteindre un rayon supérieur au rayon critique.

Pour les densités de flux importantes (régime d'ébullition nucléée) les courbes caractéristiques montrent que, pour une surchauffe donnée, le transfert de chaleur entre la paroi chauffante et le liquide est meilleur au fur et à mesure que la pression de saturation augmente. Ce dernier résultat confirme les résultats trouvés par Kwark et al [10].

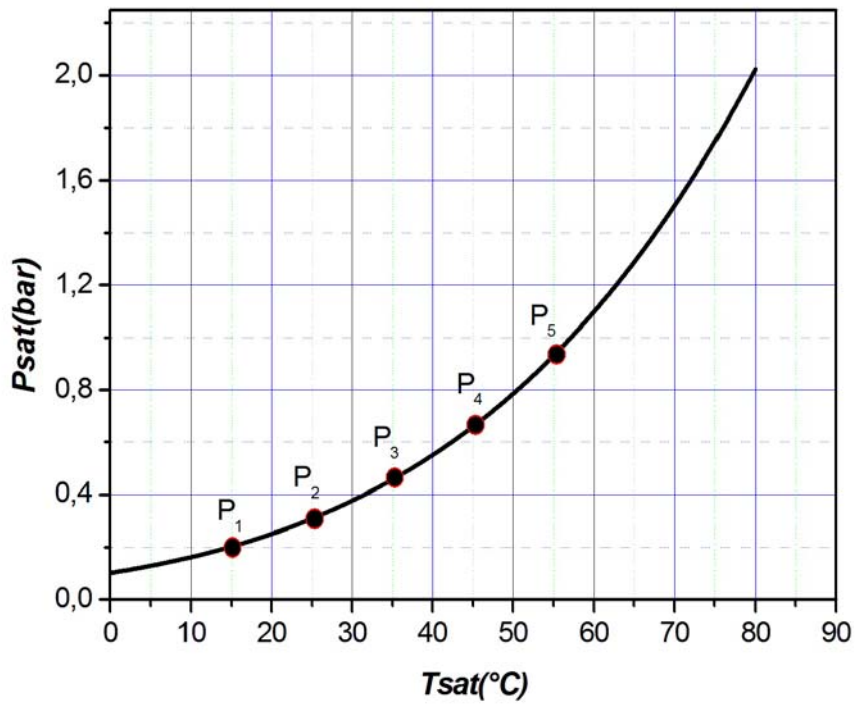


Figure 4 : Courbe de saturation du FC-72

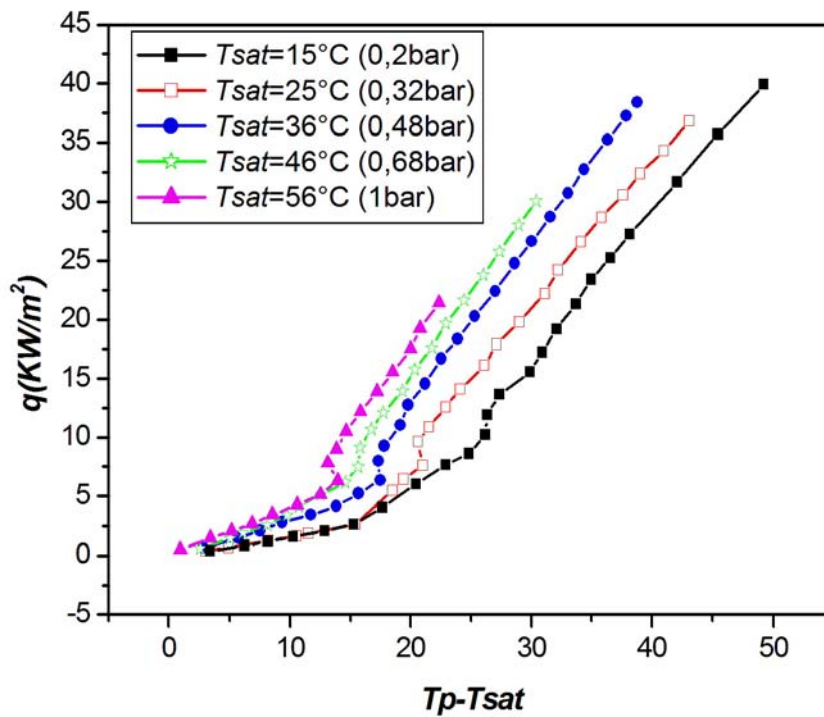


Figure 5 : Courbe caractéristique de l'ébullition nucléée du fluide FC-72 : Influence de la pression de saturation du fluide

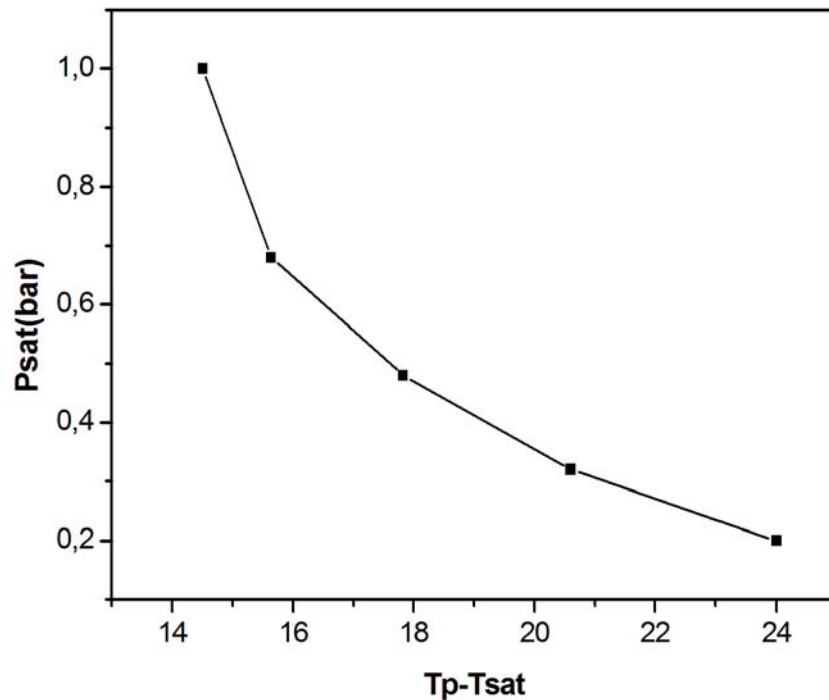


Figure 6 : Déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB) pour les différentes pressions de saturation du fluide FC-72

4. Conclusion :

Dans ce travail, nous avons étudié les caractéristiques des transferts de chaleur dans un liquide dans différentes conditions de saturation en présence de la convection naturelle et d'un régime d'ébullition nucléée. Pour cela nous avons mis en œuvre un dispositif expérimental original comportant un ébulliomètre. Cet ensemble permet d'étudier l'ébullition multi-sites dans des conditions opératoires parfaitement contrôlées. Sur la base de l'expérience mise en œuvre, nous montrons un résultat original sur l'influence de la pression de saturation du fluide sur les transferts de chaleur associés et en particulier sur le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB). Une augmentation de la pression de saturation favorise le déclenchement de l'ébullition nucléée, et donc le transfert de chaleur.

Références

- [1] Nukiyama. Maximum and minimum values of heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *Journal of the Japan Society of Mechanical Engineers*; (37), 367–374, (1934).
- [2] Forster and Greif. Heat transfer to a boiling liquid - mechanisms and correlations. *Journal of heat transfer* 81 :43–53, (1959).
- [3] Rohsenow. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids; *Transaction ASME*, 84, 969–976, (1962).
- [4] Han and Griffith. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling—part I: Bubble initiation, growth and departure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 8(6), 887–904, (1965).
- [5] Siegel and Keshock. Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in saturated water. *Journal of AIChE*, 10(4) :509–517, (1964).

- [6] Straub and James P. Hartnett. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity. In *Advances in Heat Transfer*, volume Volume 35, pages 57–172. Elsevier, (2001)
- [7] O. Kannengieser, C. Colin, W. Bergez. Influence of gravity on pool boiling on a flat plate: Results of parabolic flights and ground experiments. *Experimental Thermal and Fluid Science* (2010), doi:10.1016/j.expthermflusci.2010.04.010
- [8] J. H. Chang and S. M. You, Heater orientation effects on pool boiling on micro-porous-enhanced surfaces in saturated FC-72. *J Heat Transfer* 1996;118:937–43.
- [9] J. L. Parker and M. S. El-Genk, Subcooled Boiling of Dielectric Liquids on Porous Graphite at Different Orientations, Proceedings 13th Int. Heat Transfer Conference, Paper No. BOI-36, Sydney, Australia. Parker et El-Genk (2006)
- [10] Sang M. Kwark, Miguel Amaya, Ratan Kumar, Gilberto Moreno, Seung M You, Effects of pressure, orientation, and heater size on pool boiling of water with nonocoated heaters, *Intenational Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 5199-5208
- [11] A.R. Schlindwein, F.O. Martin Jr, M. Misale, J.C. Passos, Nucleate boiling of FC-87/FC-72 zeotropic mixtures on a horizontal copper disc, *Heat Mass Transfer* (2009) 45 937-944S
- [12] Nishikawa, Fujita, Satoru, and Ohta. Effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27(9): 1559–1571, 1984
- [13] A. Priarone, Effect of surface orientation on nucleate boiling and critical heat flux of dielectric fluids. *Int J Thermal Sci* 2005;44:822–31
- [14] M. Zamoum, L. Tadrist, O. Rahli, M. Kessal et H. Combeau, Etude expérimentale des transferts de chaleur en ébullition nucléée : Influence de l'orientation de la paroi de nucléation. Congrès français de thermique, SFT2011, Perpignan 24-27 mai 923-928
- [15] K. N. Rainey, S. M. You, S. Lee, « Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous, square pin-finned surfaces in FC-72 », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 23-35, 2003.
- [16] K. Stephan, « Heat transfer in condensation and boiling », Springer Verlag, Berlin, 1992.

Approche Boltzmann sur réseau de la dispersion dans les mousses : évaluation de la longueur d'établissement.

Yann JOBIC¹, Frédéric TOPIN¹, René OCCELLI¹, Vincent PAVAN¹

¹Laboratoire IUSTI, UMR 6695, Université de Provence, Technopôle de Château-Gombert, 5, rue Enrico Fermi – 13453 Marseille Cedex 13

Résumé - Les matériaux cellulaires à forte porosité sont de plus en plus utilisés dans de nombreux domaines industriels. Nous développons un module de calcul basé sur la méthode Boltzmann sur Réseau (BsR), afin de résoudre des transferts couplés aux écoulements tridimensionnels en géométrie complexe. Nous déterminerons la dispersion effective de mousses virtuelles ou réelles (obtenues à partir de tomographie). En particulier, nous définissons un critère quantitatif afin de prédire la distance d'établissement de la dispersion. Nous validons ce critère sur le cas de la dispersion de Taylor en tube, puis l'appliquons aux mousses. L'ensemble des résultats sont discutés et comparés aux données de la littérature.

Nomenclature

| | | | |
|--------|----------------------------------------|----------|------------------------------------|
| Pe | Nombre de Peclet | τ_c | Temps de relaxation (énergie) |
| Re | Nombre de Reynolds | ξ | vecteur des vitesses de particules |
| ρ | Densité du fluide (kg/m ³) | x | vecteur positions |
| u | Vitesse débitante (m/s) | t | temps (s). |
| τ | Temps de relaxation (fluide) | | |

1. Introduction

L'étude des phénomènes de transfert dans les mousses est interdisciplinaire et revêt une importance particulière pour de nombreuses applications telles que les échangeurs, l'ingénierie pétrolière et chimique... Il est alors intéressant de prédire les propriétés thermiques et d'écoulement de ces types de matériaux à partir de leur microstructure. Ainsi, les propriétés effectives telles que la perméabilité, le coefficient inertiel, la conductivité thermique peuvent être obtenues. Plus spécifiquement, la dispersion joue un rôle critique dans de nombreuses applications, comme le transport de contaminants, la filtration, la chromatographie, les réacteurs chimiques, etc. Nous discutons plus spécifiquement la méthode de calcul ainsi que les quantificateurs associés à cette grandeur.

La dispersion thermique ou solutale en milieu poreux est supposée fickienne à des échelles caractéristiques suffisamment grandes, et par conséquent l'équation macroscopique la régissant est de forme « advection-diffusion ». Elle est le résultat de la présence à la fois de la diffusion thermique ou moléculaire microscopique et des gradients de vitesse. Elle est majoritairement influencée par le transport se produisant à des échelles de longueur plus petite que le VER (volume élémentaire représentatif). L'anisotropie de la dispersion est due à sa dépendance à la direction d'écoulement et à l'anisotropie structurelle des mousses. Il est alors aisé de voir que la dispersion est donc fonction de la géométrie de la mousse (et de la perméabilité), des propriétés thermophysiques (e.g. Pr), de l'hydrodynamique (e.g. Re et structure), etc.

La littérature propose de manière assez complète un nombre de modèles variés pour des lits de billes ou des structures cylindriques ([1]). En revanche, les études effectuées sur des mousses sont, à notre connaissance, peu nombreuses. La dispersion étant fortement

dépendante de la morphologie du milieu, nous ne pourrions pas comparer quantitativement nos résultats à ces données.

Delgado [1] a fait une revue détaillée des données de dispersion dans des lits denses. Il recense et ajoute des corrélations pour différents régimes suivant le Peclet de pore. Hugo [2] a déterminé la dispersion transverse à l'aide de deux méthodes. Il conclut alors que la dispersion dépend non seulement de la géométrie des mousses à partir d'un Peclet seuil (200) mais aussi des conditions de bords ainsi que de la direction des flux de température. Jeong [3] calcule la dispersion longitudinale dans des structures de mousses à cylindre circulaire. L'écoulement est calculé par une méthode de type Boltzmann sur Réseau, et ajoute un scalaire passif modélisant un polluant dans la mousse. Afin de déterminer la dispersion longitudinale D_l , il approxime l'équation donnée par Carbonell et Witaker qui est :

$$D_l \nabla \langle T \rangle = -(\rho C_p)_f \langle \tilde{\mathbf{u}}_f \cdot \tilde{T}_f \rangle \tag{1}$$

Puis il approxime le terme $\nabla \langle T \rangle$ par $-\Delta T/L$ dans la direction de l'écoulement, avec une température imposée à chaque face. Hutter [4] a expérimentalement évalué la dispersion longitudinale de mousses métalliques pour de haut Peclet, en mesurant la concentration d'un traceur en sortie de mousse, et en fittant la concentration moyenne temporelle avec la forme de la solution donnée par Hill. Les valeurs de dispersion obtenues sont alors de deux ordres de grandeur pour 40 cm de différence en les points de mesure, mettant en évidence la notion de distance d'établissement.

Dans la suite, nous explicitons la méthode numérique Boltzmann sur Réseau (BsR) ainsi que les indispensables validations numériques, puis nous exposons la méthodologie de calcul de la dispersion longitudinale, et enfin nous l'appliquons à une mousse métallique réelle.

2. Méthode Boltzmann Sur Réseau

Historiquement, cette approche s'est développée comme une variante de la méthode de Gaz-sur-réseau. C'est en prenant en compte les limitations de cette dernière qu'est née le schéma BsR. Un résultat important a été apporté en 1997, démontrant que les schémas BsR n'étaient que des discrétisations particulières de l'équation de Boltzmann. A partir de ce moment-là, la méthode a pris un sens plus physique. Ainsi la méthode a été reconnue comme une description des fluides à l'échelle mésoscopique, intermédiaire entre les représentations microscopiques de la dynamique moléculaire et les représentations macroscopiques de la physique courante (NS).

Nous définissons f une fonction de distributions de densité de particules. La probabilité de trouver une particule ayant une vitesse comprise entre \mathbf{v} et $d\mathbf{v}$ dans le voisinage de \mathbf{r} (donc compris entre \mathbf{r} et $d\mathbf{r}$) et au temps t est donnée par :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v} \tag{2}$$

L'équation de Boltzmann (1872) est alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{m} \nabla_{\mathbf{v}} f = \frac{\partial_e f}{\partial t} \tag{3}$$

Le membre de droite de l'équation (3) modélise les collisions particulières. Une approximation a été proposée en 1954 par Bhatnagar, Gross et Krook (le fameux BGK, [5]). En enlevant le terme de force, l'équation (3) devient alors :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f = -\frac{1}{\lambda} (f - f^{(eq)}) \tag{4}$$

Où $f^{(eq)}$ est la fonction de distributions à l'équilibre, et λ le temps de relaxation, lié à un temps de libre parcours moyen. Il reste maintenant à discrétiser cette équation. Pour cela, nous définissons un espace vectoriel de vitesses discrètes et associons chacune d'entre elles à f , avec la notation suivante : f_α . Nous résolvons alors l'équation (4) en calculant dans un premier temps le terme de collision, et ensuite, indépendamment, le terme de transport. Le schéma utilisé ici considère le fluide comme très faiblement compressible. Les équations « macroscopiques » que l'on résout sont alors :

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (6)$$

L'équation d'énergie ou de transfert de masse est traitée avec l'ajout d'une fonction de distributions, autrement dit avec l'ajout d'une nouvelle population de particules, considéré comme un champ scalaire dans le fluide. La méthode de résolution est semblable à celle citée plus haut, les différences étant sur le calcul de la fonction de distributions à l'équilibre, de la définition du temps de relaxation, et des conditions de bords. L'équation macroscopique correspond au transport convecto-diffusif de l'énergie en l'absence de dissipations visqueuses et du travail des forces de pression. Elle est de la forme suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho C_p \mathbf{v} \cdot T) = \nabla \cdot \lambda \nabla^2 T \quad (7)$$

Pour de plus ample détails sur la résolution, se référer à [6].

Rapidement, les avantages de ce schéma sont nombreux. D'une part, la programmation est assez simple. On n'a pas le problème de la non linéarité, ni celui du calcul de la pression (on considère la pression comme une fonction de la densité). D'autre part, le schéma est explicite, une des deux étapes du calcul ne fait intervenir que des opérations locales ce qui rend la parallélisation aisée. Il est connu qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un raffinement de maillage aussi fin que les méthodes classiques (volumes finis, éléments finis) pour avoir une précision équivalente. Cependant, ce schéma n'est pas exempt de désavantage dont le principal provient de son caractère explicite, qui impose un pas de temps très petit. Cette méthode est surtout indiquée dans les cas de phénomènes physiques rapides. Un élément vient contrebalancer ce point : il n'y a pas de cumuls d'erreurs sur l'opérateur de transport, celui-ci étant parfait. Cela provient de la géométrie, qui est constituée de cubes égaux et des directions de vitesses déplaçant les particules du centre du cube au centre du cube suivant (d'une distance $\mathbf{v}dt$). De cette géométrie apparaît un désavantage : la discrétisation du domaine ne se fera qu'avec des cubes de taille identique rendant difficile le raffinement de maillage aux interfaces. Celles-ci ne seront alors approchées que par des effets de marches d'escalier.

3. Méthodologie de calcul de la dispersion

Carbonell et Witaker [7] ont utilisé une technique de prise de moyennes dans des volumes locaux pour dériver l'équation d'énergie macroscopique d'une cellule unité d'un poreux. Dans leur approche, ils ont introduit une fonction vectorielle \mathbf{b} (de transformation), qui projette les gradients volumiques de température moyennée sur une fonction scalaire de déviation de température locale, telle que :

$$T' = \mathbf{b} \nabla \langle T \rangle \quad (8)$$

La fonction de transformation est une fonction de position au sein de la cellule unitaire. Ils posent les bases du formalisme théorique que nous utiliserons.

Le domaine de calcul est le suivant : le fluide entre dans le tube à $x = 0$ et sort à $x = L$, le volume de la section étant V . Maintenant, à $t = 0$, nous injectons instantanément dans le fluide entrant une quantité de traceur de concentration unitaire. Si le débit et le degré de mélange sont indépendants de la position radiale, le maximum de concentration du traceur va se déplacer en aval à une vitesse moyenne $u = vL/V$ et son emplacement au temps t sera $x = ut$. Avec ces conditions, le mélange du traceur avec le fluide environnant est donnée par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_l \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \tag{9}$$

Où D_l est la dispersion longitudinale. Dans ces conditions, la solution de l'équation (10) qui donne la distribution du traceur en fonction de t et x est, suivant Carslaw ([8]) :

$$C = \frac{\sigma}{\sqrt{\sigma + D_l t}} \exp\left(-\frac{(x - ut)^2}{4(\sigma + D_l t)}\right) \tag{10}$$

Cette distribution est de la famille des gaussiennes. En se ramenant à un problème unidimensionnel, nous traçons la concentration d'un plan moyenné en fonction du temps, et effectuons une régression à un degré de liberté, correspondant à la dispersion longitudinale. Nous avons cherché ici à utiliser au mieux le caractère instationnaire de la méthode BsR pour déterminer cette propriété macroscopique. Nous avons donc utilisé les avantages de celle-ci par rapport à d'autres qui tire mieux parti des problèmes stationnaires (par exemple les volumes finis). Il faut bien veiller à une chose : si le plan de mesure n'est pas à une distance suffisante de l'injection, la courbe obtenue n'est pas gaussienne. Il apparait alors la notion de longueur d'établissement, garantissant la qualité de la régression, et donc de la précision du calcul de dispersion. La littérature donne à ce sujet une approximation de cette longueur pour les tubes de diamètre d , qui est : $x \gg Pe d/4$. Toutefois, cette approximation étant un large majorant du premier instant à partir duquel la solution est effectivement gaussienne, et n'étant applicable que pour les domaines circulaires, nous avons créé un indice qui quantifie le caractère gaussien d'une courbe.

4. Indice maxwellien

4.1. Définition et construction de l'indice

Nous montrons brièvement ici la construction de l'Indice Maxwellien Discret (IMD), permettant de tester la proximité avec une maxwellienne. On se donne une distribution de points f_i , qui est le profil de concentration moyenné sur des plans perpendiculaires à la direction principale en fonction du temps, et qui a pour densité n , pour écart-type σ , et pour moyenne \bar{x} . On suppose, ce qui dans notre cas est toujours vrai pour des raisons évidentes, que $f_i \geq 0$. Un résultat théorique nous assure alors qu'il existe une unique maxwellienne discrète de la forme suivante :

$$M_i = \frac{\tilde{n}}{(2\pi\tilde{\sigma})^{d/2}} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) := \mathcal{M}(x_i) \tag{11}$$

Telle que

$$\sum_i \{1, x_i, x_i^2\} (f_i - \mathcal{M}_i) V_i = \{0, 0, 0\} \tag{12}$$

Afin de trouver cette maxwellienne, il faut alors résoudre le système non linéaire suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_i \tilde{n} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) V_i = n \\ \sum_i x_i \tilde{n} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) V_i = n\bar{x} \\ \sum_i \frac{(x_i - \bar{x})^2}{2} \tilde{n} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) V_i = n\sigma^2 \end{array} \right. \quad (13)$$

$$\sum_i x_i \tilde{n} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) V_i = n\bar{x} \quad (14)$$

$$\sum_i \frac{(x_i - \bar{x})^2}{2} \tilde{n} \exp\left(-\frac{(x_i - \tilde{x})^2}{2\tilde{\sigma}^2}\right) V_i = n\sigma^2 \quad (15)$$

D'un point de vue pratique, nous résolvons le système non linéaire par une méthode de Newton. L'initialisation se fera par les moments de l'échantillon à mesurer, qui est a priori une assez bonne approximation. Il ne faut en général que 3-4 itérations de Newton pour converger. Une fois les moments de la maxwelliennes connu, on calcul l'information de Kullback discrète, qui est défini par :

$$H(f_i|\mathcal{M}_i) = \sum_i \left(f_i \ln\left(\frac{f_i}{\mathcal{M}_i}\right) - (f_i - \mathcal{M}_i) \right) V_i \geq 0 \quad (16)$$

On a alors le résultat suivant :

$$\begin{aligned} H(f_i|\mathcal{M}_i) = 0 &\Leftrightarrow f_i = \mathcal{M}_i[f] \\ &\Leftrightarrow f_i \text{ est une maxwellienne} \end{aligned} \quad (17)$$

La valeur de l'IMD est alors donnée par le calcul de la formule (16). Concernant la stabilité de l'indice, nous pouvons calculer les variations de l'indice face à une perturbation. On peut montrer que si $f_i = \mathcal{M}_i(1 + \varepsilon g)$, on a :

$$H(f_i|\mathcal{M}_i[f]) \simeq \frac{\varepsilon^2}{2} n \quad (18)$$

Ce résultat est important car il permet de normer l'indice, et de parfaitement définir son caractère maxwellien.

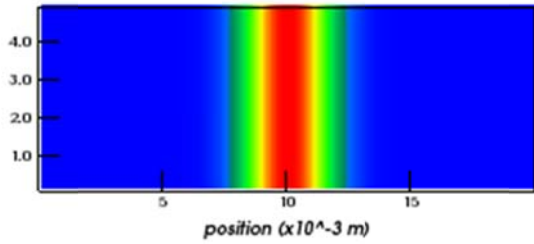
4.2. Validation de l'indice

Nous avons validé l'IMD sur la dispersion de Taylor entre deux plaques (cas 2D). Le problème est classique. Nous avons reproduit l'expérience décrite dans le paragraphe 3. La solution analytique est la suivante (c.f. [9]) :

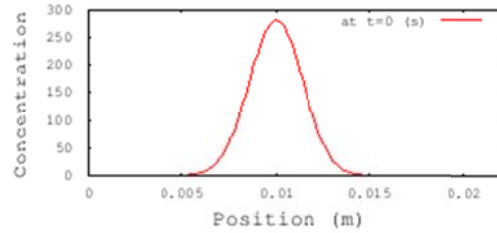
$$D_t = D_f \left(1 + \frac{Pe^2}{210} \right) \quad (19)$$

On remarque (Figure 1) qu'il faut un temps assez long pour avoir un établissement de la concentration vers une maxwellienne. Plus précisément (Figure 1 { c }), sur des temps courts, la vitesse aux parois étant nulle, la diffusion transverse n'est pas établie. Cela se répercute sur la valeur de l'IMD (Figure 1 { d } : à 0.625s, l'IMD est de 768.95). On voit alors très clairement le retour maxwellien à partir de 10s (Figure 1 { g }). Nous savons donc que le plan de mesure devra être au moins à une distance de $10(s) * vitesse\ fluide$. A 15s, on a une erreur par rapport à la solution exacte (19) de 0.2%. On note finalement que sur la fin de l'expérience, l'IMD augmente. Cela correspond à la sortie du domaine du traceur. La quantité de concentration n'étant plus la même, les hypothèses de l'IMD ne sont plus respectées, et

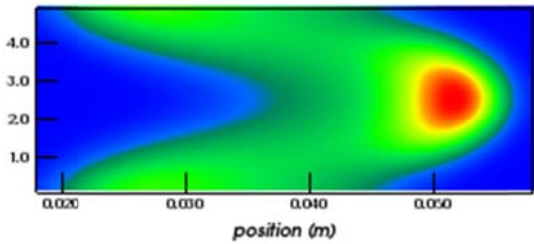
donc l'indice augmente. Quand il n'y a plus de concentration, la valeur de l'IMD vaut zéro, ce qui correspond à la chute du deuxième pic.



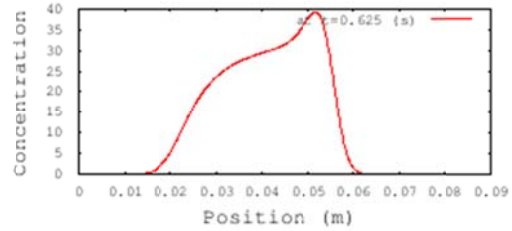
{ a } Concentration (zoom) à t=0s



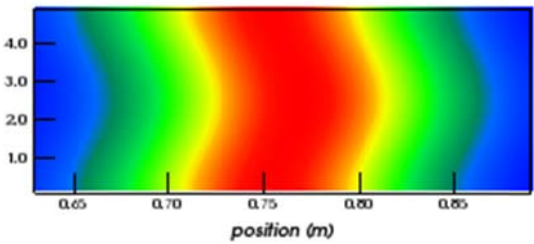
{ b } Profil de \bar{C} à t=0s
IMD = 0



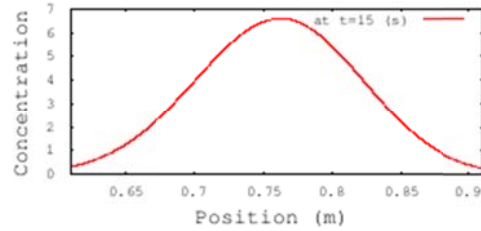
{ c } Concentration (zoom) à t=0,625s



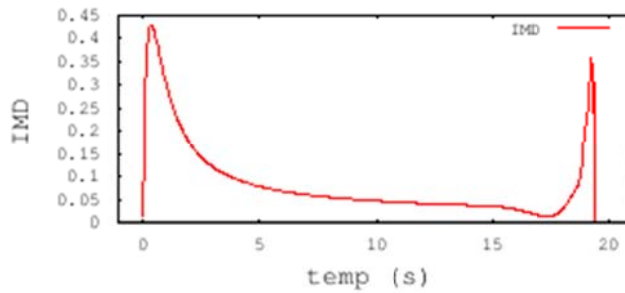
{ d } Profil de \bar{C} à t=0,625s
IMD = 0.392



{ e } Concentration (zoom) à t=15s



{ f } Profil de \bar{C} à t=15s
IMD = 0.0348



{ g } Valeur de l'IMD normé au cours du temps

Figure 1 : Evolution du champ de concentration, avec variations de l'IMD correspondant à $Pe=100$

5. Application aux mousses

Nous reprenons la configuration du paragraphe 3. La vitesse est uniforme en entrée, la condition en sortie est une sortie libre (face à l'entrée), et sur les autres faces nous mettons des conditions de symétrie. Après avoir calculé l'écoulement, nous injectons une gaussienne à 30

voxels en entrée d'une mousse d'une longueur totale de 1.9 cm, qui est advectée et diffusée dans celle-ci.

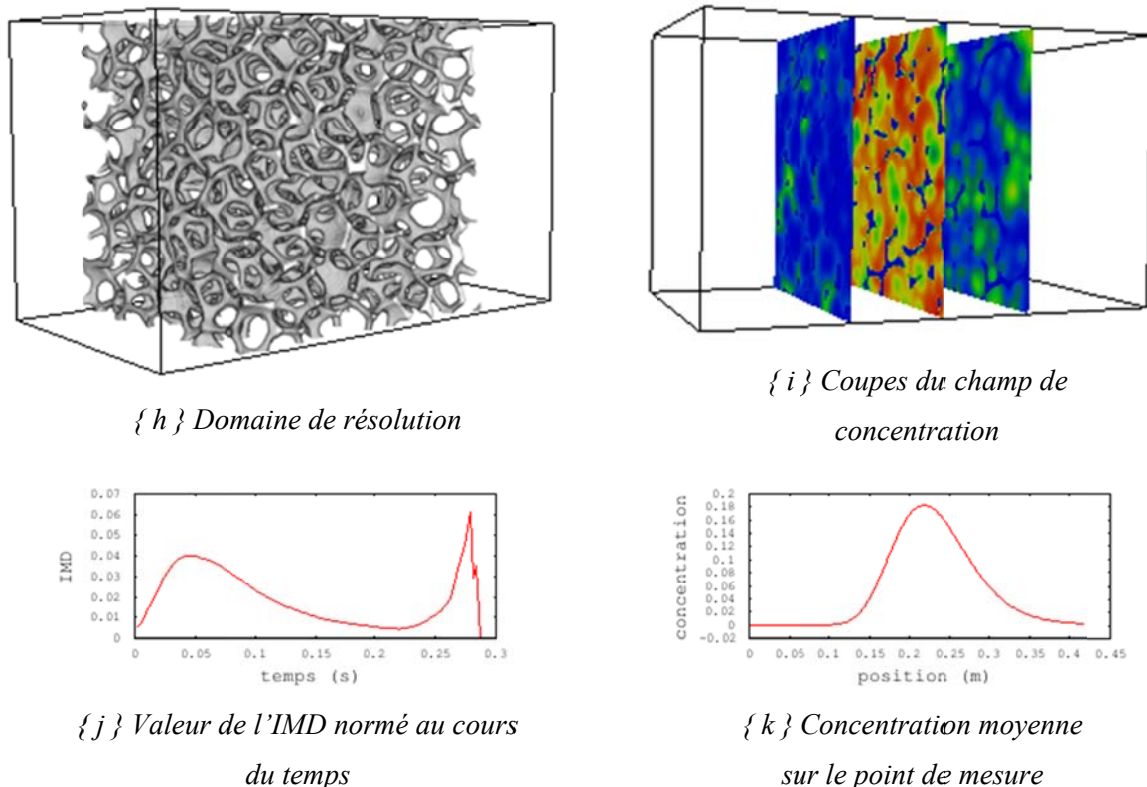


Figure 2 : domaine et valeur de l'IMD pour un Peclet de 37

L'IMD nous donne alors un temps minimal d'établissement. Au vu de la vitesse débitante, on estime le point de prise de mesure à 1.6 cm de l'entrée de la mousse. Elle est alors suffisamment longue pour ce Peclet. Par contre, pour des Peclet plus important, l'échantillon sera trop court. On a repris ici (Figure 3) les valeurs de dispersion longitudinale que nous avons trouvé dans la littérature. Nous avons cherché des formes de mousses comparables aux nôtres. L'expérience d'Edwards et Richardson [10] est de faire passer de l'air dans un lit de bille en verre, avec de l'Argon comme soluté. Rifai [11] a étudié le cas de l'eau avec comme soluté du sel, et enfin Pfannkuch [12] a utilisé du sel dans l'eau pour des lits de sphères en verre. Ces expériences montrent toutes une assez grande variabilité des résultats, tout en restant dans le même ordre de grandeur. Toutes ces courbes ont, de manière asymptotique, la même tendance, On



remarque cependant que la dispersion dans la mousse est un peu plus basse que les autres. Cela peut s'expliquer d'une part par la forme de la mousse, forcément différente des autres, et d'autre part par la représentation en marche d'escalier du domaine.

6. Conclusion

Le code BSR a été validé sur des cas analytiques, aussi bien pour les équations de Navier-Stokes que pour le calcul de dispersion. La contrainte informatique étant de travailler sur des maillages importants (3D), le code a été parallélisé. Nous avons créé un indice permettant d'évaluer la distance d'établissement de la dispersion longitudinale, qui permet à la fois de dimensionner la taille de la mousse nécessaire à l'expérience et de mesurer la qualité de la mesure. Les valeurs de dispersion évaluées sont comparables à celles trouvées dans la littérature. Des calculs systématique sont en cours pour diverses mousses (virtuelles, réelles, régulières, stochastiques, etc).

Références

- [1] Delgado, J., *A critical review of dispersion in packed beds*. Heat and Mass Transfer, 2006. **42**(4): p. 279-310.
- [2] Hugo, J.-M. and F. Topin, *Dispersion in Metal Foam: A Pore Scale Numerical Study* Defect and Diffusion Forum 2012
- [3] Jeong, N. and D.H. Choi, *Estimation of the thermal dispersion in a porous medium of complex structures using a lattice Boltzmann method*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011. **54**(19–20): p. 4389-4399.
- [4] Hutter, C., et al., *Axial dispersion in metal foams and streamwise-periodic porous media*. Chemical Engineering Science, 2011. **66**(6): p. 1132-1141.
- [5] Bhatnagar, P.L., E.P. Gross, and M. Krook, *A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems*. Physical Review, 1954. **94**(3): p. 511-525.
- [6] Jobic, Y., F. Topin, and R. Occelli. *Dispersion en milieu poreux : approche LBM des transferts dans les mousses métalliques*. in *SFT'2011*. 2011. Perpignan.
- [7] Carbonell, R.G. and S. Whitaker, *Dispersion in pulsed systems—II: Theoretical developments for passive dispersion in porous media*. Chemical Engineering Science, 1983. **38**(11): p. 1795-1802.
- [8] Carslaw, H.S., *Introduction to the Mathematical Theory of the Conduction of Heat in Solids* 1945: Dover, New York.
- [9] Adler, P.M., *Porous Media, geometry and transport* series in chemical engineering 1992: Butterworth/Heinemann
- [10] Edwards, M.F. and J.F. Richardson, *Gas dispersion in packed beds*. Chemical Engineering Science, 1968. **23**(2): p. 109-123.
- [11] Rifai, M.N.E., W.J. Kaufman, and D.K. Todd, *Dispersion phenomena in laminar flow through porous media* 1956 University of California
- [12] Pfannkuch, H.O., *Contribution à l'étude des déplacement de fluides miscibles dans un milieu poreux* 1963 Rev. Inst. Fr. Pé t. 18, 215–219.

Quantification des débits de fuite dans les digues en terre par thermométrie (méthode analytique) et identification de modèle convolutif

Stéven KERZALÉ^{1,2,*}, Denis MAILLET¹, Alexandre GIRARD²

¹LEMETA, Nancy-Université & CNRS

2 Avenue de la Forêt de Haye - 54504 Vandœuvre lès Nancy cedex

²EDF R&D, département STEP

6 Quai Watier - 78401 Chatou Cedex

*(Stéven Kerzale : steven-externe.kerzale@edf.fr)

Résumé - Nous proposons ici une estimation par thermométrie de la perméabilité dans une coupe 2D de digue en terre homogène. Nous proposons un algorithme basé sur une minimisation d'un écart quadratique (différence entre les données capteurs et les données simulées) calculé à partir de la solution analytique de l'équation de la chaleur 1D : en effet nous avons déjà montré que lors de fortes fuites il était possible de ne plus considérer qu'une seule ligne de courant [1] et [2]. Nous proposons également une identification du système afin de nous affranchir des incertitudes des paramètres physiques de notre système. Dans un premier temps, nous étudierons la corrélation existant entre l'air et l'eau, et ensuite nous proposerons un algorithme d'identification dans le domaine fréquentiel.

Nomenclature

| | | | |
|-----------------------|---------------------------------------------------------------|---------------------|------------------------------|
| T | champ de température, K | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| \vec{v} | vitesse de Darcy du fluide, $m.s^{-1}$ | | |
| C | capacité calorifique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$ | <i>Superscripts</i> | |
| K_h, K_v | conductivité hydraulique horizontale et verticale, $m.s^{-1}$ | t | transposé |
| K | perméabilité relative à l'eau | s | sol |
| S_0 | compressibilité de stockage, m^{-1} | e | eau |
| S | saturation en eau | <i>Subscripts</i> | |
| | | f | final |
| <i>Symboles grecs</i> | | r | résiduel |
| Λ | tenseur de dispersion thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$ | s | saturation |
| α_L, α_T | dispersivité thermique longitudinale et transversales, m | h | horizontal |
| ψ | potentiel hydrique, m | v | vertical |
| ε | porosité | L | longitudinal |
| | | T | transversal |

1 Introduction

La détection d'éventuelles fuites d'eau à travers les digues en terre le long des canaux, ainsi que l'évaluation de leur débit, constituent un enjeu majeur pour une bonne gestion de ces derniers. On est actuellement capable de mesurer, à l'aide de capteurs à fibre optique utilisant la fluorescence induite laser, la température locale (tous les mètres) sur de très longues distances (plusieurs kilomètres). Dès qu'une fuite apparaît, suite par exemple à un défaut d'étanchéité à l'interface digue/eau, l'eau du canal s'infiltré dans la digue et rapproche de ce fait la température mesurée en son sein de celle de l'eau du canal, voir figure ci-dessus.

En pratique, l'exploitant ne dispose que de trois informations évoluant au cours du temps : les températures air et eau, ainsi qu'une unique température au sein même de la digue fournie par la fibre optique.

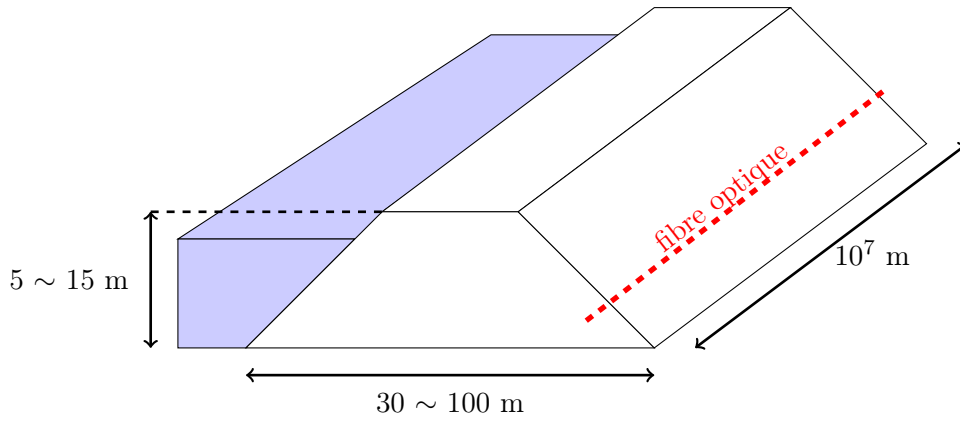


Figure 1 – Coupe d'un canal

2 Modèles physiques

Le champ de température dans la digue nous est donné par l'équation de la chaleur en présence d'écoulement [3]

$$(\varepsilon(\rho C)^e + (1 - \varepsilon)(\rho C)^s) \partial_t T + \varepsilon(\rho C)^e \vec{v} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\Lambda \nabla T), \quad (1)$$

avec le champ de vitesse \vec{v} donné par la loi de Darcy dans les milieux variablement saturés

$$\vec{v} = -K(S(\psi))(K_h, K_v)^t \cdot \nabla(\psi + y), \quad (2)$$

et le potentiel hydrique ψ régi par la loi de la conservation de la masse [4] :

$$(S_0 S(\psi) + \varepsilon \partial_\psi S(\psi)) \partial_t \psi + \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (3)$$

les propriétés hydrodynamiques des sols S et K sont représentées par les fonctionnelles de Van Genuchten [5] et Mualem [6] :

$$\begin{cases} S(\psi) = H(\psi) + (1 - H(\psi)) \left(S_r + \frac{S_s - S_r}{(1 + (\alpha\psi)^n)^m} \right) \\ K(\xi) = \sqrt{\frac{S - S_r}{S_e - S_r}} \left(1 - \left(1 - \left(\frac{S - S_r}{S_s - S_r} \right)^{1/m} \right)^m \right)^2 \end{cases}, \quad (4)$$

Ces modèles sont ici empiriques et H représente l'opérateur Heaviside. L'expression du tenseur de dispersion thermique Λ est donnée par la relation :

$$\Lambda_{ij} = (\varepsilon S(\psi) \lambda^e + (1 - \varepsilon) \lambda^s) \delta_{ij} + \varepsilon(\rho C)^e \left(\alpha_T \|\vec{v}\| + (\alpha_L - \alpha_T) \frac{v_i v_j}{\|\vec{v}\|} \right). \quad (5)$$

3 Modèle physique réduit analytique

3.1 Équation de la chaleur 1D

Nous avons remarqué ([1] et [2]) qu'au-delà d'une certaine vitesse le comportement thermique de la digue est principalement advectif dans la direction horizontale (*i.e.* $Pe = (\rho C)^e v_x L / \Lambda_{xx} \gg 1$, où L est la longueur de la digue), ce qui nous conduit à la réduction du modèle en 1D.

$$\partial_t T + \bar{v}_x \partial_x T = (a + \bar{\alpha}_L \bar{v}_x) \partial_{x^2} T \quad (6)$$

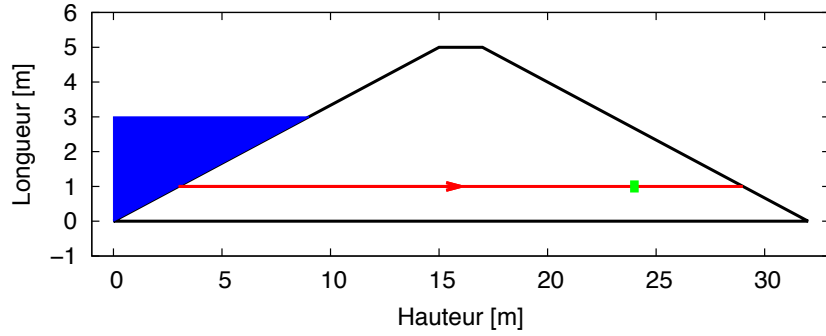


Figure 2 – Modèle réduit 1D sur la ligne horizontale allant de l'eau à l'air passant par le capteur

avec

$$\bar{v}_x = \frac{\varepsilon (\rho C)^e v_x}{(\varepsilon (\rho C)^e + (1 - \varepsilon) (\rho C)^s)}, \quad a = \frac{(\varepsilon \lambda^e + (1 - \varepsilon) \lambda^s)}{(\varepsilon (\rho C)^e + (1 - \varepsilon) (\rho C)^s)} \quad (7)$$

$$\text{et } \bar{\alpha}_L = \frac{\alpha_L}{(\varepsilon (\rho C)^e + (1 - \varepsilon) (\rho C)^s)}. \quad (8)$$

et les conditions aux limites deviennent

$$\begin{cases} T(x=0, t) = T_{eau}(t) \\ \partial_x T(x=L, t) = h(T_{air}(t) - T(x=L, t)) \end{cases} \quad (9)$$

Nous remarquerons que le terme de saturation $S(\psi)$ n'existe plus car nous faisons l'hypothèse d'un milieu saturé, *i.e.* $S(\psi) = 1$, sur le domaine 1D étudié.

3.2 Solution analytique en température de capteur

Par passage dans le domaine fréquentiel, nous obtenons

$$\iota\omega \tilde{T} + \bar{v}_x \partial_x \tilde{T} = (a + \bar{\alpha}_L \bar{v}_x) \partial_{x^2} \tilde{T} \quad (10)$$

et les conditions aux limites deviennent

$$\begin{cases} \tilde{T}(x=0, \omega) = \tilde{T}_{eau}(\omega) \\ \partial_x \tilde{T}(x=L, \omega) = h(\tilde{T}_{air}(\omega) - \tilde{T}(x=L, \omega)) \end{cases} \quad (11)$$

Nous résolvons analytiquement l'équation différentielle en posant

$$(a + \bar{\alpha}_L \bar{v}_x) r^2 - \bar{v}_x r - \iota\omega = 0 \quad (12)$$

dont les racines sont

$$r^\pm = \frac{\bar{v}_x \pm \sqrt{\bar{v}_x^2 + 4(a + \bar{\alpha}_L) \iota\omega}}{2(a + \bar{\alpha}_L \bar{v}_x)} \quad (13)$$

La solution générale s'écrit alors

$$\tilde{T}(x, \omega) = \alpha(\omega) \exp(r^+(x-L)) + \beta(\omega) \exp(r^-x) \quad (14)$$

les conditions aux limites (11) nous permettent le calcul de β et de α

$$\begin{cases} \tilde{T}_{eau}(\omega) = \alpha(\omega) \exp(-r^+L) + \beta(\omega) \\ h(\tilde{T}_{air}(\omega) - \alpha(\omega) - \beta(\omega) \exp(r^-L)) = r^+ \alpha(\omega) + r^- \beta(\omega) \exp(r^-L) \end{cases} \quad (15)$$

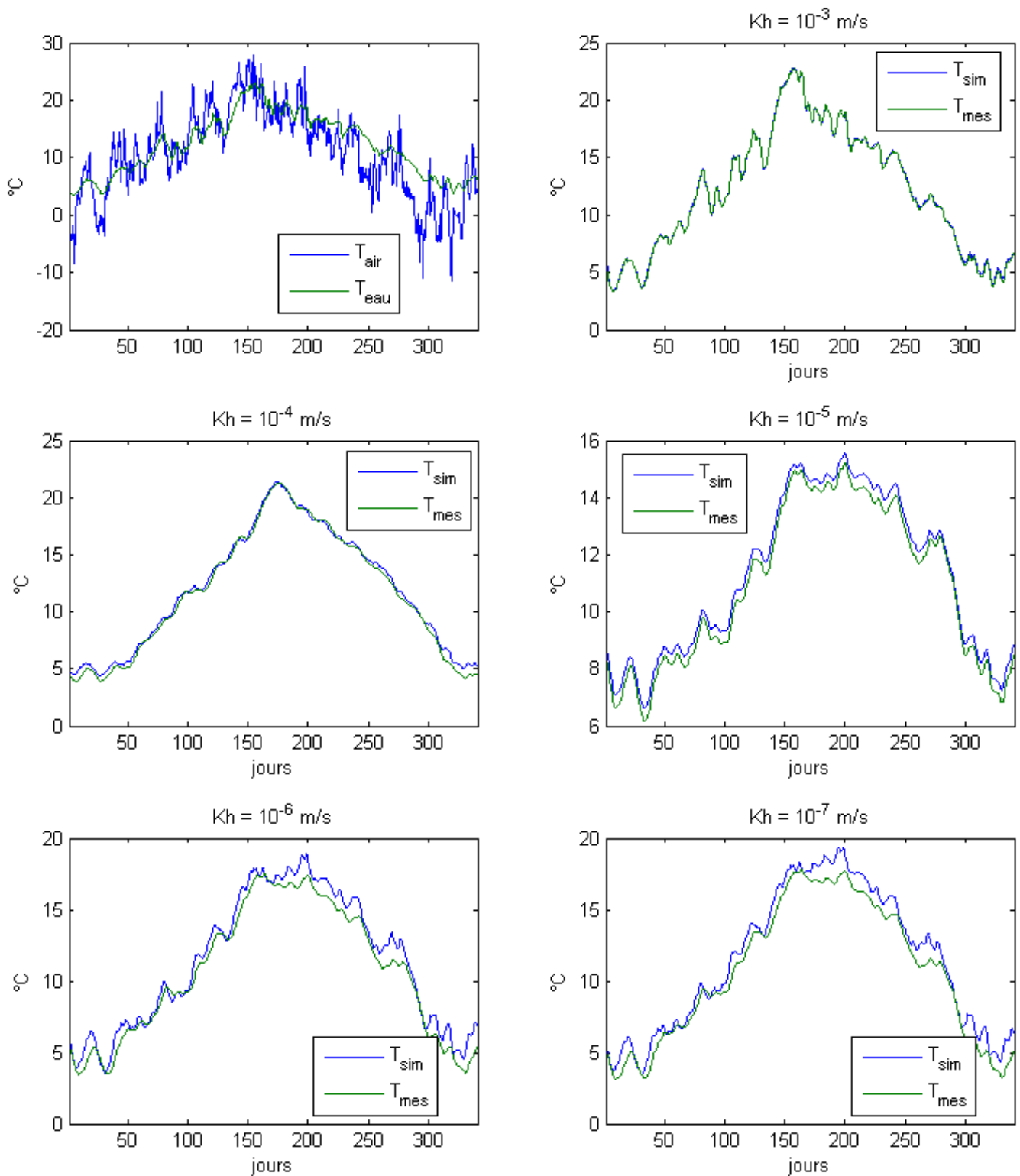


Figure 3 – Courbe des températures air et eau (en haut à gauche) et reconstruction de la température au point de mesure pour différentes conductivités hydrauliques

et donc

$$\begin{pmatrix} \alpha(\omega) \\ \beta(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(-r^+L) & 1 \\ (r^+ + h) & (r^- + h)\exp(r^-L) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \tilde{T}_{eau}(\omega) \\ h\tilde{T}_{air}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Numériquement nous définirons la transformée de Fourier par

$$\tilde{T}(\omega_k) = \sum_{j=1}^N T(t_j) \omega_N^{(j-1)(k-1)} \quad \text{et son inverse} \quad T(t_j) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{T}(\omega_k) \omega_N^{-(j-1)(k-1)} \quad (17)$$

et sa transformée inverse par avec $\omega_N = e^{-2\pi i/N}$, où N représente le nombre de pas de discrétisation.

3.3 Problème inverse : définition et applications

Le problème inverse va consister à estimer les quatre paramètres \bar{v}_x , a , $\bar{\alpha}_L$ et h (d'après les définition (7) et (8), cela revient à estimer v_x , λ^s , α_L et h). Pour cela, une démarche classique des moindres carrés est appliquée par comparaison entre les données observées et simulées. Le problème étant mal posé, des termes de pénalité ont été ajoutés afin de respecter le caractère physique des paramètres identifiés : la diffusivité est notamment quasi fixée pour ne pas interférer avec la dispersivité. La fonction coût est alors formulée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\bar{v}_x, a, \bar{\alpha}_L, h) = & \sum_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\|T_{obs}^i - T_{calc}^i\|_2^2}{\|T_{obs}^i\|_2^2} \\ & + \frac{\gamma_a}{|a_{nom}|} \|a - a_{nom}\|_2^2 + \frac{\gamma_{\bar{\alpha}_L}}{|(\bar{\alpha}_L)_{nom}|} \|\bar{\alpha}_L - (\bar{\alpha}_L)_{nom}\|_2^2 + \frac{\gamma_h}{|h_{nom}|} \|h - h_{nom}\|_2^2 \end{aligned} \quad (18)$$

Pour vérifier la capacité d'identification de la méthode, nous avons simulé une année (pour plusieurs vitesses), et nous nous sommes donnés une information capteur avec une fréquence de 2 heures. La longueur caractéristique de la digue est de 30 mètres et les valeurs des différents paramètres sont données dans les tableaux (1) et (2)

| ε [-] | $(\rho C)^e$ [$J.m^{-3}.K^{-1}$] | $(\rho C)^s$ [$J.m^{-3}.K^{-1}$] | λ^e [$W.m^{-1}.K^{-1}$] |
|-------------------|------------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| 0.3 | $4.68.10^6$ | $2.1.10^6$ | 0.6 |

Table 1 – Paramètres supposés connus

| | v_x [$m.s^{-1}$] | λ^s [$W.m^{-1}.K^{-1}$] | α_L [m] | h [$W.m^{-1}.K^{-1}$] |
|---------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------|---------------------------|
| Exact | 10^{-x} , $x \in \{3 \dots 7\}$ | 2.9 | 0.2 | 10 |
| Nominal | – | 2.95 | 0.15 | 11 |

Table 2 – Paramètres à estimer

Après avoir fixé empiriquement les valeurs des hyper-paramètres ($\gamma_a = \gamma_{\bar{\alpha}_L} = \gamma_h = 10\%$), nous utilisons la fonction *fminunc* de MATLAB pour résoudre le problème de minimisation.

La figure 3 montre la reconstruction de la température au point de mesure. Le tableau (3) montre que l'estimation de la vitesse est réalisable pour des perméabilités de $10^{-3} m.s^{-1}$ et $10^{-4} m.s^{-1}$, mais qu'à partir de $10^{-5} m.s^{-1}$, il est seulement possible de dire que la perméabilité est inférieure à cette valeur. Le compromis diffusivité-dispersivité influe aussi sur l'estimation.

| v_x | v_x estimé | λ^s estimé | α_L estimé | h estimé |
|-----------|------------------------|--------------------|-------------------|------------|
| 10^{-7} | $0.0313 \cdot 10^{-3}$ | 2.9396 | 0.3263 | 10.5883 |
| 10^{-6} | $0.0172 \cdot 10^{-3}$ | 2.9583 | 0.3004 | 11.1522 |
| 10^{-5} | $0.0028 \cdot 10^{-3}$ | 2.7391 | 0.2031 | 11.1476 |
| 10^{-4} | $0.0667 \cdot 10^{-3}$ | 3.1839 | 0.1334 | 11.1584 |
| 10^{-3} | $0.8417 \cdot 10^{-3}$ | 3.2175 | 0.0529 | 10.3070 |

Table 3 – Paramètres estimés pour les différentes vitesses

4 Identification du système

Le modèle utilisé ci-dessus, c'est-à-dire la température du capteur variant en fonction de deux entrées (excitations), les températures de l'eau et de l'air, et d'un paramètre caractérisant la structure de la digue, sa conductivité hydraulique qui permet, une fois estimée par inversion de l'équation de la chaleur d'estimer le débit de fuite par résolution directe de l'équation de Darcy, est un modèle d'état. Ce modèle couplé est un modèle de connaissance qui présuppose la connaissance de tous ses paramètres structurels. Dans la réalité, beaucoup de ces données ne sont qu'imparfaitement connues (inhomogénéités internes locales dans la digue, valeurs inadaptées des coefficients de dispersion thermique, déplacement de la fibre optique par rapport à sa position nominale...). C'est pourquoi, dans un tel contexte, incertain par nature, il est intéressant de chercher à identifier un modèle externe, à partir de l'historique des évolutions des températures de l'air, de l'eau et enfin du capteur. On peut donc écrire, dans le cas le plus général d'un système linéaire de structure et de paramètres structurels invariant en temps [7]

$$\begin{aligned}
 T_{\text{capteur}}(t) = & \int_{\Omega} G(x_{\text{capteur}}, x', t) T_0(x') dx' + \int_0^t W_{\text{capteur-air}}(t-t') T_{\text{air}}(t') dt' \\
 & + \int_0^t W_{\text{capteur-eau}}(t-t') T_{\text{eau}}(t') dt'
 \end{aligned} \quad (19)$$

où G est la fonction de Green du système et $T_0(x)$ le champ de température dans la digue (domaine Ω , x étant le vecteur position) à un instant quelconque, baptisé instant initial ($t = 0$) et $t \geq 0$ le temps. Ceci peut encore s'écrire :

$$\begin{aligned}
 T_{\text{capteur}}(t) = & G_{\text{capteur}}(x, t) \circ T_0(x) \\
 & + W_{\text{capteur-air}}(t) * T_{\text{air}}(t) + W_{\text{capteur-eau}}(t) * T_{\text{eau}}(t)
 \end{aligned} \quad (20)$$

Le premier terme est un terme correspondant à relaxation du champ de température initial (régime "libre", le symbole "o" correspondant à l'intégration spatiale de noyau G_{capteur}) et les deux autres termes correspondent au régime "forcé" provoqué par les variations postérieures des températures de l'eau et de l'air.

Ceux-ci correspondent à deux produits de convolution, notés *, $W_{\text{capteur-air}}$ et $W_{\text{capteur-eau}}$ étant des transmittances, c'est-à-dire des fonctions de transfert entre la température du capteur et les températures respectives de l'air et de l'eau. Ces deux fonctions dépendent à priori du champ des vitesses d'eau dans la digue et leur identification expérimentale permettrait de détecter des fuites en les comparant à leurs contreparties théoriques issues de modèles d'état correspondant (validation de modèles et donc tris de modèles concurrents) indépendamment de toute excitation (les températures de l'air et de l'eau).

Pour tester cette éventuelle liaison entre températures de l'eau et de l'air, nous avons procédé à une analyse en régime modulé des températures de l'eau et de l'air mesurées toutes les 2 heures sur 2 ans, puis nous avons calculé les transformées de Fourier (par FFT), ainsi que la fonction de transmittance modulée entre eau et air $\widetilde{W}_{\text{air-eau}}(f)$, en

fonction de la fréquence f . Ces fonctions sont définies par :

$$\widetilde{W}(f) = \frac{\widetilde{T}_{eau}(f)}{\widetilde{T}_{air}(f)}. \quad (21)$$

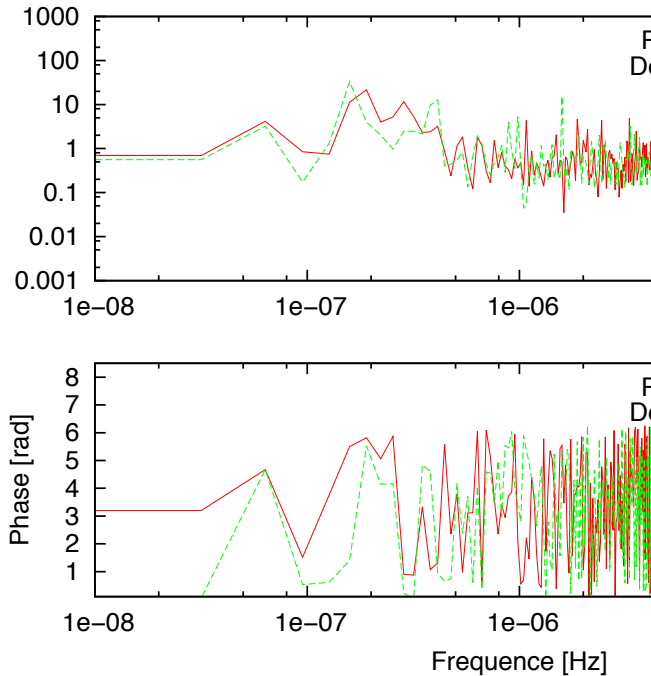


Figure 4 – Diagrammes de Bode de la transmittance modulée température de l'eau en fonction de celle de l'air - a : atténuation - b : phase

Ces deux graphes montrent que, pour des durées supérieures à une douzaine de jours (environ 10^6 s), c'est-à-dire pour des fréquences inférieures à 10^{-6} Hz, la reproductibilité est qualitativement significative et les deux températures d'air et de l'eau (canal) semblent donc être liées par une relation déterministe. Ceci reste à démontrer dans l'espace temporel, en déterminant la transmittance entre eau et air, $T_{eau}(t) = W_{eau-air}(t) * T_{air}(t)$ pour ne faire apparaître qu'une seule entrée, la température de l'air, dans l'équation (20).

5 Conclusions

Dans le cas d'une digue homogène, un modèle réduit analytique 1D peut être inversé, en utilisant des températures d'un capteur interne à la digue, ce qui permet de retrouver les vitesses d'infiltration avec une précision acceptable, en autorisant un certain flou sur les caractéristiques structurales (estimation probabiliste). Des perspectives existent en termes d'identification d'une fonction de transfert entre températures de capteur et température d'air.

Références

- [1] S. Kerzale, D. Maillet & A. Girard, *Estimation des vitesses de fuite dans les digues en terre par thermométrie*, Communication au Congrès français de Thermique, SFT 2011, Perpignan, 24-27 mai 2011, papier n° 209, 6 pages.

- [2] S. Kerzale, D. Maillet & A. Girard. *Estimation of leakage flow rates and initial thermal state inside soil dikes through temperature measurements*. Article accepté le 8/11/2011 dans *Inverse Problems in Science and Engineering*.
- [3] C. Moyne, S. Didierjean, H.P. Amaral Souto, O.T. Da Silveira, *Thermal dispersion in porous media : One-equation model*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 43, 3853-3867, 2000.
- [4] J.J.G. Diersch, *FEFLOW 53 Reference Manual*, Wasy GmbH, 2005.
- [5] M. Th. van Genuchten, *Mass transport in saturated-unsaturated porous media : one-dimensional solutions*, *Water Resources Programm*, Report 78-WR-11 (1978).
- [6] Y. Mualem, *A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media*, *Water Resources Research* (1976), Vol. 12, pages 513-522.
- [7] M. N. Ozisik, *Heat Conduction*, 2nd edition, Wiley, New York, 199".

Liste des auteurs principaux

| A | | |
|---------------|-------------------|------------------|
| AADAMI | GHARBI Myriam | Marta |
| ACEM | GONDA Armel | ROUAULT Fabien |
| AHMADI | GOSSARD Didier | ROUIZI Yassine |
| AMMAR | GRADECK Michel | RUFFIO Emmanuel |
| ARFAOUI | HAY Bruno | RULLIERE Romuald |
| ARMAND-DECKER | HENON Aurélien | RUSSEIL Serge |
| AWOROU | IDCHABANI Rachida | SALAGNAC Patrick |

| B | | |
|-------------|---------------------|----------------------|
| BALAGEAS | JEAN Valentin | SANVICENTE Estibaliz |
| BAONGA | JENFT Alexandre | SARI-BEY Sana |
| BATINA | JOBIC Yann | SCHICK Vincent |
| BATTAGLIA | JOURDAN Arnaud | SCOARNEC Vincent |
| BEGOT | KERZALÉ Stéven | SEGOND Guillaume |
| BEN KHELIFA | KOUADIO Thierry | SERGEANT Anne |
| BENKAHLA | KOUSKSOU Tarik | SINAMA Frantz |
| BISSIEUX | LANZETTA François | SOBAC Benjamin |
| BODNAR | LATOUR Benjamin | SOUID Anouar |
| BOUBAULT | LAUNAY Julien | SPITZ Clara |
| BOUKADOUM | LAUNAY Stéphane | STOUFFS Pascal |
| BOUTERRA | LE GUER Yves | THOMAS Anthony |
| BOUZIANE | LECHENE Sullivan | TINGAUD Florian |
| BRANGEON | LORRETTE Christophe | TLILI Ons |
| BRUTIN | LOULOU Tahar | TOUTANT Adrien |

| C | | |
|------------------------|---------------------|-------------------|
| CARLE Florian | MAACHOU Asma | TRANCHARD Pauline |
| CHAABANE Monia | MAHROUCHE Ouafaa | TSOGO Joseph |
| CHAMOUN Marwan | MANSOURI Larbi | VALDERRAMA ULLOA |
| CHAMOUN Marwan | MARC Olivier | Claudia |
| CHEHEB Zied | MARZOUK KHAIRALLEH | ZAMOUM Mohamed |
| COEURIOT Vincent | Salwa | |
| COGNE Claudia | MATTEI Simone | ZERAOULI Youssef |
| COLLIN Anthony | MÉRESSE Damien | |
| DAL Morgan | MERHEB Rania | |
| DELHOMME Baptiste | MOGLAN Raluca Elena | |
| DERRADJI Lotfi | MORVILLE Simon | |
| DIANA Antoine | MOST Jean-Michel | |
| DUGUÉ Antoine | MOUSSA Tala | |
| DUMAS Jean Pierre | MULLER Maryse | |
| DUQUESNE Marie | NIEZGODA Mathieu | |
| DURAND-ESTEVE Baptiste | OLIVÈS Régis | |
| EL OMARI Kamal | PELLÉ Julien | |
| ERRIGUIBLE Arnaud | PEREZ Laetitia | |
| FUDYM Olivier | PIERRE Thomas | |
| GABORIEAU Cécile | PLOTEAU Jean-Pierre | |
| GASPAR Jonathan | PONS Michel | |
| | POUX Alexandre | |
| | PRADÈRE Christophe | |
| | PRIGENT Guillaume | |
| | RIAHY Mohamed | |
| | RODIET Christophe | |
| | ROJO Amandine | |
| | ROMANO MUNGARAY | |

